

Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова
Российской академии наук
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
Фонд «Международный центр – Фонд перспективных исследований
в Нижнем Новгороде»



НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ – 2024

XXI научная школа

5 – 11 ноября 2024 года, Нижний Новгород

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Нижний Новгород
ИПФ РАН
2024

В сборник вошли краткие аннотации докладов лекторов, приглашенных на XXI научную школу «Нелинейные волны – 2024» (Нижний Новгород, 5 – 11 ноября 2024 г.), а также работы остальных участников школы, представленные в виде устных или стендовых докладов.

Целями школы являются обсуждение мировых достижений последних лет в области фундаментальной нелинейной физики и ее приложений, координация усилий российских ученых в наиболее актуальных направлениях физики нелинейных волновых процессов и ориентация научной молодежи на активное участие в исследованиях, ведущихся в научных центрах нашей страны. Тематика XXI научной школы включает следующие направления исследований:

- современные проблемы теории нелинейных колебаний и волн;
- нелинейные процессы в геофизике;
- модели климата и экосистем;
- нелинейные явления в космологии и астрофизике;
- нелинейная фотоника;
- нелинейные явления в физике плазмы и электронике;
- нелинейные процессы в биофизике и нейродинамике;
- нелинейная динамика квантовых систем.

Всего в работе школы принимают участие около 250 человек. Запланировано 46 лекций приглашенных ученых, более 100 устных и почти 80 стендовых выступлений других участников школы. В этом году ожидается приезд исследователей из Нижнего Новгорода (ИПФ РАН, ННГУ, ВШЭ, ВГУВТ, НГТУ, ПИМУ), Москвы и Московской области (МИФИ, ВШЭ, ФИАН, ИТФ РАН, МГУ им. М. В. Ломоносова, ИВМ РАН, МФТИ, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ИФТТ РАН, Сколтех, ИФА РАН, ВНИИА, ГОИН, ИАТЭ, ИВНД и НФ РАН, ИКИ РАН, ИО РАН, ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, ИСАН, ИФЗ РАН, МЦКТ, МЭИ, НИЦ «Курчатовский институт» – ВНИИРАЭ, ОИВТ РАН, Росатом), Саратова (СГУ, СФ ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН), Перми (ИМСС УрО РАН, ПГНИУ), Владивостока (ТОИ ДВО РАН), Новосибирска (НГУ, ИАиЭ СО РАН, ИГиЛ СО РАН), Санкт-Петербурга (СПбГУ), Калининграда (БФУ им. И. Канта), Ярославля (ЯрГУ им. П. Г. Демидова), Екатеринбурга (ИЭФ УрО РАН), Казани (КФУ), Самары (СНИУ), Сарова (НЦФМ), а также из Ташкента (ФТИ АН РУз).

В рамках школы пройдут симпозиум «Нелинейная динамика нейронных и нейроморфных систем», симпозиум «Современные проблемы нелинейной фотоники», школа молодых ученых «Актуальные проблемы мощной вакуумной электроники СВЧ: источники и приложения», школа молодых ученых «Мощные источники электромагнитного излучения терагерцового, оптического и рентгеновского диапазонов на основе фотоинжекторных комплексов» и школа молодых ученых «Источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения частиц.

Дополнительная информация о школе размещена на сайте <https://nonlinearwaves.ipfran.ru/>.

Ответственный за выпуск д.ф.-м.н., проф. РАН **А. В. Слюняев**

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

А. Г. Литвак, акад. РАН – председатель, ИПФ РАН, Н. Новгород
А. В. Слюняев, д.ф.-м.н., проф. РАН – ученый секретарь, ИПФ РАН, Н. Новгород
К. В. Анохин, акад. РАН, МГУ, Москва
С. А. Бабин, член-корр. РАН, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
А. А. Балакин, д.ф.-м.н., ИПФ РАН, Н. Новгород
С. И. Блинников, д.ф.-м.н., проф., НИЦ «Курчатовский институт», Москва
Н. С. Гинзбург, член-корр. РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород
А. С. Грицун, д.ф.-м.н., проф. РАН, ИВМ РАН, Москва
С. К. Гулев, член-корр. РАН, ИО РАН, Москва
С. Н. Гурбатов, д.ф.-м.н., проф., ННГУ, Н. Новгород
Г. Г. Денисов, акад. РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород
В. П. Дымников, акад. РАН, ИВМ РАН, Москва
Е. В. Ерманюк, д.ф.-м.н., ИГиЛ СО РАН, Новосибирск
Л. М. Зеленый, акад. РАН, ИКИ РАН, Москва
Н. М. Зубарев, член-корр. РАН, ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург
В. Б. Казанцев, д.ф.-м.н., ННГУ, Н. Новгород
И. Ю. Костюков, член-корр. РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород
Вл. В. Кочаровский, член-корр. РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород
Е. А. Кузнецов, акад. РАН, Сколтех, ФИАН, Москва
В. В. Курин, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Е. А. Мареев, акад. РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород
В. И. Некоркин, член-корр. РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород
Р. И. Нигматулин, акад. РАН, ИО РАН, Москва
М. А. Носов, д.ф.-м.н., проф. РАН, МГУ, Москва
О. А. Плехов, член-корр. РАН, ПФИЦ УрО РАН, Пермь
С. В. Пранц, член-корр. РАН, ТОИ ДВО РАН, Владивосток
Н. Н. Розанов, акад. РАН, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
О. В. Руденко, акад. РАН, МГУ, Москва
Н. М. Рыскин, д.ф.-м.н., проф., СФ ИРЭ РАН им. В.А. Котельникова, Саратов
А. М. Сергеев, акад. РАН, ИЦФМ, Саров
С. А. Тихоцкий, член-корр. РАН, ИФЗ РАН, Москва
Ю. И. Троицкая, д.ф.-м.н., ИПФ РАН, Н. Новгород
А. М. Фейгин, д.ф.-м.н., ИПФ РАН, Н. Новгород
Е. А. Хазанов, акад. РАН, ИПФ РАН, Н. Новгород
А. Е. Храмов, д.ф.-м.н., проф., БФУ им. И. Канта, Калининград

ОРГАНИЗАЦИОННО-ФИНАНСОВАЯ ПОДДЕРЖКА

- Симпозиум «Нелинейная динамика нейронных и нейроморфных систем» проводится при финансовой поддержке программы стратегического академического лидерства "Приоритет 2030" Национального исследовательского Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.
- Симпозиум «Современные проблемы нелинейной фотоники» проводится при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение № 075-15-2022-316 (НЦМУ "Центр фотоники").
- VI Школа для молодых учёных «Актуальные проблемы мощной вакуумной электроники СВЧ: источники и приложения» проводится при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 19-79-30071.
- IV Школа для молодых ученых «Мощные источники электромагнитного излучения терагерцового, оптического и рентгеновского диапазонов на основе фотоинжекторных комплексов» проводится при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 21-72-30027.
- Школа для молодых ученых «Источники синхротронного излучения и нейтронов на принципах лазерного ускорения частиц» проводится при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение № 075-15-2021-1361 (ФНТП СИН).
- Школа проводится при финансовой поддержке Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом».

АННОТАЦИИ ЛЕКЦИЙ

ИСТОЧНИК ЭКСТРЕМАЛЬНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПЛАЗМЫ КСЕНОНА: ПРИНЦИПЫ, НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ДЛЯ ЛИТОГРАФИИ

И. С. Абрамов

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Лекция посвящена теории лазерного разряда в струе ксенона высокого давления, предлагаемого в качестве эффективного источника экстремального ультрафиолетового излучения (ЭУФ) для литографии [1]. Обсуждаются основные аспекты динамики разряда, в частности, возможность расширения области разряда, излучающей в ЭУФ-диапазоне длин волн, за пределы фокального пятна лазера вследствие фотоионизации окружающего нейтрального ксенона и последующего нагрева электронов потоком тепла из области энерговыделения вследствие теплопроводности [2]. Результаты моделирования в рамках разработанной теории проверяются на доступных экспериментальных данных [3–6] и используются для исследования предельных параметров источника ЭУФ-излучения на основе плазмы ксенона.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-22-00270).

1. *Chkhalo N. I., Garakhin S. A., Lopatin A. Ya. et al. // AIP Adv. 2018. Vol. 8. Art. 105003.*
2. *Abramov I. S., Golubev S. V., Gospodchikov E. D. and Shalashov A. G. // Appl. Phys. Lett. 2023. Vol. 123. Art. 193502.*
3. *Kalmykov S. G., Butorin P. S. and Sasin M. E. // J. Appl. Phys. 2019. Vol. 126. Art. 103301.*
4. *Kalmykov S. G., Butorin P. S., Sasin M. E. and Zakharov V. S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. Vol. 55. Art. 105203.*
5. *Guseva V. E., Nechay A. N., Perekalov A. A., et. al. // Appl. Phys. B. 2023. Vol. 129, no. 10. Art. 155.*
6. *Abramov I. S., Golubev S. V., Gospodchikov E. D., Shalashov A. G., Perekalov A. A., Nechay A. N., Chkhalo N. I., Laser discharge in high-pressure jet of heavy noble gas: expansion of emitting volume promises efficient source of EUV light for lithography // Phys. Rev. Applied. 2024. with referees.*

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННАЯ НАНОФИЗИКА

А. А. Андреев

Санкт-Петербургский государственный университет

В настоящее время активно изучается взаимодействие релятивистски-интенсивного лазерного излучения с различными мишенями. Целью исследований является увеличение интенсивности, монохроматичности и направленности генерируемых электронного, ионного и радиационного потоков, а также достижение контролируемости их параметров. В задачах, рассматриваемых в докладе, используются наноструктурированные мишени (кластеры, нити, каналы), что увеличивает эффективность процессов. Благодаря тому, что в некоторых случаях как формирование структуры (например, лазерным пред-импульсом), так и генерация частиц от такой мишени являются кратковременными процессами, возникают новые возможности для создания эффективных лазерно-плазменных источников частиц с помощью рассматриваемых коротких интенсивных лазерных импульсов. Для теоретического анализа и моделирования наших задач используются кинетические многомерные коды и аналитические модели в различных приближениях. Высокий контраст лазерного импульса необходим для сохранения наноструктур, что в настоящее время становится возможным из-за большого прогресса в лазерной технике. Однако и «динамическая» структура мишени иногда помогает в рассматриваемых процессах.

В докладе обсуждаются основные закономерности взаимодействия интенсивного лазерного излучения с нанообъектами, а также раскрывается потенциал приложений этих эффектов при использовании, в том числе, нелинейно-оптических свойств объектов. В частности, показано, что выбором параметров поверхностной наноструктуры можно изменять генерируемую электронную функцию распределения плазмы мишени и эффективно переводить энергию лазерного импульса в монохрома-

тическое рентгеновское излучение или ускоренные частицы, что согласуется с экспериментом. Используя мишени из искривленных нанонитей, можно получать плотность электронного потока существенно выше плотности потока лазерного излучения. При циркулярной поляризации интенсивного лазерного излучения генерируемое магнитное поле может достигать уровня мега-тесла, а в случае кластерных мишеней даже выше, занимая объем фокальной перетяжки в течение субпикосекундного времени, что представляет интерес для ряда ядерных реакций. Показано, что такие мишени, облучаемые ультрарелятивистскими лазерными импульсами, могут быть эффективными источниками аттоимпульсов и гамма-излучения или позитронов, что можно использовать для прямой диагностики сфокусированного лазерного излучения.

ПРОТИВОФАЗНЫЕ СУПЕРМОДЫ В МНОГОСЕРДЦЕВИННЫХ ВОЛОКНАХ И ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ КАПИЛЛЯРАХ

А. А. Балакин, С. А. Скобелев, А. В. Андрианов, А. Г. Литвак

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

С 1960-х годов известно, что филаментационная неустойчивость играет ключевую роль в пространстве интенсивных лазерных импульсов в нелинейных средах с кубической нелинейностью, ограничивая возможности генерации и применения мощных импульсов. Одним из очевидных способов преодоления этой проблемы является пространственное разделение волновых пучков по отдельным световодам (каналам). Однако эксперименты по транспортировке излучения в системах с ограниченным числом независимых каналов показали, что для обеспечения фазовой синхронизации излучения при неизбежных случайных различиях параметров каналов требуются значительные технологические усилия, включая создание системы обратной связи для корректировки фазы в каждом канале.

Для решения этой проблемы можно использовать многосердцевинные волокна со слабо связанными сердцевинами, что позволяет формировать коллективные нелинейные моды (супермоды) когерентного излучения, распределенные по нескольким близкорасположенным сердцевинам и слабо чувствительные к фазовым флуктуациям инжектированных пучков. В результате суммарная мощность излучения может значительно превышать мощность, доступную в одном световоде. Кроме того, многосердцевинные волокна могут использоваться как независимые каналы для дополнительной синхронизации, что позволяет еще больше увеличивать передаваемую когерентную мощность. Многосердцевинные волокна также обладают интересными дисперсионными свойствами, которые позволяют перестраивать центральную частоту лазерных импульсов в широком диапазоне и осуществлять их компрессию с высокой энергетической эффективностью.

Газонаполненные диэлектрические капилляры и полые микроструктурированные волокна часто используются для работы с лазерными импульсами мощностью на уровне гигаватт, так как критическая мощность самофокусировки зависит от агрегатного состояния вещества: единицы мегаватт для твердых тел и единицы гигаватт для газов. В 2000-х годах такие капилляры использовались для укорочения длительности импульсов, генерации суперконтинуума и частотного смещения. Однако их транспортируемая мощность также ограничена критической мощностью. Обобщение противофазной супермоды для полых газонаполненных волноводов представляет собой сложную задачу, но обладает большим потенциалом. Противофазные распределения волнового поля в диэлектрическом волноводе с модулированной границей, имитирующей форму ромашки, позволяют добиться устойчивого когерентного распространения волновых пучков с мощностью на уровне субтераватта.

ОКЕАНСКИЕ ВИХРЕВЫЕ ПУЛЬСАРЫ

П. С. Берлов

Имперский колледж Лондона, Великобритания
Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука РАН, Москва

Когерентные вихри повсеместно распространены в геофизических, то есть вращающихся и стратифицированных, жидкостях, таких как океаны и атмосферы планет. Справочная литература по этому явлению обширна и включает данные наблюдений, результаты численного моделирования, лабораторные эксперименты и аналитические решения. На океанские вихри решающее влияние оказывает крупномасштабное распределение потенциальной завихренности окружающей жидкости, которое, в свою очередь, формируется планетарным бета-эффектом, крупномасштабными течениями и стратификацией плотности, а также топографией дна. Вихри обеспечивают различные эффекты, но, что наиболее важно, они обеспечивают механизмы переноса на большие расстояния различных материальных и динамически важных характеристик. В свою очередь, эти эффекты и механизмы изменяют крупномасштабную общую циркуляцию океана, которая глобально влияет на всю систему Земли. В этом более широком контексте когерентные вихри можно рассматривать как тип мезомасштабных океанских вихрей, которые сами по себе являются важным явлением и большой исследовательской задачей.

Теоретические исследования когерентных изолированных вихрей имеют полувековую историю и во многом стали классикой геофизической гидродинамики. В лекции будет обсуждаться открытие нового класса стабильных вечноживущих когерентных вихрей на стратифицированных фоновых сдвигах скорости, основное внимание будет уделено теоретическому описанию и результатам моделирования. Эти особенные вихри, называемые «вихревыми пульсарами», – принципиально неизоллированные от окружающей жидкости структуры (т. е. представляющие собой открытые системы) из-за значительного обмена веществом посредством нестационарных пульсаций. Эта открытость позволяет вихревым пульсарам сохранять внутренний баланс потенциальной завихренности. Вихревые пульсары асимметричны и характеризуются быстро вращающимся ядром завихренности, связанным со следом в виде волн Россби. Эта асимметрия позволяет вихревым пульсарам извлекать энергию из фонового сдвигового течения и, таким образом, поддерживать свой энергетический баланс. Два совершенно разных семейства вихревых пульсаров – «сильные» и «слабые» – могут сосуществовать в статистически уравновешенных вихревых ансамблях, что усложняет параметризацию вихрей для океанских моделей климатического типа.

ВОЛНЫ В СВЕРХСИЛЬНЫХ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ ПОЛЯХ $\sim 10^6 g$

С. В. Боговалов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Рассматриваются последние достижения группы НИЯУ МИФИ по исследованию волновых процессов в газе в сверхсильных центробежных полях. Поля с типичным центробежным ускорением порядка $10^6 g$ создаются в газовых центрифугах для разделения изотопов. Кратко представлена история создания и устройство этих машин. Волны в них естественным образом генерируются при взаимодействии вращающегося гиперзвукового потока газа с покоящимися газоотборниками. Наша задача – понять, как эти волны могут быть использованы для повышения эффективности газовых центрифуг. Представлены результаты исследования характеристик линейных волн. Они имеют как черты волн плавучести, так и инерционных волн. Особое внимание уделяется впервые обнаруженной нами акустической волне, распространяющейся строго вдоль оси вращения. Обсуждаются ее свойства. Особенность акустической волны состоит в относительно слабом затухании по сравнению с типичной длиной ротора, что делает ее интересной для управления процессами в газовой центрифуге. Обсуждаются возможные механизмы разделения изотопов за счет нелинейных процессов в волнах.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МОЛНИЕВЫХ РАЗРЯДОВ

А. Н. Бочаров¹, Е. А. Мареев², Н. А. Попов³

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

²Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

³Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Представлена численная модель главной стадии разряда молнии. В рамках данной модели эволюция параметров токового канала при обратном ударе (главной стадии разряда молнии) описывается системой уравнений сохранения массы, импульса, полной энергии, а также уравнений длинной линии для определения электрического потенциала и полного тока в каждом сечении канала. Численно продемонстрированы основные черты разряда молнии на стадии обратного удара, регистрируемые экспериментально: нагрев газа в канале до температур 10–40 кК; принципиальная возможность распространения волны градиента потенциала со скоростями от сотых до десятых долей скорости света, а также возможность распространения волны обратного удара без существенного затухания на достаточно большие расстояния.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ОБЛУЧЕНИЯ НА РАЗНЫХ УРОВНЯХ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ОРГАНИЗАЦИИ

С. А. Гераськин

Всероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии

НИЦ «Курчатовский институт», Обнинск

Биологические и экологические системы, как любые другие сложно организованные системы, нелинейно отвечают на слабые, не разрушающие систему воздействия. Ионизирующее излучение – наиболее изученный в отношении индукции биологических эффектов фактор. Мы знаем, как оценить поглощенную дозу разных видов ионизирующего излучения в биологических тканях, что не всегда возможно в случае факторов иной природы. С этих позиций ионизирующее излучение представляет собой идеальный инструмент для исследования адаптивных реакций живого на слабые внешние воздействия.

Первичные эффекты радиационного воздействия формируются на молекулярно-клеточном уровне. Однако на высших уровнях биологической организации в ответную реакцию на облучение вовлекаются все более сложные биологические и экологические механизмы, не сводящиеся к физико-химическим процессам взаимодействия ионизирующего излучения с веществом. Помимо результатов экспериментов в контролируемых условиях, подтвердивших нелинейность ответной реакции на облучение в низких дозах на клеточном и организменном уровне, в лекции будут представлены основные результаты многолетних наблюдений за популяциями сосны в разных радиоэкологических ситуациях и климатических зонах (30-км зоны Чернобыльской и Фукусимской АЭС, участки с повышенным уровнем естественной радиоактивности в Республике Коми).

В условиях экологического стресса в популяциях растений происходит отбор на повышение устойчивости к действующему фактору. Но скорость и сама возможность осуществления этого процесса может существенно различаться в разных радиоэкологических условиях. Высокие мощности дозы хронического облучения ведут к отбору на эффективность систем репарации, а низкие – к поддержанию оксидативного баланса, увеличению синтеза регулирующих структуру хроматина белков, а также контролю активности мобильных генетических элементов. Из представленных в лекции данных следует, что хроническое радиационное воздействие можно рассматривать как экологический фактор, способный дестабилизировать временную динамику популяционных показателей, менять генетическую структуру популяций и модифицировать их гормональный статус. Причем в адаптивных реакциях растений на хроническое радиационное воздействие важную роль играют эпигенетические механизмы.

НЕЙРОМОРФНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА НА ОСНОВЕ БИОФИЗИЧЕСКИХ НЕЙРОН-АСТРОЦИТАРНЫХ СЕТЕВЫХ МОДЕЛЕЙ

С. Ю. Гордлева

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород

Человеческий мозг способен хранить и обрабатывать феноменальные объемы информации при экстремально низких энергетических затратах (порядка 100 Вт, частота сигнальных ритмов – не более 200 Гц). Традиционно считалось, что основными сигнальными клетками мозга являются нейроны. Ключом к расшифровке механизмов информационных процессов в мозге являются нейронные взаимодействия. Нейроны общаются с помощью электрических импульсов (спайков), передавая их через однонаправленные связи (синапсы). Подобный асинхронный способ обмена данными позволяет реализовать энергоэффективную обработку информации, механизмы которой до конца не ясны. Совсем недавно было обнаружено, что астроциты (один из самых распространенных типов глиальных клеток) также являются сигнальными клетками мозга и способны генерировать импульсы химической активности в ответ на нейронную активность. Развитие новых экспериментальных методов показало, что астроциты влияют на передачу сигналов в нейронной сети и непосредственно участвуют в процессах обработки информации и развитии нейродегенеративных заболеваний и старения мозга.

Исследование процессов межклеточной сигнализации в мозге, разработка адекватных биолого-правдоподобных математических моделей этих процессов и их аппаратная реализация представляют собой качественный виток научных исследований, направленных на создание концептуально новых нейроморфных устройств, имитирующих принципы обработки информации в мозге. Нейроморфные системы искусственного интеллекта, представляющие собой сетевые модели, состоящие из биолого-правдоподобных элементов, спайковых нейронов и астроцитов, способные обучаться по правилам, приближенным к правилам обучения в естественном мозге, являются алгоритмической основой функционирования мемристивной нейроэлектроники.

В лекции будут представлены результаты исследования активности головного мозга в норме и патологии методами биолого-реалистичного математического моделирования сигнализации нейронных сетей с учетом влияния астроцитов. На основе экспериментальных данных разработаны новые клеточно-сетевые математические модели взаимодействия нейронов и астроцитов, реализующие определенные информационные функции мозга. Данные модели позволили *in silico* исследовать функциональную роль астроцитов в сигнализации нейронных сетей и помогли объяснить целый ряд ранее неизученных механизмов кодирования и хранения информации в мозге, а также механизмы развития нейродегенеративных заболеваний в процессе старения.

УСТОЙЧИВОСТЬ, НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ХАОС В МОДЕЛЯХ ДИНАМИКИ АТМОСФЕРЫ

А. С. Грицун

Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука РАН, Москва

В докладе рассматривается ряд вопросов, связанных с применением теории динамических систем для анализа и описания поведения траекторий хаотических моделей динамики атмосферы, а также соответствующих инвариантных притягивающих множеств. Обсуждается возможность использования неустойчивых периодических орбит для аппроксимации траекторий рассматриваемых моделей и их статистических характеристик. Анализируется возможность построения соотношений между откликом таких систем на внешние воздействия и их невозмущенными статистическими характеристиками. Обсуждается возможность применения результатов теории гиперболических систем к типичным моделям динамики атмосферы.

ВЫНУЖДЕННАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ МЕГАВАТТНЫХ ГИРОТРОНОВ

Г. Г. Денисов

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Явление синхронизации открыто голландским физиком Христианом Гюйгенсом в 1665 году. С тех пор синхронизация в самых разнообразных колебательных системах была описана и использована многими исследователями.

Одна из простейших форм синхронизации может быть сформулирована так: *если на некоторую нелинейную диссипативную автоколебательную систему оказывается внешнее периодическое воздействие с частотой, близкой к частоте колебаний автономной системы, то в определенном интервале частоты внешней силы колебания системы синхронизируются по частоте с внешним воздействием, причем полоса синхронизации тем шире, чем больше интенсивность воздействия.*

В настоящей лекции в качестве автоколебательной системы рассмотрен гиротрон, представляющий собой осциллятор – источник мощного когерентного электромагнитного излучения в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн, использующий мазерный эффект вынужденного электронного излучения в постоянном магнитном поле, связанный с группировкой электронов по фазам вращения из-за релятивистской зависимости циклотронной частоты от энергии частиц. Электродинамическая система гиротрона может значительно превосходить в поперечных размерах (например, в 30 раз) длину волны излучения при сохранении режима одномодовой одночастотной генерации, что позволяет получить высокий уровень мощности на очень высоких частотах вплоть до ТГц-диапазона. В частности, гиротроны способны непрерывно (длительность генерации более 1000 с) генерировать когерентное излучение мощностью до одного мегаватта в диапазоне частот 70–170 ГГц с эффективностью более 50 процентов. Ряд крупномасштабных термоядерных установок оснащен многомегаваттными комплексами на основе таких генераторов.

Синхронизацию (или захват частоты) внешним сигналом было предложено использовать в гиротронах еще в 70-х годах прошлого века. Однако никаких практических шагов по реализации таких устройств долгое время не было по причине отсутствия устройств ввода мощного коротковолнового сигнала в резонатор гиротрона. Изобретение в 2015 году простой и эффективной системы ввода дало реальный старт работам по синхронизации гиротронов. Проведены первые успешные эксперименты.

Захват частоты внешним сигналом для отдельных гиротронов дает возможность радикального повышения ключевых параметров: мощности, эффективности, частоты, стабильности и перестройки генератора по частоте. Синхронизация систем гиротронов открывает возможности когерентного излучения многих генераторов и реализации пока фантастических проектов по построению терагерцовых ускорителей и передаче мощности к двигателям космических аппаратов и другим космическим объектам.

ФИЗИКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН

Е. В. Дершнев

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Релятивистские ударные волны пока невозможно наблюдать в лабораторных экспериментах, но они есть в ряде космических объектов, например, в источниках гамма-всплесков, активных ядрах галактик, двойных звездных системах с пульсарами. Изучать такие ударные волны приходится опосредованно – через излучение нетепловых частиц, которые в них ускоряются. А значит, наблюдения предоставляют только суммарную картину происходящих в релятивистских ударных волнах физических процессов, и, чтобы иметь предсказательную силу, теория должна охватывать сразу несколько аспектов их физики. Продвижение в этой области стало возможным только в последние годы, когда удачно совпали появление новых теоретических идей и ранее недоступных наблюдений.

Теория релятивистских ударных волн основывается на необычных (для лабораторной практики) физических явлениях. В общих чертах ее можно разложить на три задачи: механизм излучения, механизм ускорения частиц и микрофизику ударной волны. Физика процесса излучения в целом хорошо изучена – она находит объяснение в рамках модели синхротронного излучения с самокомptonизацией. В рамках этой модели более низкочастотная часть спектра (энергия фотонов вплоть до ГэВ) представляет собой синхротронное излучение энергичных электронов в магнитном поле ударной волны. Некоторые из синхротронных фотонов рассеиваются теми же электронами, образуя другую, обратную комптоновскую компоненту, которая тянется до ТэВ-ных энергий.

Наиболее вероятным механизмом ускорения частиц в релятивистских ударных волнах является конверсионный механизм и его конкретная реализация, модель равновесной ударной волны. В этой модели ускоренные электроны (и позитроны) представляют собой электрон-позитронные пары, рождающиеся перед фронтом в результате столкновений комптоновских фотонов с синхротронными фотонами, а затем набирающие энергию при переносе потоком к фронту. Модель равновесной ударной волны правильно предсказывает типичную энергию инжектированных электронов в послесвечении гамма-всплесков.

Микрофизика ударной волны, и особенно процесс генерации магнитного поля в плазменной турбулентности, существенно влияет как на излучение, так и на ускорение частиц. Численное моделирование бесстолкновительных и изначально немагнитных релятивистских ударных волн продемонстрировало генерацию короткоживущего (на временной шкале синхротронных потерь) турбулентного магнитного поля. Решить проблему может модель равновесной ударной волны – ее отличительной особенностью является сильно растянутая во времени инжекция анизотропных частиц в убегающий поток, что замедляет рост магнитной турбулентности и потенциально делает ее достаточно долгоживущей. Однако наблюдения свидетельствуют о существенной нелинейности турбулентного магнитного поля в релятивистских ударных волнах, и пока непонятно, какой именно механизм обеспечивает такую нелинейность в медленно нарастающей турбулентности.

ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩИЕ РАСЧЕТЫ ЦИРКУЛЯЦИИ ОКЕАНА С ПОМОЩЬЮ РОССИЙСКОЙ МОДЕЛИ INMOM И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЧРЕЗВЫЧАЙНЫХ СИТУАЦИЙ

Н. А. Дианский^{1,2,3}, А. В. Гусев^{2,3,4}

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

²Государственный океанографический институт им. Н. Н. Зубова, Москва

³Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука РАН, Москва

⁴Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН, Москва

В лекции рассматриваются аспекты построения σ -модели гидротермодинамики океана INMOM (Institute of Numerical Mathematics Ocean Model), глобальная версия которой используется в качестве океанического блока российской модели земной системы INMCM (Institute of Numerical Mathematics Climate Model). Последняя – единственная от России участвует в экспериментах CMIP (Coupled Model Intercomparison Project), проводимых под эгидой Межправительственной группы экспертов по изменению климата (IPCC/МГЭИК). Показаны возможности INMOM воспроизводить вихревую структуру циркуляции Северной Атлантики, Тихого и Индийского океанов, включая динамику течений Гольфстрима и Куроисио, их меандрирование и образование рингов (водоворотов больших размеров).

Результаты воспроизведения моделью INMOM приповерхностной циркуляции Северной Атлантики были использованы для определения места падения авиалайнера A330 рейса Air France 447 Риоде-Жанейро – Париж 1 июня 2009 г. путем расчета обратных траекторий обнаруженных тел. Рассчитанная область места падения A330 оказалась включающей в себя реальное положение затонувшего авиалайнера, найденного позднее на глубине около 3,5 км в поисковом рейсе научно-исследовательского судна «Алусиа» (WHOI). При этом рассчитанное с помощью INMOM положение оказалось значительно точнее по сравнению с расчетами по другим европейским и североамериканским моделям, также участвующим в решении этой задачи.

ПОСТАНОВКА И ОБРАБОТКА АНСАМБЛЕВЫХ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С МОДЕЛЯМИ ЗЕМНОЙ СИСТЕМЫ

А. В. Елисеев

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова РАН, Москва
Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука РАН, Москва

В настоящее время все более широко используется ансамблевый подход к моделированию климата. Этот подход потенциально позволяет учесть неопределенность результатов моделирования, связанную с неопределенностью начальных данных интегрирования модели, значений управляющих параметров этой модели, а также структурной неопределенностью (связанной с недостаточным знанием структуры определяющих уравнений и расчетных алгоритмов задачи). Постановка численных экспериментов в ансамблевой форме позволяет проводить оценки изменений характеристик климатической системы не только в терминах «средней» (часто интерпретируемой как «наиболее вероятной») траектории, но и интервала неопределенности (например, доверительного интервала или стандартного отклонения) таких оценок. Часто используют ансамбль современных климатических моделей, например, ансамбль климатических моделей CMIP (Coupled Models Intercomparison Project) различных поколений. Целесообразна также постановка специальных ансамблевых численных экспериментов с климатическими моделями, в которых те или иные параметры моделей варьируются систематическим образом. Однако наряду с большими вычислительными затратами при таких экспериментах дополнительное затруднение представляет выделение членов ансамбля, реалистично воспроизводящих наблюдаемые особенности изменения климата.

В предлагаемой лекции проводится обзор ансамблевых методов моделирования климатической системы. При этом затрагиваются вопросы, связанные с интерпретацией результатов ансамблевых численных экспериментов. Особое внимание уделяется как математически корректным методам выбора управляющих параметров для проведения таких вычислений, так и методам обработки ансамблевых численных экспериментов. Обсуждается влияние различных источников неопределенности на полную неопределенность результатов моделирования. Рассматриваются примеры использования ансамблевого подхода к моделированию климата.

ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ МИКРОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ И ИХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ: СОЛИТОНЫ И АВТОМОДЕЛЬНЫЕ РЕШЕНИЯ

И. В. Зотова¹, Н. С. Гинзбург¹, Н. М. Рыскин²

¹ Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

² Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Саратов

В лекции обсуждаются методы генерации ультракоротких микроволновых импульсов и их когерентных последовательностей, основанные на перенесении в вакуумную электронику хорошо известных в нелинейной оптике и физике лазеров эффектов, таких как сверхизлучение Дике и когерентное усиление импульсов света в активных средах, пассивная синхронизация мод в лазерах с насыщающимися поглотителями, формирование частотных гребенок в керровских микрорезонаторах, эффект самоиндуцированной прозрачности. При этом в случае электронно-волнового взаимодействия, так же как и в оптике, формирующиеся импульсы описываются солитонными или автомодельными решениями. В то же время специфика электронных систем обусловлена использованием движущихся активных и пассивных сред (электронных пучков) с большими временами фазовой релаксации. Это приводит к возникновению новых режимов генерации либо существенно облегчает наблюдение известных эффектов, для которых в оптике требуется создание активных и пассивных сред со специфическими свойствами. К указанным эффектам относится, например, сверхизлучение электронных сгустков, которое было использовано для реализации генераторов сверхмощных (гигаватт-

ных) субнаносекундных СВЧ-импульсов. В лекции приводятся результаты теоретического анализа и экспериментов по генерации микроволновых импульсов на основе аналогии с оптическими методами, а также эксперименты по применению разработанных устройств к задачам высокоградиентного ускорения электронов.

АВТОМОДЕЛЬНЫЙ РОСТ КОНИЧЕСКИХ ОСТРИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Н. М. Зубарев

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Лекция посвящена исследованию процесса формирования конических острий – конусов Тейлора – на поверхности жидкостей в электрическом поле.

Плоская горизонтальная свободная поверхность проводящей жидкости неустойчива в достаточно сильном внешнем вертикальном электрическом поле. Взаимодействие поля с индуцированным им поверхностным электрическим зарядом приводит к росту исходно малых возмущений границы: развивается так называемая неустойчивость Тонкса – Френкеля. На линейной стадии этой неустойчивости амплитуда возмущений растет экспоненциально. Влияние нелинейности ускоряет развитие неустойчивости – на ее развитых стадиях происходит неограниченное заострение поверхности, приводящее за конечное время к формированию конических острий. Установлено, что за образование особенностей ответственны автомодельные решения уравнений движения, для которых характерный пространственный масштаб уменьшается со временем по степенному закону $L \sim (t_c - t)^{2/3}$, где t_c – момент формирования сингулярности (коллапса). При этом радиус кривизны вершины ускоряющегося выступа, локальная напряженность электрического поля и скорость жидкости становятся бесконечными за конечное время. Показано, что в этом процессе можно выделить два масштаба с различными типами поведения жидкости. В макроскопическом масштабе применимо приближение идеальной жидкости; формируется конус с углом раствора $98,6^\circ$ (конус Тейлора). В микромасштабе определяющую роль играют вязкие эффекты, образуется конус с существенно меньшим предельным углом раствора $33,1^\circ$. Предложен простой качественный подход к описанию основных закономерностей процесса формирования острий, основанный на анализе дисперсионных соотношений для поверхностных волн с учетом нелинейного усиления электрического поля на образующихся выступах.

О ВЛИЯНИИ ФЛУКТУАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПУЛЬСАЦИИ СКОРОСТИ МГД-ТУРБУЛЕНТНОСТИ

К. П. Зыбин

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Высшая школа экономики, Москва

Как известно, малые мелкомасштабные флуктуации магнитного поля под действием турбулентных пульсаций скорости начинают экспоненциально нарастать во времени. Такое нарастание есть основной механизм генерации пульсаций магнитного поля. Из-за экспоненциального роста довольно быстро наступает момент, когда энергия магнитных флуктуаций сравнивается с энергией пульсаций скорости; и естественно ожидать, что в МГД-уравнениях они начнут оказывать влияние на флуктуации скорости. Быстрее всего флуктуации магнитного поля растут в масштабе магнитной вязкости, где раньше всего и достигается равенство плотности энергии магнитных и гидродинамических флуктуаций. На первый взгляд кажется, что при достижении баланса энергий флуктуации магнитного поля перестанут расти. Однако это не так. В докладе будет исследован вопрос об обратном влиянии флуктуаций магнитного поля на турбулентные пульсации скорости.

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРИЛИВЫ И ВОЛНЫ В ЗВЕЗДАХ

П. Б. Иванов

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

В астрофизике приливные взаимодействия играют одну из важнейших ролей в формировании и эволюции тесных двойных звезд и экзопланетных систем, в которых одна из планет находится достаточно близко к родительской звезде. Несмотря на то, что приливные взаимодействия исследуются начиная с классических работ Дж. Дарвина конца XIX века, до сих пор остаются неясными многие принципиальные моменты. В частности, только в последнее время возникло понимание того, что в астрофизических задачах основную роль играет, вероятно, не классическая концепция «квазистатических приливов», в которых влияние приливов на орбитальную эволюцию связано с небольшим отклонением направления приливного горба на тяготеющий центр за счет диссипативных эффектов, а так называемые «динамические приливы», связанные с резонансным возбуждением низкочастотных собственных колебаний рассматриваемого объекта приливным полем. В этом смысле имеется существенное отличие между приливыми взаимодействиями астрофизических объектов, таких как, например, звезды и планеты-гиганты, и приливами в более привычных системах, таких как система Земля–Луна. В этой лекции мы вкратце обсудим общую теорию резонансного возбуждения собственных мод приливным полем, которая справедлива в общем случае; единственными ограничениями на эту теорию является предположение о приблизительно твердотельном характере вращения объекта, в котором рассматриваются приливы, и стандартное предположение об относительной малости приливных сил.

Как будет ясно из наших выражений, эффективность приливных взаимодействий зависит критическим образом от темпа диссипации приливов. В частности, будет отмечено, что линейные механизмы диссипации (радиативная и конвективная вязкость в радиативных и конвективных областях рассматриваемого объекта) совершенно недостаточны для объяснения наблюдений в случае, когда рассматриваемым объектом является звезда главной последовательности или газовая планета-гигант, и необходимо рассмотреть нелинейные механизмы. В данной лекции мы ограничимся случаем звезды главной последовательности и рассмотрим механизмы нелинейной диссипации так называемых внутренних гравитационных волн. Мы обсудим физический механизм, обуславливающий явление «разрушения» таких волн в центрах звезд типа Солнца, обладающих внутренним радиативным ядром. Будет отмечено, что этот механизм не является эффективным для звезд, слегка более массивных, чем Солнце, обладающих конвективным ядром, и поэтому необходим поиск альтернативных механизмов нелинейного разрушения собственных колебаний, возбуждаемых приливами и их последующей диссипацией. В качестве потенциально интересной возможности мы рассмотрим процесс генерации вторичных «сверхгармонических» колебаний первичной волной, возбужденной приливами, на границе между внешней конвективной оболочкой и внутренней радиативной областью.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КЛАССИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ ФИЗИКИ «ГОРЯЧЕЙ» ПЛАЗМЫ

В. И. Ильгисонис

Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом», Москва

В лекции дается краткий обзор состояния современных исследований в области управляемого термоядерного синтеза с использованием систем магнитного удержания плазмы, имеющих научнотехнических проблем и направлений их решения. Акцентируются сохранение актуальности классических задач равновесия и устойчивости высокотемпературной плазмы и возможности новых подходов к их решению. Существенность нелинейных эффектов демонстрируется на примерах имеющихся экспериментальных данных и теоретических моделей их описания.

АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО – ИНДИКАТОР ИЗМЕНЧИВОСТИ ПОГОДЫ И КЛИМАТА

Н. В. Ильин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Атмосферное электричество является одной из базовых компонент земной системы, важность изучения которой подчеркивается последними исследованиями возможных взаимосвязей атмосферного электричества с погодой и климатом [1], а также его влияния на биологические системы и эволюционные процессы [2].

В современных исследованиях атмосферного электричества доминирующим подходом является рассмотрение различных электрических процессов, протекающих в атмосфере, в рамках единой согласованной концепции глобальной электрической цепи (ГЭЦ), в которой области конвективных явлений и хорошей погоды, а также нижняя ионосфера связываются в единый распределенный токовый контур. Актуальность исследований структуры, динамики и особенностей функционирования ГЭЦ подтверждается тем, что глобальный подход выглядит наиболее естественным при изучении атмосферного электричества Земли и его возмущений под влиянием изменчивости погоды и климата.

Одним из ключевых результатов последних лет является доказанная связь между климатической изменчивостью на различных временных масштабах (суточный, сезонный, многолетний) и динамикой ионосферного потенциала (разностью электрических потенциалов между ионосферой и поверхностью Земли), который представляет собой уникальный природный геофизический индекс, имеющий одно и то же значение при измерениях в любой точке Земли.

В лекции представлены методы и результаты численного моделирования глобальной электрической цепи, в частности, моделирования ионосферного потенциала и его изменчивости под влиянием основных климатических мод (сезонная изменчивость, мода Эль-Ниньо – Южное колебание, осцилляция Маддена – Джулиана). Рассмотрены различные подходы к параметризации источников ГЭЦ постоянного тока. Результаты моделирования сравниваются с многолетними измерениями электрического поля на станции Восток в Антарктиде.

Особое внимание уделено вопросу параметризации молниевой активности как на погодном, так и на климатическом масштабах, включая использование современных методов машинного обучения. Рассматриваются возможные сценарии влияния глобальных изменений климата на динамику ионосферного потенциала и на молниевую активность.

1. *Slyunyaev N. N., Ilin N. V., Mareev E. A., and Price C. G.* A new link between El Niño–Southern Oscillation and atmospheric electricity. *Environ. Res. Lett.* 2021, 16, 044025.
2. *Price C., Williams E., Elhalel G., Sentman D.* Natural ELF fields in the atmosphere and in living organisms. *Int. J. Biometeorol.* 2021, 65(1), 85–92.

САМООРГАНИЗУЮЩИЕСЯ ТРАНСПОРТНЫЕ СЕТИ В ГЕОФИЗИКЕ: СТРУКТУРНАЯ АСИММЕТРИЯ

Д. И. Иудин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород
Приволжский исследовательский медицинский университет, Нижний Новгород

В окружающей нас природе широкое распространение имеют разнообразные ветвящиеся структуры: речные сети, кровеносные и дыхательные системы животных, кроны и корни деревьев и т. д. Основное функциональное назначение этих самоорганизующихся структур состоит в сборе, распределении и транспорте некоторого ресурса. Например, разряд молнии переносит электрические заряды и представляет собой морфологически развитую сеть плазменных каналов положительных и отрицательных лидеров, которая эволюционирует в квазиэлектростатическом поле грозового облака, поддерживается этим полем и изменяет его рельеф. Как транспортная сис-

тема молния имеет много общего с речной сетью: и реки, и молнии представляют собой транспортные потоки, самоорганизующиеся в потенциальном поле и демонстрирующие структурный «гомеостаз». Более того, морфологические и функциональные свойства этих транспортных систем принципиально связаны с нарушением их структурной симметрии при изменении направления потока транспортируемого ресурса на противоположное. Так, молниевые разряды на землю отрицательной полярности чаще всего состоят из серии ударов (до нескольких десятков), проходящих по одному каналу, а положительные разряды на землю, как правило, ограничиваются однократным ударом. Положительные лидеры молнии практически невидимы в высокочастотном диапазоне. Напротив, распространение отрицательного лидера сопровождается обильным радиоизлучением в полосе частот 30–300 МГц, обеспечивающим возможность дистанционного картирования молниевых разрядов с высоким пространственно-временным разрешением.

Для речных сетей структурная асимметрия «лежит на поверхности». В верхнем течении речной сети, где доминирует эрозия, притоки сливаются с основным руслом, а вот раздвоение русла наблюдается крайне редко. Напротив, в дельте реки, где доминируют процессы седиментации, гравитационный потенциал точек ветвления повышается и русло реки эффективно разделяется на рукава. В лекции по аналогии с используемой для речных сетей иерархической схемой Хортон – Штрелера анализируется асимметрия пространственного распределения емкости полярных лидерных систем и изложены основные положения концепции движения нейтральной точки – точки реверса, в которой происходит инверсия знака погонного заряда чехла лидера молнии. Показано, что скорость смещения точки реверса, а вместе с ней и средневзвешенного потенциала молнии, определяется разностью периферийных токов разряда. Движение точки реверса в направлении доминирующего лидера, т. е. лидера с преобладающим периферийным током, сопровождается перезарядкой чехла лидера, приводит к изменению средневзвешенного потенциала молнии и служит ключом к объяснению макромасштабных проявлений асимметрии разряда молнии. При этом погонный заряд высокопроводящей сердцевины лидерного канала оказывается управляющим параметром процесса перезарядки чехла. Представляя молнию как активную мультстабильную систему, в которой высокопроводящий плазменный шнур лидерного канала обменивается зарядом с его чехлом, предложенный подход приоткрывает завесу тайны смерти и последующей реинкарнации боковых ветвей лидерной системы молниевых разрядов.

Лекция подготовлена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-11-00245).

1. *Иудин Д. И., Давыденко С. С., Готлиб В. М., Долгоносков М. С., Зеленый Л. М.* Физика молнии: новые подходы к моделированию и перспективы спутниковых наблюдений // УФН. 2018. Т. 188. С. 850–864. doi:10.3367/UFNr.2017.04.038221
2. *Iudin D. I., Rakov V. A., Syssoev A. A., Bulatov A. A., Hayakawa M.* Formation of decimeter-scale, long-lived elevated ionic conductivity regions in thunderclouds // NPJ Clim. Atmos. Sci. 2019. V. 2, no. 46. doi:10.1038/s41612-019-0102-8
3. *Syssoev A. A., Iudin D. I., Bulatov A. A., Rakov V. A.* Numerical simulation of stepping and branching processes in negative lightning leaders // J. Geophys. Res. Atmos. 2020. V. 125, № 7. P. e2019JD031360, doi:10.1029/2019JD031360
4. *Iudin D. I.* Lightning as an asymmetric branching network // Atmos. Res. 2021. Vol. 256. P. 105560. doi:10.1016/j.atmosres.2021.105560
5. *Сысоев А. А., Иудин Д. И.* Феноменология атмосферного электричества // Земля и Вселенная. 2021. № 1. С. 46–58, doi:10.7868/S0044394821010035
6. *Сысоев А. А., Иудин Д. И.* Феноменология атмосферного электричества (окончание). Глоссарий // Земля и Вселенная. 2021. № 2. С. 30–58, doi:10.7868/S0044394821020031
7. *Iudin D. I., Rakov V. A., Syssoev A. A., Bulatov A. A., Hayakawa M.* From decimeter-scale elevated ionic conductivity regions in the cloud to lightning initiation // Sci. Rep. 2021. Vol. 11. Article number: 18016, doi:10.1038/s41598-021-97321-4.
8. *Иудин Д. И., Сысоев А. А., Раков В. А.* Проблемы инициации и развития молнии // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 11. С. 867–894. doi:10.1007/s11141-022-10178-z.
9. *Iudin D. I., Syssoev A. A.* Hot plasma channel network formation in thunderclouds // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2022. Vol. 240. Art. no. 105944. doi: 10.1016/j.jastp.2022.105944.
10. *Syssoev A. A., Iudin D. I.* Numerical simulation of electric field distribution inside streamer zones of positive and negative lightning leaders // Atmos. Res. 2023. Vol. 295. P. 107021. doi:10.1016/j.atmosres.2023.107021.

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ РОБАСТНОГО ХАОСА

А. О. Казаков

Высшая школа экономики, Нижний Новгород

Одно из центральных мест в теории динамического хаоса занимают задачи, связанные с определением того, является ли исследуемый хаотический режим настоящим. Проблема здесь заключается в том, что наблюдаемый в эксперименте режим может вовсе не быть хаотическим, а оказаться переходным процессом и/или же разрушаться даже при малых возмущениях (неизбежно возникающих шумах, погрешностях счета). До недавнего времени считалось, что лишь гиперболические и сингулярно-гиперболические (лоренцевские) аттракторы являются робастно хаотическими, то есть устойчивыми по отношению к возмущениям. Ситуация изменилась совсем недавно. Так, в работе [1] была выдвинута гипотеза о том, что свойство робастности хаотического аттрактора эквивалентно его псевдогиперболичности – концепции, существенно расширяющей классическое определение гиперболичности. Таким образом, установив псевдогиперболичность аттрактора, исследователь может быть уверен, что наблюдаемый режим действительно является хаотическим.

В этом докладе, опираясь на понятие псевдогиперболичности, мы объясним, как численно проверить, является ли наблюдаемый хаотический режим робастным. Соответствующие численные методы будут апробированы на примерах модельных систем (системы Лоренца и Шимицу – Мориока) и применены к исследованию некоторых прикладных моделей (модель трехуровневого лазера с оптической накачкой, обобщенная система Курамото).

1. *Gonchenko S., Kazakov A. and Turaev D.* Wild pseudohyperbolic attractor in a four-dimensional Lorenz system. *Nonlinearity*. 2021. Vol. 34, no. 4. P. 2018.

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СОЛИТОНОВ ДЛЯ НЕИНТЕГРИРУЕМЫХ УРАВНЕНИЙ

А. М. Камчатнов

Институт спектроскопии РАН, Москва, Троицк
Сколковский институт науки и технологий, Москва

Как известно, понятие полной интегрируемости нелинейных волновых уравнений играет чрезвычайно важную роль в теории солитонов. Однако появление солитонов в нелинейных волновых системах имеет общий характер и не ограничено узким классом интегрируемых уравнений. Поэтому представляется желательным развить теорию солитонов для более широкого класса неинтегрируемых уравнений, и настоящая лекция посвящена такому более общему подходу. По существу, он основан на двух классических идеях. Во-первых, на оптико-механической аналогии Гамильтона, согласно которой движение волновых пакетов по неоднородной и меняющейся со временем среде подчиняется уравнениям гамильтоновой механики. Во-вторых, мы используем замечание Стокса, указавшего, что хвосты солитонов описываются теми же самыми линеаризованными уравнениями, что и малоамплитудные волны, и поэтому скорость солитона может быть выражена через закон дисперсии линейных волн, если заменить в нем волновое число обратной полушириной солитона. Мы добавляем к этим двум общим утверждениям более частное требование, что динамика линейного пакета остается гамильтоновой при эволюции фона согласно гидродинамическим (бездисперсионным) уравнениям [1, 2]. Это позволяет выразить волновое число несущей волны через переменные фона соотношением, справедливым в асимптотическом пределе больших волновых чисел даже в случае неинтегрируемых уравнений. Преобразование согласно Стоксу полученного соотношения в солитонную область дает основу для вывода уравнений Гамильтона, описывающих динамику солитона при его движении по переменному фону [3, 4]. С другой стороны, развитая теория может быть применена к детальному описанию процесса эволюции изначально плавного интенсивного волнового импульса в асимптотическую последовательность солитонов через промежуточную стадию формирования дис-

персионной ударной волны. С помощью замечания Гуревича – Питаевского [5], дающего скорость увеличения числа осцилляций в ударной волне, мы можем вычислить число солитонов в асимптотическом пределе большого времени эволюции. Обобщение этого подхода приводит к общему «правилу Бора – Зоммерфельда», с помощью которого мы находим скорость каждого из солитонов в их асимптотическом состоянии [6]. Теория иллюстрируется конкретными примерами и сравнением с точными численными решениями.

Исследования поддержаны проектом Российского научного фонда № 19-72-30028.

1. *Kamchatnov A. M.* Asymptotic theory of not completely integrable soliton equations // *Chaos*. 2023. 33. 093105.
2. *Shaykin D. V., Kamchatnov A. M.* Propagation of wave packets along large-scale background waves // *Phys. Fluids*. 2023. 35. 062108.
3. *Kamchatnov A. M., Shaykin D. V.* Propagation of generalized Korteweg–de Vries solitons along large-scale waves // *Phys. Rev. E*. 2023. 108. 054205.
4. *Камчатнов А. М.* Гамильтонова теория движения темных солитонов в теории нелинейного уравнения Шредингера // *ТМФ*. 2024. 219. С. 44–54.
5. *Гуревич А. В., Питаевский Л. П.* Усредненное описание волн в уравнении Кортевега – де Вриза – Бюргерса // *ЖЭТФ*. 1987. Т. 93, вып. 3. 871–880.
6. *Камчатнов А. М.* Асимптотическая теория солитонов, порождаемых из интенсивного волнового импульса // *ЖЭТФ*. 2023. Т. 164. С. 847–862.

МОДЕЛИ НЕЙРОННЫХ МАСС: ТЕОРИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ МОЗГА

В. В. Клиньшов

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Исследование коллективной динамики нейронных сетей – важное направление современной нелинейной науки, необходимое для понимания принципов работы мозга и обработки им информации. Для крупномасштабных сетей из тысяч и миллионов нейронов детализированное моделирование крайне затруднительно, поэтому часто используется другой подход, основанный на так называемых моделях нейронных масс. Эти модели описывают целые популяции нейронов в терминах усредненных переменных, таких как средний мембранный потенциал или средняя частота возбуждения. Использование этих моделей можно сравнить с описанием динамики газа с помощью макроскопических переменных, таких как температура и давление, вместо использования уравнений для движения отдельных молекул. В последнее десятилетие приобретают популярность модели нейронных масс «нового поколения», которые учитывают неоднородность популяций и степень их синхронизации, что особенно важно для моделирования мозговых ритмов.

В лекции излагаются теоретические основы моделей нейронных масс, дается обзор результатов их использования для моделирования мозга на различных уровнях, а также обсуждаются перспективы развития данного направления.

РЕАЛИЗАЦИЯ БАЗОВЫХ АЛГОРИТМОВ КВАНТОВЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ НА ИОННОЙ ПЛАТФОРМЕ

Н. Н. Колачевский

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий, Москва

Доклад посвящен текущему прогрессу в области создания российского ионного квантового компьютера, увеличения числа адресуемых кубитов, новым техническим решениям и повышению каче-

ства операций. При выполнении работ в рамках Дорожной карты по квантовым вычислениям был создан квантовый процессор на основе трехмерной ловушки Пауля, позволяющий адресовать и считывать до 25 кудитов (50 кубитов) с помощью лазерных полей. Для достижения этого показателя (максимального на сегодня в России) при полной связанности между парами ионов ($Yb-171$) мы были вынуждены снизить качество операций: достоверность однокубитной операции (1Q) составила 99,85%, а достоверность двухкубитной (2Q) – около 90% на цепочке из 25 ионов. Для реализации важных квантовых алгоритмов использовались более короткие цепочки – 10 ионов (20 кубит), что обеспечивает достоверность 99,95% (1Q) и 95% (2Q) соответственно, позволяя реализовывать достаточно глубокие квантовые алгоритмы. Нами был реализован ряд алгоритмов, нацеленных на решение практических задач, таких как: квантовый алгоритм приближенной оптимизации для факторизации чисел (15 двухкубитных операций между 6 ионами), реализован кудитный гейт Тоффоли, позволяющий существенно улучшить качество операций (использовалось до 6 кубит), трехкубитный алгоритм Гровера, алгоритмы распознавания образов и квантовой химии. Увеличение качества операций является одной из наиболее важных задач на сегодняшний день. Повышение достоверности 2Q операций до 99% на системе из 50–100 кубитов позволяет перейти к решению важных для практики алгоритмов на квантово-классических системах, в частности, для решения задач квадратичной оптимизации.

ФОРМИРОВАНИЕ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Ф. А. Корнеев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Одним из многочисленных результатов стремительно развивающихся лазерных технологий стала возможность создания в лабораторных условиях лазерно-индуцированных магнитных полей большой амплитуды. Эта так называемая оптическая генерация магнитных полей может быть реализована как с помощью создания сильных разрядных токов в плотных проводящих мишенях с высокой индуктивностью, так и возбуждением коллективного движения заряженных частиц в плазме. В зависимости от интенсивности, длительности, поляризации и других параметров управляющего лазерного импульса, а также материальных и геометрических свойств облучаемой мишени амплитуда магнитных полей в вакууме или в горячей плазме может достигать значений порядка тысячи тесла на уже существующих лазерных установках. Поля такой величины характерны для ряда астрофизических объектов, поэтому одним из наиболее очевидных сопутствующих направлений исследований является так называемая лабораторная астрофизика, то есть моделирование в лабораторных условиях процессов, подобных в той или иной степени процессам в реальных астрофизических системах. Кроме того, фундаментальные исследования горячей магнитоактивной плазмы, поведения заряженных частиц в условиях сильного магнитного поля открывают широкие возможности для развития приложений, связанных с управлением потоками быстрых частиц и плотной горячей плазмы.

В настоящее время развито несколько подходов к оптической генерации сильных магнитных полей, из которых, по-видимому, наиболее разработанным является использование разрядных схем. В таких схемах лазерное воздействие создает импульс тока большой амплитуды, который может быть использован для формирования области с заданным магнитным полем. В случае достаточно длинных импульсов возбужденное магнитное поле оказывается квазистационарным, и, напротив, короткие импульсы тока приводят к генерации распространяющихся электромагнитных волн. Физика возбуждения и распространения разрядных токов при воздействии мощного лазерного излучения богата и многогранна. Например, оказывается, что при определенных условиях можно создавать квазистационарные магнитные поля даже с помощью фемтосекундных лазерных импульсов, а в случае компактных разрядных импульсов, распространяющихся вдоль протяженных проводников, скорость их распространения определяется бесстолкновительными процессами типа затухания Ландау. Тем не менее, несмотря на достигнутый существенный прогресс, большое количество фундаментальных и прикладных проблем все еще ждут своих исследователей.

ЭТЮДЫ О МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ВО ВСЕЛЕННОЙ И ИХ ВЛИЯНИИ НА ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

В. В. Кочаровский

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Переменное и квазистационарное магнитное поле. Кинетические и МГД механизмы генерации. Влияние магнитного поля на элементарные процессы и волны в плазме.

Первичное магнитное поле. Стадия почти однородной Вселенной. Первые массивные звезды, карликовые галактики, черные дыры. Магнитные поля в современных объектах.

Роль и структура магнитного поля ударных волн в слабостолкновительной плазме. Космические лучи и ускорение частиц до предельно высоких энергий.

Крупно- и мелкомасштабная структура магнитосфер звезд и планет. Поляризация излучения неоднородной плазмы. Магнитные облака, магнитопаузы, токовые слои и филаменты в плазме с анизотропными распределениями частиц по скоростям.

Пересоединение магнитных силовых линий. Волновые и апериодические неустойчивости в магнитоактивной плазме; волновая и магнитная турбулентность. Аномальная проводимость плазмы. Механизмы звездных (солнечных) вспышек и нановспышек.

Циклотронные и аннигиляционно-циклотронные линии в жестком спектре излучения магнитосфер нейтронных звезд. Проявления магнитоактивности плазмы в динамических спектрах радиоизлучения пульсаров.

ЧЕРЕЗ ТЕРНИИ К ЗВЕЗДАМ. ЛАЗЕРНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

А. П. Кузнецов

Институт лазерных и плазменных технологий НИЯУ МИФИ, Москва

В настоящее время в мире постоянно расширяется фронт работ по созданию импульсных лазерных установок, при фокусировке излучения которых реализуются термодинамические состояния, доступные в природе только в центрах массивных звезд. Это связано с бурным ростом технологий, обеспечивающих возможность достижения все более высоких энергетических характеристик лазерных систем.

В лазерном термоядерном синтезе (ЛТС) соединились два наиболее замечательных открытия столетия – термоядерные реакции и квантовая генерация света – для того чтобы подарить человечеству практически неисчерпаемый источник энергии. Проблема управляемого термоядерного синтеза еще далека от своего решения, но во всем мире ведутся интенсивные работы и с каждым годом расстояние до цели сокращается.

В лекции будут рассмотрены вопросы:

- Мир вступил в термоядерную гонку. Важнейшие термоядерные проекты.
- Лазерное направление термояда: в чем его особенность.
- Успех Ливерморской национальной лаборатории.
- Что в России делается в этой сфере.

ЗВУКОВАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ: ОТ СПЕКТРОВ ЗАХАРОВА – САГДЕЕВА ДО СПЕКТРА КАДОМЦЕВА – ПЕТВИАШВИЛИ

Е. А. Кочурин^{1,2}, *Е. А. Кузнецов*^{1,3}

¹ Сколковский институт науки и технологий, Москва

² Институт электрофизики УРО РАН, Екатеринбург

³ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Численно и аналитически исследована звуковая турбулентность в режимах слабой и сильной нелинейности. На основе прямого численного моделирования акустической турбулентности показано, что в рамках слабой нелинейности реализуется спектр Захарова – Сагдеева $E(k) \propto k^{-3/2}$ не только для случая слабой дисперсии, но также в бездисперсионном пределе. Такие спектры в k -пространстве сопровождаются появлением струй в виде узких конусов. При слабой дисперсии струи сосредоточены в области малых k , при больших волновых числах распределение стремится к изотропному благодаря дисперсии. Спектр турбулентности как усредненное по углам распределение зависит от потока энергии по масштабам $\propto \varepsilon^{1/2}$, в полном соответствии с теорией слабой волновой турбулентности. В бездисперсионном пределе спектр турбулентности при малом уровне накачки представляет собой набор непересекающихся джетов. Для каждого такого джета дифракционные эффекты оказываются сильнее нелинейных, благодаря чему спектр звуковой турбулентности приобретает вид спектра Захарова – Сагдеева. Увеличение накачки в трехмерном случае в отсутствие дисперсии приводит к доминированию нелинейных эффектов, ответственных за формирование ударных волн. В результате акустическая турбулентность представляет собой ансамбль случайных ударных волн со спектром Кадомцева – Петвиашвили: $E(k) \propto k^{-2}$.

Переход от слабой турбулентности к сильной сопровождается изменением в структуре плотности распределения вероятностей для градиентов: от почти гауссова распределения к распределению со степенными хвостами.

Результаты опубликованы в статьях [1, 2]. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-72-30028.

1. *Кочурин Е. А., Кузнецов Е. А.* Прямое численное моделирование акустической турбулентности: спектр Захарова – Сагдеева // Письма ЖЭТФ. 2022. **116**. С. 830–835. [JETP Letters **116**, 863–868 (2022)]; arXiv:2211.09430.
2. *Kochurin E. A., Kuznetsov E. A.* Three-Dimensional Acoustic Turbulence: Weak Versus Strong // Phys. Rev. Lett. 2024. 5 pages (submitted); arXiv:2407.08352v1.

ЭКСИТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЦЕЛОЧИСЛЕННЫХ И ДРОБНЫХ ХОЛЛОВСКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Л. В. Кулик

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна РАН, Черноголовка

Дан обзор оптических методов формирования и зондирования неравновесных ансамблей циклотронных возбуждений с единичной проекцией орбитального момента на ось магнитного поля и полным спином 1 (спин-триплетных циклотронных экситонов) в целочисленном холловском диэлектрике на факторе заполнения электронов 2.

Спин-триплетные экситоны беспрецедентно долго релаксируют в основное состояние (более 1 мс), что связано с особенностями их дисперсионной зависимости и с необходимостью выполнения законов сохранения энергии, импульса и спина электронной системы в процессе релаксации. Соответственно, даже при низких уровнях фотовозбуждения, не приводящих к перегреву электронной системы, оказалось возможным создание плотных ансамблей неравновесных спин-триплетных экситонов: на уровне 10% от плотности квантов магнитного потока [1]. Предложен метод определения

функции распределения экситонов в импульсном пространстве с помощью трехчастичных экситонных комплексов, взаимодействующих с электронной системой – плазмаронов [2, 3].

Обнаружено, что при достижении некоторой критической плотности ансамбль экситонов переходит в новое неравновесное коллективное состояние – магнетофермионный конденсат, который является примером системы двумерных фермионов с коллективными бозевскими свойствами [4]. Так, например, длина пробега экситонов в конденсате увеличивается по крайней мере на три порядка величины по сравнению с длиной пробега в газовой фазе, а сам конденсат может растекаться на макроскопические расстояния порядка размера исследуемого образца (3–4 мм). Измерена скорость распространения конденсата в объеме холловского диэлектрика [5]. Показано, что распределение плотности экситонов в промежутке между краем пятна локального фотовозбуждения и фронтом распространения конденсатной области не демонстрирует диффузионного характера, а имеет вид однородного плато, что объясняется несжимаемостью магнетофермионного конденсата [6].

Рассмотрена возможность экспериментального формирования экситоноподобных комплексов в дробном холловском диэлектрике на факторе заполнения электронов $1/3$ (лафлиновская жидкость). Оказалось, что нейтральные возбуждения в лафлиновской жидкости устроены значительно сложнее, чем в целочисленном холловском диэлектрике, а времена релаксации комплексов при низких температурах становятся практически бесконечными [7]. Предложен экспериментальный метод исследования экситонных комплексов в лафлиновской жидкости, который сводится к новому каналу оптического рассеяния – антистоксовому-стоксовому когерентному рамановскому рассеянию [8].

1. Kulik L. V., Gorbunov A. V., Zhuravlev A. S., Timofeev V. B., Dickmann S., and Kukushkin I. V. Super-long life time for 2D cyclotron spin-flip excitons // Scientific Reports 5. 2015. Article number: 10354.
2. Zhuravlev A. S., Kuznetsov V. A., Kulik L. V., Bisti V. E., Kirpichev V. E., Kukushkin I. V., and Schmult S. Artificially constructed plasmarons and plasmon-exciton molecules in 2D metals // Phys. Rev. Lett. 2016. 117. 196802.
3. Kuznetsov V. A., Kulik L. V., Velikanov M. D., Zhuravlev A. S., Gorbunov A. V., Schmult S., and Kukushkin I. V. Three-particle electron-hole complexes in two-dimensional electron systems // Phys. Rev. B. 2018. 98. 205303.
4. Kulik L. V., Zhuravlev A. S., Dickmann S., Gorbunov A. V., Timofeev V. B., Kukushkin I. V. & Schmult S. Magnetofermionic condensate in two dimensions // Nature Comm. 7. 2016. Article number: 13499.
5. Kulik L. V., Gorbunov A. V., Zhuravlev A. S., Kuznetsov V. A., Kukushkin I. V. Spin transport in the bulk of two-dimensional Hall insulator // Appl. Phys. Lett. 2019. 114. 62403.
6. Kulik L. V., Kuznetsov V. A., Zhuravlev A. S., Gorbunov A. V., Solovyev V. V., Timofeev V. B., Kukushkin I. V., Schmult S. Long-range non-diffusive spin transfer in a Hall insulator // Sci. Rep. 2018. 8. 10948.
7. Kulik L. V., Zhuravlev A. S., Musina L. I., Belozеров E. I., Vankov A. B., Volkov O. V., Zagitova A. A., Kukushkin I. V. & Umansky V. Y. Laughlin anyon complexes with Bose properties // Nature Communications. 2021. 12. Article number: 6477.
8. Kulik L. V., Zhuravlev A. S., Larionov A. V., Zagitova A. A., and Kukushkin I. V. Anti-Stokes–Stokes Raman scattering of light from the excited Laughlin liquid // Appl. Phys. Lett. 2023. 123, 083101.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ФОТОХИМИЧЕСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ И ВОЛНЫ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

М. Ю. Куликов, А. М. Фейгин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Фотохимические процессы ключевым образом влияют на важнейшие характеристики и составляющие земной атмосферы: ее энергобаланс, состояние и эволюцию озонового слоя, аэрозольно-химический состав воздуха в среде обитания человека и др. Один из основных факторов, определяющих протекание фотохимических процессов, – внешние воздействия различного происхождения, среди которых общим для всех атмосферных фотохимических систем являются суточные вариации интенсивности солнечной радиации, вызванные вращением Земли вокруг собственной оси. Эти вариации приводят к хорошо известному эффекту: осцилляциям концентраций химических составляющих атмосферы на разных высотах с периодом 1 сутки. Такой простой тип поведения является доминирующим для подавляющего большинства атмосферных систем. Тем не менее в ряде работ было показано, что нелинейность фотохимических процессов (вплоть до дробно-степенной, напри-

мер, в случае гетерогенных реакций, протекающих на поверхности аэрозольных или облачных частиц) может приводить к нетривиальным нелинейно-динамическим свойствам соответствующей фотохимической системы: мультистабильности, автоколебаниям, нелинейному отклику на внешнее воздействие и возникновению широкого спектра субгармонических и хаотических колебаний. Такие эффекты обнаружены при моделировании нескольких систем, описывающих, в частности, формирование антарктической озонной дыры, химию приземного воздуха мегаполиса, эволюцию фотохимии вблизи границы атмосфера-космос. Учет процессов переноса (ветер, диффузия) может приводить как к подавлению нелинейных режимов, так и их усложнению, в частности, к возникновению так называемых реакционно-диффузионных волн. В данной лекции на примере фотохимии области мезопаузы (80–90 км) будет показано, как высокоразмерную «полную» модель фотохимической системы можно корректно (без потери ключевых нелинейно-динамических свойств) упростить, чтобы выявить механизмы генерации нетривиальных колебаний и волн. Полученные результаты сопоставляются с имеющимися данными наблюдений.

ВОЛНОВАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ НА ПОВЕРХНОСТИ КЛАССИЧЕСКОЙ И КВАНТОВОЙ ЖИДКОСТИ

*Л. В. Абдурахимов, М. Ю. Бражников, А. А. Левченко, А. А. Межов-Деглин,
И. А. Ремизов, С. В. Филатов*

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка

В лекции будут представлены результаты экспериментальных исследований турбулентности в системе волн на поверхности классической и квантовой жидкостей, которые выполнялись в основном в лаборатории квантовых кристаллов Института физики твердого тела РАН. В качестве таких жидкостей были выбраны вода, жидкий водород и сверхтекучий гелий. Будет подробно обоснован выбор методик возбуждения поверхностных волн и регистрации волнового поля. Отдельное внимание будет уделено капиллярной турбулентности в дискретном режиме – будет продемонстрировано накопление энергии в высокочастотной области турбулентного каскада. Будет показано, что нелинейные поверхностные волны формируют вихревое течение, которое проникает в объем жидкости. Полученные экспериментальные данные сравниваются с предсказаниями современных теорий.

НЕЛИНЕЙНЫЕ МЕМРИСТИВНЫЕ СИСТЕМЫ: МЕХАНИЗМЫ, ТЕХНОЛОГИИ, ПРИМЕНЕНИЯ

А. Н. Михайлов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород

Мемристор был теоретически описан в 1971 г. Леоном Чуа как недостающий четвертый пассивный элемент электрических схем, который должен связывать изменение магнитного потока и электрического заряда. Этот элемент эквивалентен нелинейному резистору, сопротивление которого меняется в зависимости от предыстории протекания через него электрического заряда. Обобщенное определение мемристора как мемристивной динамической системы, представленное Л. Чуа и С. Кангом в 1976 г., существенно расширило возможности для интерпретации мемристивного эффекта и описания его проявления в различных искусственных или живых системах. В данной лекции представлены современное состояние развития и перспективы применения технологии мемристивных систем, основанных на явлении резистивного переключения в тонкопленочных структурах «металл-оксид-

металл», полностью совместимых с традиционным технологическим процессом кремниевой микроэлектроники. Обсуждаются микро- и макроскопические механизмы мемристивного эффекта, в том числе описание мемристора как сложной стохастической системы с конструктивной ролью шума и флуктуаций. Демонстрируются примеры применения мемристивных устройств и нелинейных систем при реализации широкого спектра информационно-вычислительных систем на новых принципах, среди которых микросхемы спецстойкой энергонезависимой резистивной памяти, аппаратные средства информационной безопасности (генераторы случайных чисел, неклонированные физические функции), нейроморфные вычислительные системы (в том числе на основе автогенераторных систем и самообучающихся спайковых нейронных сетей), био- и нейрогибридные системы на основе симбиоза энергоэффективных и компактных мемристивных устройств и живых биологических (нейронных) систем.

УРАВНЕНИЯ ГИДРО- И ТЕРМОДИНАМИКИ АТМОСФЕРЫ С ВЕРТИКАЛЬНОЙ КВАЗИСТАТИЧНОСТЬЮ

Р. И. Нигматулин

Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН, Москва

Рассмотрены гидро- и термодинамические уравнения для атмосферы Земли в климатических и метеорологических масштабах, когда силы инерции пренебрежимо малы по сравнению с силой тяжести. При этом сказывается инерция горизонтальной скорости и температуры. Для такого квазистатического по вертикали течения получено асимптотически точное уравнение для распределения вертикальной скорости по распределению плотности, температуры и горизонтальных скоростей. Это уравнение должно использоваться вместо ошибочных уравнений, представленных в учебниках и в климатических моделях.

Вертикальная квазистатичность приводит к тому, что скорость звука становится бесконечно большой, а система уравнений негиперболична. Это значит, что начальная краевая задача становится некорректно поставленной, когда решения обладают коротковолновой неустойчивостью.

КОРТИКАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ И РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЭЭГ И МЭГ ДЛЯ ЛОКАЛИЗАЦИИ НЕФАКТОРИЗУЕМЫХ В ПРОСТРАНСТВЕ И ВРЕМЕНИ НЕЙРОНАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ

А. Е. Осадчий

Высшая школа экономики, Москва
Научно-исследовательский институт AIRI, Москва
ЛИФТ Центр, Москва

Парадигма корковых бегущих волн относительно недавно пришла на смену более традиционной точке зрения, согласно которой наблюдаемая при помощи массивов электродов электрическая активность мозга представляется как линейная суперпозиция пространственно-временных факторизуемых компонентов ранга 1.

Бегущие волны электрической активности сопровождают как нормальную, так и патологическую работу мозга. Большинство современных исследований корковых бегущих волн проводится с использованием многоканальных инвазивных записей, поскольку методы обнаружения и локализации бегущих волн в неинвазивно регистрируемых электроэнцефалографических данных отсутствуют.

Я представлю два подхода к решению этой проблемы и продемонстрирую их полезность как при анализе смоделированных, так и реальных данных ЭЭГ и МЭГ (электроэнцефалография и магнитоэнцефалография соответственно). Первый подход основан на представлении наблюдаемых вектор-

ных временных рядов в виде смеси бегущих волн, распространяющихся по коре головного мозга в различных направлениях, которые регуляризуются нормой L_1 для коэффициентов смеси, что обеспечивает разреженность направлений бегущих волн. Я покажу результаты применения этого метода к выявлению зон начала приступов по данным МЭГ, записанным у пациентов с фармакорезистентной эпилепсией.

Второй метод основан на подходе моделирования пространства состояний, реализованном с помощью метода фильтра Калмана с нечеткой ковариационной матрицей (unscented Kalman filter), чтобы оценить пространственные и временные составляющие наблюдаемых нелинейных корковых ритмов. Метод позволяет разрешить противоречия относительно возможных механизмов генерации наблюдаемых неинвазивно паттернов, подобных бегущим волнам.

ОЗОНовый СЛОЙ, КЛИМАТ И ЭНЕРГИЧНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Е. В. Розанов

Санкт-Петербургский государственный университет

В лекции представлен краткий обзор проблем моделирования климата и озонового слоя Земли. Решение данной проблемы, вполне линейной на огромных пространственных и временных масштабах осреднения, представляет трудности при учете нелинейных и взаимосвязанных процессов в динамических, физических, радиационных и фотохимических модулях в используемых численных моделях. Для демонстрации подобных процессов я остановлюсь на моделировании и анализе атмосферного отклика на высыпания энергичных частиц. Эти частицы имеют различную природу, определяющую их энергию, количество и область воздействия. Среди типов частиц наибольшую роль играют магнитосферные электроны и протоны галактического и солнечного происхождения. Несмотря на имеющуюся информацию о свойствах этих частиц, их влияние на атмосферу нелинейно зависит от многих факторов, таких как динамическое состояние земной атмосферы и геомагнитного поля. Эти проблемы я подробно проиллюстрирую, рассматривая: 1) влияние высыпаний энергичных электронов на приземную температуру во время холодного сезона в северных широтах; 2) экзистенциальную угрозу солнечных протонных событий в период ослабления напряженности геомагнитного поля. Эти проблемы в настоящее время актуальны из-за некоторых признаков возможных изменений геомагнитного поля. Уже известно, что северный магнитный полюс перемещается в сторону России со скоростью около 30 км в год, и отмечается заметное ослабление интенсивности геомагнитного поля. На фоне повышенной активности Солнца это приводит к смещению аврорального овала на юг и частому появлению полярных сияний в низких широтах, в том числе в средней полосе России. Другой признак связан с недавно измеренным изменением скорости вращения жидкого ядра Земли, что также свидетельствует о возможных переменах. Мне кажется, что задача ученых – рассмотреть возможное влияние этих процессов на состояние окружающей среды и технологические системы.

ЗОНДИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ДИНАМИКИ В ВЕЩЕСТВЕ С АТТОСЕКУНДНЫМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

М. Ю. Рябикин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Н. Новгород

Нобелевская премия 2023 года по физике была присуждена трем ученым-экспериментаторам, внесшим решающий вклад в «создание экспериментальных методов генерации аттосекундных импульсов света для исследования динамики электронов в веществе». Благодаря разработкам, отмеченным этой премией, в распоряжении экспериментаторов теперь имеются компактные источники импульсов электромагнитного излучения вакуумного ультрафиолетового и рентгеновского излучения

беспрецедентно короткой – аттосекундной – длительности (одна аттосекунда – это чрезвычайно короткий интервал времени длительностью всего в 10^{-18} секунд). Говоря точнее, длительность наиболее коротких получаемых сегодня импульсов составляет менее сорока аттосекунд, что примерно в пять раз меньше периода обращения электрона вокруг протона по наименьшей круговой орбите в борвской модели атома водорода. Это означает, что стало принципиально возможным с использованием столь коротких световых импульсов получать серии «мгновенных снимков» электронов в процессе их движения внутри атомов, молекул или между узлами кристаллической решетки, составляя из этих снимков своеобразное «кино» о жизни электронов внутри вещества в ходе тех или иных физических или химических процессов.

Следует понимать, что когда говорится о мгновенных снимках электронов, вовсе не имеется в виду возможность посмотреть на них, сфотографировать и т.д. Размеры электронов на много порядков меньше тех, при которых они могли бы быть доступны для прямого наблюдения. Более того, к электрону как типичной частице микромира неприменимы такие понятия классической физики, как траектория – экспериментальные измерения дают нам лишь возможность узнавать об изменениях вероятностных распределений координат частицы, проекций ее импульса, момента количества движения и т.д. Наконец, каждое наше измерение в той или иной мере изменяет состояние частицы. Все это усложняет как сами измерения, так и процедуру интерпретации их результатов.

Информация о состоянии электронов в момент зондирования извлекается косвенным образом, путем анализа угловых и/или энергетических распределений частиц (фотонов, электронов, ионов и т.д.), возникающих при воздействии зондирующих импульсов на исследуемое вещество. Развитие аттосекундной физики неразрывно связано с важнейшей задачей разработки методов решения таких обратных задач, позволяющих связать экспериментально наблюдаемые макроскопические величины с величинами, характеризующими состояние исследуемых объектов на микроуровне. В лекции будут представлены основные развитые к настоящему времени подходы к аттосекундным измерениям электронной динамики, изложены некоторые полученные интересные результаты и обсуждены дальнейшие перспективы таких исследований.

НОВЫЕ РУБЕЖИ ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКИ В НАУЧНОЙ ПРОГРАММЕ НЦФМ

А. М. Сергеев

Национальный центр физики и математики, Саров

В лекции будут обсуждаться мировые достижения в освоении новых рубежей лазерной физики: в отношении длительности, мощности и интенсивности сигналов, энергий фотонов; достижения в когерентности генерируемого излучения и чувствительности измерений. Отдельный раздел лекции будет посвящен последним достижениям в развитии оптических стандартов частоты, оптических сенсоров и устройств квантовой информатики. В заключительной части лекции ждет рассказ о проектах участников научной кооперации НЦФМ по созданию и использованию источников излучения с рекордными характеристиками.

РЕЗОНАНСНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ПОЛУЧЕНИЕ АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

В. В. Стрелков

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Начиная с появления лазеров, развитие нелинейной оптики было тесно связано с получением все более коротких лазерных импульсов. На современных лазерных установках получены фемтосекунд-

ные импульсы с длительностью, сравнимой с периодом светового поля (один период поля для титан-сапфирового лазера составляет примерно 2,7 фс). Таким образом, дальнейшее укорочение световых импульсов с длиной волны, лежащей в видимом диапазоне, невозможно. Однако в ультрафиолетовом или рентгеновском диапазонах субфемтосекундные импульсы могут быть получены. Настоящая лекция посвящена описанию современного состояния исследований в области получения субфемтосекундных (или аттосекундных; 1 аттосекунда составляет 10^{-18} с) ультрафиолетовых и рентгеновских импульсов. Успехи в генерации таких импульсов были отмечены Нобелевской премией по физике за 2023 год. Механизм получения аттосекундных импульсов связан с генерацией высоких гармоник лазерного поля: при взаимодействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с веществом происходит генерация гармоник высокого порядка (ГТВП), при этом максимальные номера гармоник составляют от нескольких десятков до тысяч. Сфазированность гармоник в достаточно широком спектральном интервале приводит к формированию аттосекундных импульсов. Рассмотрена ГТВП в газовых мишенях, а также в плазме лазерного факела. Перспективность последнего подхода связана с возможностью существенного (на порядки) увеличения эффективности ГТВП путем использования резонансов генерирующей среды.

ВНЕАТМОСФЕРНАЯ АСТРОНОМИЯ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

В. Г. Сурдин

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Оптические свойства нашей атмосферы ограничивают возможности наземной астрономии. Вынос телескопов за пределы атмосферы позволил не только значительно расширить спектральный диапазон наблюдений, но и добиться больших успехов при измерениях в оптическом диапазоне. Отчасти это стимулировало создание адаптивных оптических систем для наземных телескопов. Но их возможности остаются ограниченными и не выдерживают конкуренции с космическими телескопами.

Внеатмосферная астрономия использует приборы, вынесенные за пределы земной атмосферы с помощью высотных баллонов, геофизических ракет, искусственных спутников Земли и межпланетных зондов. Как правило, научная аппаратура устанавливается на автоматических беспилотных аппаратах, хотя изредка используются и пилотируемые станции.

Вынос телескопа в космос позволяет измерять угловые координаты звезд с точностью в сотые доли угловой миллисекунды и даже лучше! Например, космическая обсерватория Gaia (ESA), имеющая на борту два телескопа с объективами $1,45 \times 0,5$ м, позволяет определять координаты относительно ярких звезд с ошибкой не более 7 микросекунд дуги (мкс), звезд 15^m с ошибкой не более 30 мкс, и точность снижается до нескольких сотен мкс для звезд 20^m . Значительное превышение точности по сравнению с дифракционным пределом ($0,1''$) достигается многократным измерением фотоцентра изображения звезды при его прохождении по массиву ПЗС-матриц.

Еще больше преимуществ имеет внеатмосферная инфракрасная и субмиллиметровая астрономия. Особый интерес представляет изучение планет и экзопланет, сильно запыленных областей формирования звезд, а также объектов на больших космологических красных смещениях. Возможности наземных наблюдений в этих диапазонах тоже расширяются, но всегда останутся ограниченными по сравнению с внеатмосферными.

В лекции дается обзор внеатмосферных обсерваторий в УФ-, видимом и ИК-диапазонах. Особое внимание уделено новому космическому телескопу «Джеймс Вебб» (James Webb Space Telescope, NASA/ESA/CSA), который стал лидером внеатмосферной астрономии. Он выведен на орбиту 25 декабря 2021 г. ракетой «Ариан-5» с космодрома Куру (Французская Гвиана). Его объективом служит составное зеркало диаметром 6,5 м, состоящее из 18 шестиугольных сегментов. Поскольку целиком такое зеркало не умещалось под обтекателем ракеты, оно состоит из трех частей: центральной из 12 сегментов и двух отворачивающихся боковых по 3 сегмента каждая.

Спектральная чувствительность приборов JWST в совокупности охватывает диапазон от 600 до 28 500 нм, то есть простирается от видимого красного до среднего ИК. В области от 600 до 2500 нм диапазоны JWST и космического телескопа «Хаббл» перекрываются, что полезно для сопоставления их данных. Постоянным местом работы JWST служит гало-орбита вокруг точки Лагранжа L_2 систе-

мы Солнце – Земля, расположенная на расстоянии 1,5 млн. км от Земли. Это позволяет избежать тепловых потоков от Земли и Луны, создает условия для стабильной радиосвязи с Землей и гарантирует постоянный поток солнечного света для питания аппаратуры телескопа.

Обращенная к Солнцу «теплая» сторона JWST (рис. 1), содержащая двигатели, системы управления и связи, отделена раздвижным многослойным экраном размером $21,2 \times 14,2$ м от «холодной» стороны (рис. 2), на которой расположено зеркало и камеры. На холодной стороне защитного экрана поддерживается температура менее 50 К, а некоторые камеры охлаждаются еще сильнее; например, камера MIRI до температуры ниже 6 К, которую обеспечивает механический холодильник газообразного гелия, расположенный на теплой стороне экрана. В течение первых месяцев после запуска аппаратура остывала и тестировалась; первые снимки были продемонстрированы публике 11 июля 2022 г.

Телескоп JWST можно считать техническим шедевром. Его полная масса 6,2 т. Для сравнения: масса наземного телескопа БТА с объективом диаметром 6 м около 850 т. Даже космический телескоп «Хаббл» весит 11 т, хотя имеет объектив диаметром всего 2,4 м. При этом на JWST применяется система активной оптики: положением каждого из 18 сегментов его главного зеркала можно управлять отдельно. Это оказалось чрезвычайно полезно, когда от удара космической пылинки один из сегментов сдвинулся, и его легко удалось поставить на место и отъюстировать оптическую систему.

Выбор спектрального диапазона для JWST был продиктован двумя основными задачами: заглянуть на предельно большие расстояния, где космологическое красное смещение превышает $z = 10$, и увидеть области формирования звезд и планет, скрытые за облаками пыли. Первые два года наблюдений показали, что прибор отлично справляется с этими задачами, попутно решая и многие другие, например, исследуя атмосферы планет и экзопланет.

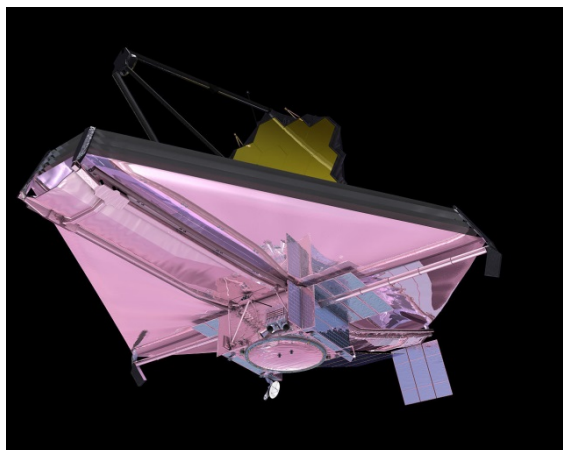


Рис. 1. «Теплая» сторона JWST

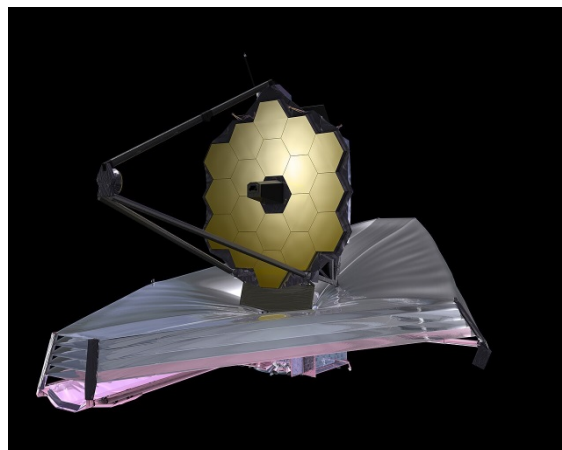


Рис. 2. «Холодная» сторона JWST

Телескоп JWST имеет 4 прибора, которые работают в 17 режимах.

1) Камера ближнего инфракрасного диапазона (NIRCam). Поле зрения $2,2 \times 2,2$ угловые минуты, то есть практически такое же, как у телескопа «Хаббл» ($2,4 \times 2,4$ угл. мин). NIRCam делает снимки в диапазоне от видимого красного до ближнего ИК ($0,6 - 5,0$ мкм). Ее основные цели – галактики, области звездообразования, планеты. Режимы работы:

- а) широкополная бесщелевая спектроскопия, например, для изучения квазаров;
- б) коронограф, блокирующий звездный свет для изучения экзопланет;
- в) режим «киносъемки», в том числе с гризмой для получения спектров атмосфер транзитных экзопланет.

2) Спектрограф ближнего инфракрасного диапазона (NIRSpec) для многообъектной спектроскопии. Хотя бесщелевая спектроскопия позволяет получать спектры всех объектов в поле зрения, при этом часто спектры нескольких объектов накладываются друг на друга, а фоновый свет снижает чувствительность. У NIRSpec есть микрозатворное устройство с четвертью миллиона крошечных управляемых затворов. Открытие затвора там, где есть интересный объект, и закрытие затвора там, где его нет, позволяет получить чистые спектры до 100 источников одновременно.

NIRSpec пригоден для спектроскопии интегрального поля. Он регистрирует спектр для каждого пикселя на небольшой площади, всего для 900 пространственных элементов. Этот режим дает наиболее полные данные об отдельной цели. Пример: далекая галактика, усиленная, изображение которой усилено и искажено гравитационной линзой.

3) Прибор среднего ИК-диапазона (MIRI). Спектральный диапазон 5–29 мкм. Прямые снимки запыленных областей, спектроскопия низкого и среднего разрешения (молекулы). Коронограф: прямые снимки и в поляризованном свете (пылевые диски и экзопланеты).

4) Апертурно-маскирующая интерферометрия (NIRISS). Есть маска для блокировки света от 11 из 18 сегментов главного зеркала. Это дает контрастное изображение, при котором рядом с яркими источниками можно увидеть слабые. Возможны получение прямых изображений в ближнем ИК-диапазоне (0,8–5 мкм), а также бесчелювая спектроскопия одного объекта.

Первые два года работы телескопа JWST принесли множество интересных данных и даже сенсационных открытий, особенно в области космологии и изучения экзопланет.

ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ГРАФЕНЕ С ПОСТОЯННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ

Д. В. Фатеев

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Саратов

Поверхностные волны в двумерных структурах, основанных на квантовых ямах и графене, уже несколько десятилетий привлекают внимание ученых благодаря возможности локализации электромагнитного излучения вблизи двумерного объекта. Дисперсии поверхностных плазменных волн и поперечно-электрических волн заходят в терагерцовый (ТГц) частотный диапазон, открывая возможности для его освоения. Сильная локализация электромагнитных полей позволяет поверхностным волнам эффективно взаимодействовать с веществом, приводя к детектированию, усилению и преобразованию поляризации ТГц-излучения, что активно исследуется в структурах на основе графена.

Движение носителей заряда в графене может быть описано в рамках гидродинамического подхода, который справедлив, когда частота межчастичных столкновений носителей заряда в графене является наибольшей частотой в системе. Гидродинамическое поведение носителей заряда в графене подтверждено экспериментально.

Решение гидродинамических уравнений движения электронов в графене позволило предсказать новые эффекты, возникающие при распространении поверхностных волн. Так, благодаря линейному закону дисперсии зарядов в графене сильную роль играет пространственная дисперсия, позволяющая наблюдать проводимость графена как индуктивного типа, так и емкостного. Поэтому гидродинамический графен способен поддерживать как поперечно-магнитные поверхностные волны, так и поперечно-электрические. Благодаря постоянному дрейфу носителей заряда в графене развиваются гидродинамические неустойчивости в частотном ТГц-диапазоне при малых скоростях дрейфа, приводящие к усилению ТГц-излучения. А нелинейные свойства динамики электронов приводят к проявлению нелинейных волновых свойств в графене.

Предсказание гидродинамических эффектов электромагнитных ТГц-волн открывает путь к разработке и созданию миниатюрных технологически осуществимых источников, усилителей и детекторов терагерцового излучения на основе графена.

Исследования поддержаны грантом РФФ № 22-19-00611.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МЕТАПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ФОТОНИКИ

А. А. Федянин

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Лекция посвящена представлению новых экспериментальных подходов к реализации управлением оптическим и нелинейно-оптическим откликом двумерных аналогов метаматериалов – метапо-

верхностей, изготовленных из полупроводниковых нанорезонаторов субволновых размеров. Современные интегральные фотонные платформы должны сочетать в себе управление светом с малыми потерями, спектральную гибкость, высокую концентрацию света и плотную упаковку оптических компонентов. Использование оптических резонансов Ми в полупроводниковых наноструктурах – наноантеннах и метаповерхностях – позволяет выявить новые физические эффекты, которые могут быть использованы во многих приложениях, от перестраиваемых антенн и плоских оптических устройств до сверхчувствительных датчиков и активных нанофотонных компонентов.

В этом докладе будут обсуждаться различные нелинейно-оптические эффекты в фотонных наноструктурах – метаповерхностях, состоящих из ми-резонансных полупроводниковых наночастиц, при их взаимодействии с фемтосекундными лазерными импульсами. Сначала будут рассмотрены нелинейно-оптические эффекты, основанные на квадратичной и кубической нелинейностях резонансных фотонных наноструктур, включающих локализацию света в электрических и магнитных дипольных резонансах. Особое внимание будет уделено олигомерам наночастиц, состоящим из нескольких, вплоть до четырех, наночастиц, обладающих коллективными оптическими резонансами. Будет обсуждаться проблематика сверхбыстрой перестраиваемости и полностью оптического переключения в субволновых нелинейных диэлектрических наноструктурах, проявляющих локализованные магнитные резонансы Ми.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ КРИТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ В СЛОЖНЫХ ПРИРОДНЫХ СИСТЕМАХ

А. М. Фейгин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

В лекции излагаются подходы к построению математических моделей сложных (нелинейных, высокоразмерных, пространственно распределенных) природных систем, позволяющие исследовать механизмы изменения их поведения при изменении внешних воздействий на систему, в том числе выявлять причины критических переходов, приводящих к смене режима поведения системы.

Основной особенностью сложных систем является мультимасштабность: протекающие в них взаимосвязанные процессы характеризуются существенно различными временными и пространственными масштабами. В большинстве случаев построение «полной» модели, адекватно описывающей все разномасштабные процессы и их взаимодействие между собой, оказывается невозможным, и целью моделирования является изучение поведения отдельной подсистемы, чья динамика отвечает сравнительно узкому диапазону пространственно-временных масштабов. Влияние на эту динамику подсистем, эволюционирующих с другими характерными масштабами, описывается в большинстве случаев приближенно.

В случае, когда математическая модель построена на основании «первых принципов» (установленных естественно-научных законов), приближенное описание производится на основе гипотез, согласующихся с имеющимися данными наблюдений. Для сложных систем при этом возникает проблема с оценкой степени адекватности гипотезы: нередко приближенные описания, основанные на разных (в том числе – принципиально несовместимых) гипотезах, одинаково хорошо воспроизводят наблюдаемую динамику системы. В результате становится невозможной оценка адекватности как выявленных механизмов, определяющих наблюдаемую динамику системы, так и прогноза критических переходов, обусловленных данными механизмами.

В лекции обсуждается иной подход к исследованию механизмов эволюции сложных систем, основанный на построении их математических моделей методами эмпирической реконструкции, позволяющими определить статистическую значимость различных моделей и тем самым выявить наиболее вероятные механизмы, ответственные за наблюдаемую динамику системы. Возможности подхода демонстрируются на примере построения модели эволюции климата Земли на протяжении последних 2,6 млн. лет. С помощью этой модели показывается, в частности, что на протяжении всего этого периода устойчивость климатической системы к «большим» возмущениям монотонно уменьшалась.

ГЕМОДИНАМИКА И ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СЕТИ ГОЛОВНОГО МОЗГА: ОТ ТЕОРИИ ГРАФОВ ЧЕРЕЗ МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ К ДИАГНОСТИКЕ ПСИХИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

А. Е. Храмов

Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград

Здоровая работа мозга требует эффективной коммуникации и интеграции нейронной информации между распределенными областями мозга. Анатомической инфраструктурой для поддержки нейронного взаимодействия в различных областях мозга является сложная сеть аксональных проекций, известная как коннектом человека. Сложные функции мозга связаны не только со свойствами отдельных областей мозга, но и возникают в результате их взаимодействия в целом. Новые знания об организации коммуникации в мозге дают исследования реконструкций сетей в масштабе областей мозга на основе данных, полученных с помощью различных методов нейровизуализации, среди которых наиболее перспективным является анализ гемодинамики мозга на основе данных функциональной магнитно-резонансной томографии (фМРТ). В настоящее время функциональные сети все чаще используются для оценки пациентов с заболеваниями мозга, особенно в сочетании с методами машинного обучения. Представляется перспективным использование математических методов анализа функциональных сетей мозга, основанных на фМРТ, на основе теории графов для получения потенциальных биомаркеров для классификации или прогнозирования заболеваний мозга. Классификация графовых структур, построенных на основе данных нейровизуализации, эффективна с использованием методов машинного обучения, которые позволяют построить системы поддержки принятия врачебных решений для диагностики заболеваний мозга.

В лекции будет представлен обзор методов восстановления и анализа функциональных сетей головного мозга на основании регистрируемой гемодинамической активности мозга с использованием функциональной магнитно-резонансной томографии. В частности, будут рассмотрены следующие вопросы.

1. Топологические характеристики функциональных сетей мозга как маркеры психических заболеваний.
2. Выделение глобальных и локальных особенностей функциональных сетей мозга: консенсус-сети и учет взаимодействий высокого порядка.
3. Графовые нейронные сети для классификации построенных на основе фМРТ функциональных сетей мозга.
4. Ассоциированные сети функциональных связей высокого порядка, восстановленные из мультимодальной МРТ, для ранней диагностики в клинической нейронауке.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 23-71-30010).

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА В СИЛЬНОМ И СВЕРХКРИТИЧЕСКОМ КУЛОНОВСКИХ ПОЛЯХ

В. М. Шабаев

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург
Национальный исследовательский центр Курчатовский институт –
Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, Гатчина

Рассмотрено современное состояние проверки квантовой электродинамики (КЭД) в сильных и сверхкритических кулоновских полях. Прецизионные измерения с тяжелыми многозарядными ионами, которые стали возможными около трех десятилетий назад, открыли доступ к проверке методов КЭД в области сильного кулоновского поля, где пертурбативные расчеты, основанные на разложении по константе взаимодействия с кулоновским полем ядра, неприменимы, и необходимо развивать непертурбативные по этой константе методы. В докладе представлены теоретические и экспериментальные результаты для КЭД-эффектов в таких системах.

Основная часть доклада посвящена недавним достижениям на пути к проверке КЭД в сверхкритическом кулоновском поле. Сверхкритическое кулоновское поле может быть создано в медленных столкновениях тяжелых ядер, если суммарный заряд сталкивающихся ядер превышает критическое значение, $Z_1 + Z_2 > Z_{cr} = 173$. Спонтанное рождение позитронов в таких столкновениях было независимо предсказано в работах [1, 2]. В таком столкновении изначально нейтральный вакуум может самопроизвольно распасться на заряженный вакуум и два позитрона. Экспериментальное обнаружение спонтанного рождения позитронов стало бы прямым доказательством этого фундаментального явления. Однако спонтанное рождение позитронов сильно экранируется динамическим рождением позитронов, которое индуцируется быстро меняющимся во времени электрическим полем, создаваемым сталкивающимися ядрами. В течение долгого времени считалось, что распад вакуума можно наблюдать только в столкновениях с ядерным слипанием, когда ядра связываются на некоторое время из-за ядерных сил. Недавно [3–6] было показано, что вакуумный распад можно наблюдать без какого-либо слипания ядер. Результаты этого исследования представлены в докладе.

Исследование поддержано грантом РНФ (проект № 22-62-00004).

1. Герштейн С. С., Зельдович Я. Б. // ЖЭТФ. 1969. 57, 654.
2. Pieper W. and Greiner W. // Z. Phys. 1969. 218, 327.
3. Maltsev I. A., Shabaev V. M., Popov R. V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. 123, 113401.
4. Popov R. V., Shabaev V. M., Telnov D. A. et al. // Phys. Rev. D. 2020. 102, 076005.
5. Popov R. V., Shabaev V. M., Maltsev I. A. et al. // Phys. Rev. D. 2023. 107, 116014.
6. Dulaev N. K., Telnov D. A., Shabaev V. M. et al. // Phys. Rev. D. 2024. 109, 036008.

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

СИНХРОНИЗАЦИЯ И СТАБИЛИЗАЦИЯ ХИМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ВНЕШНИМ ПЕРИОДИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ В АНСАМБЛЯХ ГЛОБАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

С. С. Абрамов, М. И. Болотов, Л. А. Смирнов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород

Мы рассматриваем влияние внешнего периодического воздействия на химерные состояния в модели фазовых осцилляторов. Химеры – это режимы, характеризующиеся сосуществованием синхронизированных и несинхронизированных групп осцилляторов в одной системе идентичных элементов. Для анализа поведения системы фазовых осцилляторов используются уравнения, полученные методом редукции Отта – Антонсена, который позволяет описывать динамику глобальных параметров порядка, характеризующих степень синхронизации.

Исследуемая модель имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\dot{\varphi}_n^{(1)} &= \omega + \frac{\mu_1}{N_1} \sum_{k=1}^{N_1} \sin(\varphi_k^{(1)} - \varphi_n^{(1)} - \alpha) + \frac{\mu_2}{N_2} \sum_{k=1}^{N_2} \sin(\varphi_k^{(2)} - \varphi_n^{(1)} - \alpha) + \varepsilon \sin(\Omega t - \varphi_n^{(1)}), \\ \dot{\varphi}_n^{(2)} &= \omega + \frac{\mu_1}{N_2} \sum_{k=1}^{N_2} \sin(\varphi_k^{(2)} - \varphi_n^{(2)} - \alpha) + \frac{\mu_2}{N_1} \sum_{k=1}^{N_1} \sin(\varphi_k^{(1)} - \varphi_n^{(2)} - \alpha) + \varepsilon \sin(\Omega t - \varphi_n^{(2)}),\end{aligned}\quad (1)$$

где $\varphi_n^{(m)}$ – фаза n -го осциллятора в m -м ансамбле (номер ансамбля $m = 1, 2$), ω – собственная частота, α – фазовый сдвиг (параметр Сакагучи), μ_1 – сила межэлементного взаимодействия внутри ансамблей, μ_2 – сила межэлементного взаимодействия между ансамблями, N_m – количество элементов в m -м ансамбле. Таким образом, модель описывает взаимодействие каждого элемента одного ансамбля с другими элементами своего ансамбля с одной силой связи, в то время как и с элементами другого ансамбля сила связи другая. Для описания степени синхронизации в каждом из ансамблей будем рассматривать глобальные параметры порядка:

$$R_m(t) = \frac{1}{N_m} \sum_{k=1}^{N_m} e^{i\varphi_k^{(m)}} = \rho_m(t) e^{-i\theta_m(t)},\quad (2)$$

где ρ_m – амплитуда, а θ_m – фаза. Если $\rho_m = 1$, то все фазы в m -м ансамбле полностью синхронны, при $0 < \rho_m < 1$ – частично синхронны, а при $\rho_m = 0$ – асинхронны. Исследуемая система состоит из двух ансамблей глобально связанных фазовых осцилляторов, которые подвергаются внешнему периодическому воздействию с амплитудой ε и частотой Ω . В отсутствие внешнего воздействия система сводится к уравнениям третьего порядка, описывающим химерное состояние, которое включает три равновесных состояния: абсолютно устойчивое, седловое, соответствующие химерным состояниям, и абсолютно устойчивое, соответствующее полностью синхронному режиму.

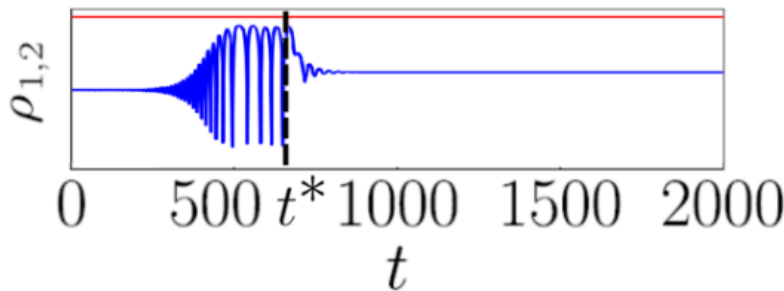


Рис. 1. Стабилизация бризерной химеры внешним периодическим воздействием. Амплитуды параметров порядка полностью синхронного ансамбля ρ_1 (красная прямая) и частично синхронного ансамбля ρ_2 (синяя кривая) при $\alpha = \pi/2 - 0,1$, $\mu_1 = 0,675$, $\mu_2 = 0,325$. В момент времени $t^* = 700$ включается внешнее периодическое воздействие с $\Omega = -0,8049$, $\varepsilon = 0,0808$

При введении внешнего воздействия уравнения системы модифицируются, и на плоскости параметров внешнего воздействия можно получить области захвата частоты – языки Арнольда. Эти области содержат подобласти с устойчивыми и неустойчивыми химерными состояниями. В случае

устойчивого химерного режима, реализуемого без внешнего воздействия, внешняя сила может синхронизировать систему, захватывая частоту когерентного кластера. Показано, что внешнее периодическое воздействие также может стабилизировать неустойчивые стационарные химерные состояния, которые эволюционировали к бризерным химерам (см. рис. 1) или режиму полной синхронизации.

Таким образом, продемонстрирована возможность управления химерными состояниями в ансамблях фазовых осцилляторов с помощью внешнего периодического воздействия. Это открывает перспективы для дальнейших исследований в области нелинейной динамики и синхронизации, а также для применения данных результатов в различных областях науки и техники, где важна синхронизация больших систем осцилляторов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 24-72-00105).

1. *Abrams D. M., Mirollo R., Strogatz S. H. and Wiley D. A.* Solvable Model for Chimera States of Coupled Oscillators // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 101. P. 084103.
2. *Ott E. and Antonsen T. M.* Low Dimensional Behavior of Large Systems of Globally Coupled Oscillators // *Chaos.* 2008. Vol. 18, no. 3. P. 037113.
3. *Sakaguchi H.* Cooperative Phenomena in Coupled Oscillator Systems under External Fields // *Progress of Theoretical Physics.* 1988. Vol. 79, no.1. P. 39–46.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ХИМЕРНЫХ И УЕДИНЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В ДВУХСЛОЙНОЙ СЕТИ С ДИНАМИЧЕСКИМИ МЕЖСЛОЙНЫМИ СВЯЗЯМИ

В. М. Аверьянов, Е. В. Рыбалова, Г. И. Стрелкова

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, Саратов

Исследование динамики многокомпонентных и многослойных систем, а также изучение устанавливающихся пространственно-временных структур в них и их взаимодействие являются важным аспектом для понимания поведения реальных систем. В частности, изучение явлений синхронизации в сложных сетях имеет большое значение для приложений в различных областях исследований, таких как физика, химия, нейронаука, социология и т. д., а также в реальных системах, например системах связи, энергосетях, транспортных сетях [1, 2]. Отметим, что эффект синхронизации играет ключевую роль в динамике нейронных сетей в мозге, поскольку он может иметь не только положительное, но и отрицательное влияние при некоторых заболеваниях, например эпилепсии [3], шизофрении [4], болезни Паркинсона [5].

На данный момент были обнаружены и исследованы различные формы синхронизации в сложных сетях, например, частичная и полная синхронизация, кластерная синхронизация, внешняя и взаимная синхронизация, взрывная и опосредованная (удаленная) синхронизация. Среди множества структур, соответствующих явлению частичной синхронизации, сейчас выделяют два основных: химерные состояния [6, 7] и уединенные состояния [8–10]. Данные режимы представляют собой промежуточные состояния при переходе от полной (хаотической) синхронизации к асинхронной динамике (некогерентному хаосу) при уменьшении силы связи между парциальными элементами сети.

В нашей работе мы исследуем синхронизацию в двухслойной системе, каждый слой которой представляет собой кольцо нелокально связанных отображений Эно – Лози. Данная сеть описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} x_{1,i}(n+1) &= f(x_{1,i}(n), y_{1,i}(n)) + \frac{\sigma_1}{2R} \sum_{j=l-R}^{i+R} [f(x_{1,j}(n), y_{1,j}(n)) - f(x_{1,i}(n), y_{1,i}(n))] \\ &\quad + \gamma_{1,i}(n) [f(x_{2,i}(n), y_{2,i}(n)) - f(x_{1,i}(n), y_{1,i}(n))], y_{1,i}(n+1) = g(x_{1,i}(n), y_{1,i}(n)), \\ x_{2,i}(n+1) &= f(x_{2,i}(n), y_{2,i}(n)) + \frac{\sigma_2}{2R} \sum_{j=l-R}^{i+R} [f(x_{2,j}(n), y_{2,j}(n)) - f(x_{2,i}(n), y_{2,i}(n))] \\ &\quad + \gamma_{2,i}(n) [f(x_{1,i}(n), y_{2,i}(n)) - f(x_{2,i}(n), y_{1,i}(n))], y_{2,i}(n+1) = g(x_{2,i}(n), y_{2,i}(n)), \end{aligned}$$

где $x_{l,i}(n)$ и $y_{l,i}(n)$ – динамические переменные элемента с номером $i = 1, 2 \dots N = 1000$ в кольце под номером $l = 1, 2$. Первое слагаемое описывает собственную динамику парциальных элементов, функции $f(x_{1,i}(n), y_{1,i}(n))$ и $g(x_{1,i}(n), y_{1,i}(n))$ представляют собой правые части уравнений, описывающих динамику одиночного отображения Эно – Лози:

$$x(n+1) = f(x(n), y(n)) = 1 - \alpha S_\varepsilon(x(n)) + y(n),$$

$$y(n+1) = \beta x(n),$$

$$S_\varepsilon(x) = \begin{cases} |x|, & \text{if } |x| \geq \varepsilon, \\ x^2/2\varepsilon + \varepsilon/2, & \text{if } |x| \leq \varepsilon. \end{cases}$$

Второе слагаемое в уравнениях динамических переменных $x_{l,i}$ отвечают за внутрислойную связь между элементами, которая является нелокальной с радиусом связи $r = R/N$ и силой связи σ_l . Последние слагаемые в $x_{l,i}$ описывают межслойную связь с силой связи $\gamma_{l,i}(n)$. В нашем исследовании сила межслойной связи является динамической и может изменяться как периодически с различным периодом, так и случайно с различной вероятностью.

В работе [11] было показано, что в кольце нелокально связанных отображений Эно – Лози при вариации управляющих параметров самих элементов и связи между ними могут устанавливаться как

химерные, так и уединенные состояния. В нашей работе мы исследуем синхронизацию слоев, когда в них без связи устанавливаются как одинаковые, так и разные пространственно-временные структуры. Для анализа степени синхронизации используется ошибка синхронизации, которая рассчитывается следующим образом:

$$\delta = \frac{1}{n} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^n \sum_{i=1}^N (x_{1,i}(n) - x_{2,i}(n))^2,$$

где n – количество итераций, по которым проводится усреднение данной характеристики. После переходного периода величина δ характеризует отклонение пространственно-временных колебаний взаимодействующих слоев от полной синхронизации, при которой в идеальном случае (для идентичных слоев) $\delta = 0$.

В ходе исследования были построены карты распределения ошибки синхронизации в зависимости от параметров межслойной связи (вероятность или частота включения и сила связи). Это позволило найти области параметров, соответствующие минимальным значениям ошибки синхронизации. Более того, были исследованы пространственно-временные режимы, устанавливающиеся в слоях при вариации как их собственных параметров, так и параметров межслойной связи. Показано, что при связи колец с разными начальными структурами (химерами и уединенными состояниями) с увеличением силы межслойной связи преимущественно устанавливаются уединенные состояния в обоих слоях. Однако при промежуточных значениях силы связи в слоях могут наблюдаться комбинированные структуры, представляющие собой сосуществование химерных и уединенных состояний.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 20-12-00119, <https://rscf.ru/project/20-12-00119/>

1. *Pikovsky A., Rosenblum M., Kurths J.* Synchronization: a universal concept in nonlinear science. Cambridge : Cambridge University Press, 2001. 432 p.
2. *Boccaletti Stefano, Pisarchik Alexander N., Del Genio Charo I., Amann Andreas.* Synchronization: from coupled systems to complex networks. Cambridge : Cambridge University Press, 2018.
3. *Jiruska P., De Curtis M., Jefferys J. G., Schevon C. A., Schiff S. J., Schindler K.* Synchronization and desynchronization in epilepsy: controversies and hypotheses // *The Journal of physiology.* 2013. Vol. 591, no. 4. P. 787–797.
4. *Uhlhaas P. J., Singer W.* Neural synchrony in brain disorders: relevance for cognitive dysfunctions and pathophysiology // *Neuron.* 2006. Vol. 52, no. 1. P. 155–168.
5. *Hammond C., Bergman H., Brown P.* Pathological synchronization in Parkinson's disease: networks, models and treatments // *Trends in neurosciences.* 2007. Vol. 30, no. 7. P. 357–364.
6. *Kuramoto Y., Battogtokh D.* Coexistence of coherence and incoherence in nonlocally coupled phase oscillators // *Nonlinear Phenomena Complex Syst.* 2002. Vol. 5, no. 4. P. 380–385.
7. *Abrams D. M., Strogatz S. H.* Chimera states for coupled oscillators // *Physical review letters.* 2004. Vol. 93, no. 17. P. 174102.
8. *Maistrenko Y., Penkovsky B., Rosenblum M.* Solitary state at the edge of synchrony in ensembles with attractive and repulsive interactions // *Physical Review E.* 2014. – Vol. 89, no. 6. P. 060901.
9. *Semenova N., Zakharova A., Schöll E., Anishchenko V.* Does hyperbolicity impede emergence of chimera states in networks of nonlocally coupled chaotic oscillators? // *Europhysics Letters.* 2015. V. 112, no. 4. P. 40002.
10. *Rybalova E., Semenova N., Strelkova G., Anishchenko V.* Transition from complete synchronization to spatio-temporal chaos in coupled chaotic systems with nonhyperbolic and hyperbolic attractors // *The European Physical Journal Special Topics.* 2017. Vol. 226. P. 1857–1866.
11. *Rybalova E., Averyanov V., Lozi R., Strelkova G.* Peculiarities of the spatio-temporal dynamics of a Hénon–Lozi map network in the presence of Lévy noise // *Chaos, Solitons & Fractals.* 2024. Vol. 184. P. 115051.

ДИНАМИКА АНСАМБЛЕЙ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С АСИММЕТРИЧНЫМ ШУМОМ КОШИ

М. В. Агеева¹, Д. С. Голдобин^{1,2}

¹Институт механики сплошных сред, Пермь

²Физико-математический институт, Пермский национальный исследовательский
государственный университет, Пермь

В естественных физических системах влияние флуктуаций, как правило, наиболее адекватно описывается гауссовым шумом, что обусловлено его устойчивостью. Однако распределение Гаусса является не единственным устойчивым распределением: если микроскопические флуктуации содержат аномально большие скачки, то эффективный шум может оказаться негауссовым альфа-устойчивым. Вместе с тем, распределение Гаусса имеет одну уникальную среди устойчивых шумов особенность: это единственный устойчивый шум, который не может быть асимметричным. Если асимметричные микроскопические флуктуации не содержат аномально больших скачков, то они генерируют эффективный гауссов шум, а их асимметрия лишь сдвигает среднее значение эффективного шума. Если же аномально большие микроскопические флуктуации ведут к негауссовому устойчивому шуму, их асимметрия делает эффективный устойчивый шум также несимметричным. Одним из негауссовых устойчивых шумов является шум Коши (Лоренца). Особенностью привычного симметричного шума Коши является то, что он не нарушает применимость оригинальной теории Отта – Антонсена и довольно часто использовался в литературе для описания влияния флуктуаций на коллективную динамику больших ансамблей осцилляторов, в том числе нейронов. Однако для ансамблей нейронов в тех ситуациях, когда может возникнуть эффективный шум Коши из-за нерегулярной синхронической активности на микроуровне, этот шум не будет симметричным. Для асимметричного шума Коши оригинальная теория Отта – Антонсена несправедлива. Исследование макроскопической динамики, однако, может быть проведено в терминах круговых кумулянтов [1]. В настоящей работе исследуется, какие новые коллективные эффекты может породить асимметрия шума Коши, действующего на ансамбли связанных осцилляторов. Формализм круговых кумулянтов оказывается в данном случае не только удобным средством описания малоразмерной макроскопической динамики распределенной системы, но и, по-видимому, единственным способом получить строгую асимптотическую теорию нелинейного эффекта сдвига частоты коллективных колебаний из-за асимметрии шума.

Рассмотрим совокупность осцилляторов Курамото, подверженных δ -коррелированному шуму:

$$\dot{\varphi}_j = \omega(t) + \text{Im}(2h(t)e^{-i\varphi_j}) + \sigma \xi_j(t),$$

где $\xi_j(t)$ – нормированный асимметричный шум Коши. Тогда уравнение Фоккера – Планка, описывающее динамику средней плотности вероятности $w(\varphi, t)$, в фурье-пространстве имеет вид:

$$\dot{a}_m = im\omega a_m + mha_{m-1} - mh^* a_{m+1} + \sigma \dot{\Phi}^{(\xi)}(m)a_m, \quad (1)$$

где

$$\dot{\Phi}^{(\xi)}(m) = -|m| + i \frac{2\beta}{\pi} \ln |m|.$$

Тогда из уравнения (1), с учетом распределения Коши для собственных частот осцилляторов, получим уравнение для динамики параметров порядка Курамото – Дайдо:

$$\dot{Z}_m = m((i\omega_0 - \gamma)Z_m + hZ_{m-1} - h^*Z_{m+1} + \sigma \dot{\Phi}^{(\xi)}(m)Z_m), \quad (2)$$

где $Z_0 = 1$.

Введем далее «круговые кумулянты» [1], связанные с параметрами порядка посредством производящей функции:

$$F(k, t) = \langle e^{ke^{i\varphi}} \rangle = \sum Z_m(t) \frac{k^m}{m!}, \quad (3)$$

логарифм которой позволяет получить производящую функцию круговых кумулянтов:

$$\Psi = k \frac{\partial}{\partial k} \ln F(k, t) = \sum \kappa_m k^m. \quad (4)$$

В таком случае динамика первых трех кумулянтов задается уравнениями:

$$\dot{Z}_1 = (i\omega_0 - \gamma - \sigma)Z_1 + h - h^*(\kappa_2 + Z_1^2), \quad (5)$$

$$\dot{\kappa}_2 = 2(i\omega_0 - \gamma - \sigma)\kappa_2 - 4h^*(\kappa_3 + Z_1\kappa_2) + i\frac{2\beta\sigma}{\pi}\ln 4(\kappa_2 + Z_1^2), \quad (6)$$

$$\dot{\kappa}_3 = 3(i\omega_0 - \gamma - \sigma)\kappa_3 - h^*(9\kappa_4 + 6Z_1\kappa_3 + 3\kappa_2^2) + i\frac{3\beta\sigma}{\pi}\left(\ln 9\kappa_3 + \ln \frac{27}{4}\kappa_2 Z_1 + \ln \frac{3}{4}Z_1^3\right). \quad (7)$$

Как в случае симметричного коши-шума ($\beta = 0$), так и для его отсутствия ($\sigma = 0$) цепочка уравнений (5)–(7) допускает наличие ненулевого решения $Z_1 \neq 0$, $\kappa_{m \geq 2} = 0$. Динамика параметра Z_1 определяется исключительно уравнением (5). Более того, решение оказывается притягивающим для случая $\gamma + \sigma > 0$. Таким образом, формализм круговых кумулянтов может оказаться полезным для изучения неидеальных ситуаций, где старшие кумулянты малы, но не равны нулю.

Из уравнений (6) и (7) в случае $\beta\sigma > 0$ следует:

$$\begin{aligned} \kappa_2 &\propto \beta\sigma Z_1^2 \ln 4, \\ \kappa_3 &\propto \beta\sigma \left(\ln \frac{3}{4}Z_1^3 + \ln \frac{27}{4}\kappa_2 Z_1 \right) + O(\kappa_2^2). \end{aligned} \quad (8)$$

Таким образом, могут быть построены два варианта иерархии малости. В первом случае при $|Z_1| \ll 1$ круговые кумулянты уменьшаются по закону $\kappa_m \propto Z_1^m$. Второй случай предполагает слабый шум ($\sigma = 0$) или его слабую асимметрию ($\beta \ll 0$). Тогда $\kappa_3/\kappa_2 \approx -0,2Z_1$. Технически оказывается, что кумулянты второго и третьего порядков имеют одинаковый порядок малости. Однако κ_3 влияет на Z_1 только через κ_2 . Более того, $|Z_1| \leq 1$, так что вполне обоснованным оказывается предполагать κ_3 малым и в дальнейшем им пренебрегать.

Далее были выведены строгие уравнения для малых $\beta\sigma$ и рассмотрены их приложения для двухкумулянтного приближения. Учитывая инвариантность таких фазовых систем к сдвигу на одну и ту же величину, будем рассматривать вращательное движение вида $\dot{\kappa}_m = im\Omega\kappa_m$. В таком случае из уравнений (2)–(4) можно получить рекурсивное соотношение $\kappa_m = ic_m Z_1^m - mb\kappa_{m+1}$, где

$$c_m = \frac{2\beta\sigma\pi^{-1}C_m}{\gamma + \sigma + 2h^*Z_1 + i\omega}, \quad b = \frac{h^*}{\gamma + \sigma + 2h^*Z_1 + i\omega}.$$

Тогда для κ_m можно получить

$$\kappa_m = \sum_{l=1}^{\infty} ic_{m+l} Z_1^{m+l} (-b)^l \frac{(m+l-1)!}{(m-1)!}.$$

И конкретно для второго кумулянта получим

$$\dot{\kappa}_2 = i\frac{2\beta\sigma}{\pi} \frac{Z_1}{h^*} \sum_{l=1}^{\infty} C_{l+1} (-1)^{l+1} (bZ_1)^l l! \approx i\frac{2\beta\sigma}{\pi} \frac{Z_1}{h^*} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{(l+1)\ln(l+1)} \left(\frac{1}{(\gamma + \sigma + i\omega)/(h^*Z_1) + 2} \right)^l. \quad (9)$$

Используя выражение для κ_2 , можно получить уравнение самосогласованности для Z_1 :

$$\gamma + \sigma + h^*Z_1 + i\omega - \frac{h}{Z_1} = i\frac{2\beta\sigma}{\pi} \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l C_{l+1} (bZ_1)^l l!$$

И, учитывая малость $\beta\sigma$, окончательно получим:

$$bZ_1 \approx \frac{1}{1 + \frac{hZ_1^*}{h^*Z_1} \frac{1}{|Z_1|^2}}. \quad (10)$$

Отметим, что абсолютное значение второго слагаемого в знаменателе последнего выражения ≥ 1 и достигает 1 только для состояний полного порядка $|Z_1| = 1$. Для состояний с низкой синхронностью (малые $|Z_1|$) знаменатель велик, и ряд быстро затухает. Также заслуживает внимания тот факт, что множитель $(l+1)\ln(l+1)$ ускоряет сходимость bZ_1 .

Работа выполнена в рамках бюджетной темы № 124021600038-9.

1. Tyulkina I. V. Dynamics of Noisy Oscillator Populations beyond the Ott-Antonsen Ansatz / I. V. Tyulkina, D. S. Goldobin, L. S. Klimenko, A. Pikovsky // Physical Review Letters. 2018. Vol. 120. P. 264101.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ В РЕЗОНАТОРАХ ЭШЕЛЕТТНОГО ТИПА МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А. Б. Адилова, А. Г. Рожнев

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского,
Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Саратовский филиал, Саратов

Гиротрон представляет собой источник мощного электромагнитного излучения в субтерагерцовом и терагерцовом диапазонах частот и находит широкое применение в различных областях науки [1]. В современных гиротронах указанных диапазонов обычно используется режим работы на высших гармониках циклотронной частоты, что позволяет избежать экстремально высоких значений магнитного поля. При этом, однако, возникает ряд проблем, в частности, обостряются вопросы конкуренции и селекции мод, так как условия самовозбуждения моды на основной циклотронной гармонике более благоприятны. Преодоление таких ограничений возможно при использовании резонаторов с излучением на одной рабочей частоте, но в виде многих мод выходного волновода. Одним из примеров этого является эшелеттный резонатор. Эшелеттный резонатор в определенном смысле представляет собой развитие многоступенчатого резонатора и обладает высокими селективными свойствами, при этом дифракционная добротность рабочей моды в эшелеттных резонаторах может быть существенно понижена. Использование эшелеттного резонатора в гиротронах было предложено в [2] в 1991 году. С этого момента было опубликовано несколько работ, в которых были описаны теоретические и экспериментальные результаты по исследованию гиротронов с такими электродинамическими структурами [3, 4]. Однако, как подчеркивается в [5], расчет таких систем вызывает значительные трудности.

Большинство программ, предназначенных для расчета параметров резонаторов гиротронов, базируются на одномерных (1D) методах, использующих либо уравнение неоднородной струны, либо уравнения для связанных мод в неоднородной линии передачи. Помимо них, при исследовании гиротронов используются также программы, основанные на прямом решении уравнений Максвелла с помощью различных современных численных методов моделирования электромагнитных полей [6–8]. В большинстве случаев при этом не принимается во внимание азимутальная симметрия, присущая системе, в результате резонатор рассматривается как трехмерная электродинамическая структура. Это приводит к значительному увеличению требуемых машинных ресурсов и времени счета, а также к снижению точности получаемых результатов.

В настоящей работе развивается метод расчета аксиально-симметричных резонаторов в двумерной (2D) постановке с использованием традиционных лагранжевых элементов. Для этого используются либо квазиоптические методы, либо методики, основанные на уравнениях связанных мод в неоднородных волноводах. В первом случае сложно оценить точность получаемых результатов, а во втором необходимо использовать при расчетах очень большое число поперечных мод, по которым проводится разложение полного поля в резонаторе.

Было проведено моделирование $TE_{0,q}$ типов колебаний (q — продольный индекс моды) в аксиально-симметричном эшелеттном резонаторе, параметры которого приведены в работе [9]. Из-за значительного изменения радиуса резонатора вдоль его оси колебаний с четко выраженными значениями радиальных индексов в таком резонаторе не существует. Вместо этого, как следует из расчетов, поля существующих мод представляют собой суперпозицию большого числа мод с разными радиальными индексами, каждая из которых локализована в области, примыкающей к небольшому отрезку оси резонатора.

В результате проведенного численного моделирования были найдены типы колебаний эшелеттного резонатора. Полученные результаты полностью соответствует качественному описанию, приведенному в [9] и следующему из квазиоптического анализа. Показано, что пучок в выходной секции резонатора представляет собой смесь большого числа мод цилиндрических волноводов с различными радиальными индексами p . Проведен расчет комплексных амплитуд поперечных мод $TE_{0,p}$ волноводов сравнения в зависимости осевой координаты z . Результаты этих расчетов для первой продольной моды ($q = 1$) резонатора приведены на рис. 1. Кривые разного цвета и начертания соответствуют амплитудам поперечных мод $TE_{0,p}$, для которых радиальный индекс p , указанный рядом с каждой кривой, меняется в интервале от $p = 10$ до $p = 25$. Моды с номерами, лежащими вне этого интервала, имеют пренебрежимо малые амплитуды.

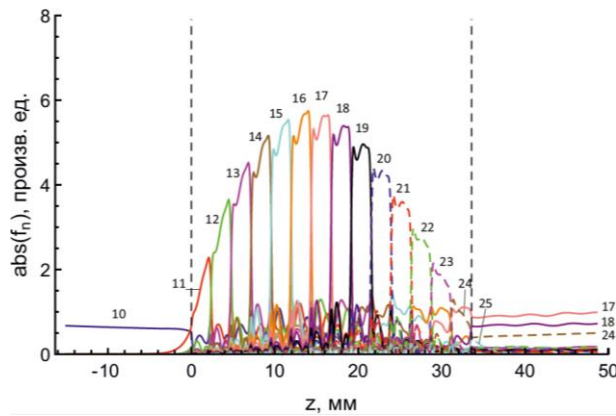


Рис. 1. Зависимости амплитуд поперечных мод $TE_{0,p}$ волновода для первой продольной моды ($q=1$) резонатора от продольной координаты

Из рисунка можно сделать вывод, что для каждой радиальной моды ее амплитуда имеет достаточно большое значение только в небольшой окрестности продольной координаты z , расположенной вблизи точки, для которой частота этой моды близка к критической частоте для этой моды. При движении в направлении возрастания z энергия поперечных мод последовательно передается от моды с индексом p к моде с индексом $p+1$, затем к моде с индексом $p+2$, и так далее. Однако, когда этот процесс доходит до правой границы эшелетта, в присоединенном однородном волноводе наибольшие амплитуды имеют поперечные моды с номерами 16 и 17, которые соответствуют резонансам в центральной части эшелетта. Отметим, что вид этих зависимостей качественно полностью соответствуют аналогичным картинам, рассчитанным для многоступенчатого резонатора, приведенным в [5, 10].

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-72-00128.

1. *Nusinovich G. S.* The gyrotron at 50: historical overview / *G. S. Nusinovich, M. Thumm, M. I. Petelin* // *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*. 2014. Vol. 35. P. 325–381.
2. *Власов С. Н., Копосова Е. В., Павельев А. Б. и др.* Гиротрон с эшелеттным резонатором, работающий на второй гармонике гирочастоты // *Письма в ЖТФ*. 1991. Т. 17. С. 10–12.
3. *Власов С. Н., Копосова Е. В., Павельев А. Б., Хижняк В. И.* Гиротроны с эшелеттными резонаторами // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1996. Т. 39, № 6. С. 691–698.
4. *Агапов Л. Н., Богданов С. Д., Венедиктов Н. П. и др.* Электронная перестройка рабочей частоты гиротрона с эшелеттной структурой // *Известия высших учебных заведений. Радиофизика*. 2013. Т. 56, № 7. С. 489–493.
5. *Запелалов В. Е.* Неканонические гиротроны // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2018. Т. 61, № 4. С. 305–314.
6. *Sawant A., Kim S. G., Lin M.-Ch. et al.* Validation of 3-D Time Domain Particle-in-Cell Simulations for Cold Testing a W - Band Gyrotron Cavity // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2014. Vol. 42, no. 12. P. 3989–3995.
7. *Barroso J. J., Kostov K. G., Correa R. A.* Electromagnetic simulation of a 32-GHz, TE_{021} gyrotron // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1999. Vol. 27, no. 2. P. 384–390.
8. *Sawant A., Kim J. H., Hong Y. et al.* Comparative study on PIC simulations of the gyrotron cavity // *Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, 2014 39th International Conference on / *IEEE*. 2014. P. 1–2.
9. *Белоусов В. И., Власов С. Н., Завольский Н. А. и др.* Исследование гиротрона с эшелеттным резонатором // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2014. Т. 57, № 6. С. 497–506.
10. *Власов С. Н., Завольский Н. А., Запелалов В. Е. и др.* Аксиально-симметричные ступенчатые резонаторы // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2009. Т. 52, № 5–6. С. 716–729.

НЕОДНОРОДНОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЛАБОРАТОРНЫХ ИНКУБАТОРАХ КАК ФАКТОР МОДУЛЯЦИИ РОСТА КУЛЬТУРЫ КЛЕТОК ЧЕЛОВЕКА В НОРМАЛЬНЫХ И СТРЕССОВЫХ УСЛОВИЯХ

*И. В. Балалаева¹, Л. М. Сенча¹, М. А. Карпова¹, А. А. Долинин², Ф. Г. Сарафанов²,
Н. В. Ильин², М. А. Гринберг^{1,2}, Е. А. Мареев², В. А. Воденеев¹*

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород

²Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

За последние десятилетия накоплены многочисленные факты, подтверждающие необходимость определенного магнитного фона для нормальной жизнедеятельности всех земных организмов, включая человека. Несмотря на то, что параметры собственного магнитного поля Земли варьируют в зависимости от географического положения и особенностей локального окружения, в многочисленных экспериментах подтверждено, что отклонение величины магнитного поля от «стандартных» значений как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения приводит к значимым, зачастую негативным, физиологическим последствиям. В то же время молекулярно-клеточные механизмы, лежащие в основе эффектов, проявляющихся на уровне целого организма, являются существенно менее изученными. Отсутствие релевантной информации является причиной того, что в подавляющем большинстве биологических экспериментов магнитный фон не контролируется. В частности, лабораторные СО₂-инкубаторы, предназначенные для проведения работ на клеточных культурах, обеспечивают контроль температуры, состава атмосферы и влажности. Однако в таких устройствах используются металлические корпуса и подвижные элементы, что может приводить к непредсказуемому влиянию на магнитный фон. В ряде опубликованных в последние годы работ указывается на то, что такое окружение является фактором, существенно влияющим на различные аспекты жизнедеятельности клеток и, как следствие, на результаты и выводы проводимых исследований.

В нашей работе мы проанализировали пространственную неоднородность магнитного поля в объеме двух моделей лабораторных СО₂-инкубаторов одного производителя, оценили стабильность величины поля во времени, а также проверили, действительно ли наличие неоднородности магнитного поля может оказывать значимые биологические эффекты на культуру клеток человека.

Для обоих исследованных инкубаторов, моделей С150 и СВ53 производителя BINDER GmbH, была показана значительная неоднородность магнитного поля по объему внутренней камеры. В модели С150 магнитное поле варьировало от 9,9 мкТл до 72,4 мкТл с колебаниями во времени около 2–4 мкТл. В модели СВ53 средние значения поля были более однородны, от 18,2 мкТл до 39,4 мкТл, однако в этом случае переход инкубатора в рабочий режим сопровождался появлением выраженных колебаний величины поля с периодом в несколько секунд. Размах колебаний составлял от 5 мкТл до 24,4 мкТл, зависел от положения в объеме камеры и в отдельных точках превышал 50% от усредненного по времени значения величины поля. Обнаруженная неоднородность была достаточно стабильной: повторные измерения в течение нескольких недель показали аналогичные результаты. Стоит также отметить, что в формирование магнитного фона во внутреннем объеме инкубатора вносили вклад и внешние факторы, в частности, ориентация относительно геомагнитного поля Земли при неизменном лабораторном окружении.

Мы проанализировали, способны ли изменения магнитного фона, зарегистрированные в разных точках инкубатора, оказывать влияние на рост культуры клеток эмбриональной почки человека НЕК293Т. Как интегральный показатель физиологического благополучия клеток была выбрана скорость пролиферации. Кроме этого, мы также сравнили реакцию клеток на магнитные условия при культивировании в условиях полной доступности питательных веществ и при ограничении поступления компонентов сыворотки. Дефицит питательных веществ вызывает клеточный стресс и приводит к напряжению работы адаптивных систем, что, как мы предположили, может привести к повышению чувствительности клеток к неоптимальным условиям магнитного фона.

Согласно нашим данным, варьирование величины поля в относительно широком диапазоне, зарегистрированном в инкубаторах, не привело к достоверным биологическим эффектам. В то же время клетки показали существенно большую чувствительность в отношении его временной стабильности. Нами зарегистрировано статистически значимое отличие скорости роста культуры клеток в зависимости от размаха колебаний величины поля, показанных для инкубатора СВ53. Эффект был хорошо воспроизводимым и более выраженным в случае стрессовых условий. Вне зависимости от усло-

вий культивирования реакция клеток на изменение размаха колебаний поля была нелинейной, но в разных условиях доступности сыворотки максимальный рост наблюдался при разных параметрах магнитного фона.

Мы полагаем, что варьирование величины магнитного поля в диапазоне от единиц до десятков мкТл может быть достаточно эффективно скомпенсировано за счет работы адаптивных систем клетки. В частности, если рассматривать свободнорадикальные реакции как один из ключевых механизмов, чувствительных к магнитным условиям, то соответствующие изменения их скорости компенсируются за счет подстройки активности компонентов антиоксидантной системы. В этом случае колебания величины поля во времени требуют существенно больших затрат на поддержание клеточного гомеостаза по сравнению с изменением стационарного уровня, что соответствует полученным данным. Наложение дополнительного стрессирующего фактора приводит к нагрузке на защитные и компенсаторные системы и, как следствие, снижению способности адекватно «обрабатывать» колеблющуюся величину магнитного поля. Полученные данные требуют дальнейшей проверки и объяснения механизмов, обуславливающих наблюдаемые эффекты. Тем не менее наши результаты подтверждают точку зрения о существенной роли магнитного фона как «скрытого» фактора в лабораторных исследованиях, его возможном вкладе в варибельность экспериментальных данных и необходимости учета данного влияния.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика» НЦФМ.

БИФУРКАЦИИ АТТРАКТОРОВ И ПОДКОВ СМЕЙЛА В КУСОЧНО-ГЛАДКОЙ СИСТЕМЕ ЛОРЕНЦЕВСКОГО ТИПА

Н. В. Барабаш

Волжский государственный университет водного транспорта, Нижний Новгород
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород

Рассматривается трехмерная кусочно-гладкая система обыкновенных дифференциальных уравнений A , образованная следующими подсистемами:

$$A_S: \begin{cases} \dot{x} = x, \\ \dot{y} = -\alpha y, \text{ при } (x, y, z) \in G_S, \\ \dot{z} = -\nu z, \end{cases} \quad A_f: \begin{cases} \dot{x} = -\lambda x - \omega y, \\ \dot{y} = \omega x - \lambda y, \text{ при } (x, y, z) \in G_f, \\ \dot{z} = -\mu z, \end{cases}$$

$$A_{l,r}: \begin{cases} \dot{x} = -\text{sign}(x)(z - h), \\ \dot{y} = -\gamma y, \\ \dot{z} = \text{sign}(x)x - 1, \end{cases} \text{ при } (x, y, z) \in G_{l,r},$$

заданными в следующих непересекающихся областях фазового пространства:

$$\begin{aligned} G_S: & |x| \leq 1, \quad z \leq h, \quad y \in \mathbb{R}^1; \\ G_f: & (x^2 + y^2 \leq r^2) \cap (|x| \leq 1), \quad z > h; \\ G_{l,r}: & |x| > 1, \quad (y, z) \in \mathbb{R}^2. \end{aligned}$$

Все параметры положительны. В силу интегрируемости линейных подсистем было получено двумерное отображение Пуанкаре $F: D \rightarrow D$ глобальной секущей $D := ((x^2 + y^2 \leq r^2) \cap (|x| \leq 1), z = h)$ в себя. Отображение имеет явный вид:

$$F: \begin{cases} \bar{x} = (2 - |x|^\nu)^{\frac{\lambda}{\mu}} \left(\text{sign}(x) \cos \frac{\omega}{\mu} \ln(2 - |x|^\nu) - qy|x|^\alpha \sin \frac{\omega}{\mu} \ln(2 - |x|^\nu) \right), \\ \bar{y} = (2 - |x|^\nu)^{\frac{\lambda}{\mu}} \left(\text{sign}(x) \sin \frac{\omega}{\mu} \ln(2 - |x|^\nu) + qy|x|^\alpha \cos \frac{\omega}{\mu} \ln(2 - |x|^\nu) \right), \end{cases}$$

где $q = e^{-\gamma\pi}$, черта над переменной обозначает следующую итерацию: $x \stackrel{\text{def}}{=} x(i)$, $\bar{x} \stackrel{\text{def}}{=} x(i+1)$, $i \in \mathbb{Z}$ – дискретное время. С помощью анализа отображения F в докладе приведены доказательства следующих утверждений.

Утверждение 1. Система A имеет поглощающую область G , содержащую аттрактор.

Утверждение 2. При $1 < r^2 < 1 + \left(\frac{\lambda}{\omega}\right)^2$ и $q < \frac{\lambda}{r\omega}$ поглощающая область G не содержит скользящих движений.

Утверждение 3. Существует счетное множество бифуркаций гомоклинических орбит седла в начале координат («гомоклинических бабочек»), имеющих явный вид:

$$\mu = \frac{\ln 2}{\pi\left(\frac{1}{2}+k\right)} \omega, \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

Утверждение 4. а) Существует область параметров, для которой система A имеет сингулярно-гиперболический аттрактор лоренцевского типа; б) разрушение этого аттрактора сопровождается появлением в его структуре подков Смейла;

Примеры хаотического аттрактора отображения F и соответствующий ему фазовый портрет системы A приведены на рис. 1.

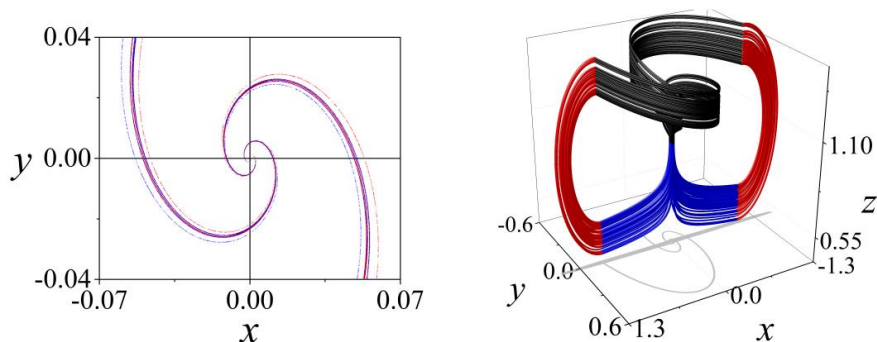


Рис. 1. Сложная структура аттрактора отображения F в окрестности начала координат (слева). Соответствующий фазовый портрет системы A (справа). Параметры: $\mu = 0,2$, $\nu = 0,1$, $h = 1$, $\alpha = 0,1$, $\lambda = 2,4$, $\omega = 5$, $\gamma = 0,3$, $r = 1,2$

Работа продолжает цикл статей, посвященных строгому исследованию хаотических аттракторов и их глобальных бифуркаций в кусочно-гладких моделях [1–4]. Такие специальным образом построенные модели повторяют сложную динамику гладких нелинейных систем, но, в отличие от них, позволяют проводить аналитические доказательства без использования асимптотических методов.

Исследование проведено при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-71-00073).

1. *Belykh V. N., Barabash N. V., Belykh I.* A Lorenz-type attractor in a piecewise-smooth system: Rigorous results // *Chaos*. 2019. Vol. 29, no. 10. P. 103108.
2. *Белых В. Н., Барабаш Н. В., Белых И.* Бифуркации хаотических аттракторов в кусочно-гладкой системе лоренцевского типа // *Автомат. и телемех.* 2020. Т. 81, вып. 8. С. 29–39.
3. *Belykh V. N., Barabash N. V., Belykh I.* Sliding homoclinic bifurcations in a Lorenz-type system: Analytic proofs // *Chaos*. 2021. Vol. 31, no. 4. P. 043117.
4. *Belykh V. N., Barabash N. V., Belykh I.* The hidden complexity of a double-scroll attractor: Analytic proofs from a piecewise-smooth system // *Chaos*. 2023. Vol. 33, no. 4. P. 043119.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИССИПАТИВНАЯ КВАНТОВАЯ ДИНАМИКА АДИАБАТИЧЕСКОЙ СВЕРХПРОВОДНИКОВОЙ ЯЧЕЙКИ

*М. В. Бастрасова*¹, *Д. С. Пашин*¹, *П. В. Пикунов*¹, *А. Е. Щеголев*^{1,2}, *Н. В. Кленов*³,
*И. И. Соловьев*²

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

²Институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного
университета им. М. В. Ломоносова, Москва

³Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Цифровые или аналоговые сверхпроводниковые схемы с джозефсоновскими контактами [1] являются неотъемлемой частью большого числа современных квантовых процессоров, выступая как в роли кубитов и систем контроля процессора для считывания результата, так и в качестве связующих элементов – интерконнекторов, позволяющим кубитам взаимодействовать друг с другом программируемым образом. Так, например, квантовый вычислитель фирмы D-Wave 2000Q, работающий по принципу квантового отжига, содержит сверхпроводящий чип с 128472 джозефсоновскими переходами, из которых 75% приходится на цифровую сверхпроводниковую электронику. В связи с этим в последнее время встает вопрос поиска дополнительных возможностей использования «вспомогательных» элементов на чипе.

Одной из перспективных возможностей использования энергоэффективных схем сверхпроводниковой электроники является их использование в роли перспективных квантово-классических интерфейсных нейроморфных элементов [2], работающих вместе с квантовой вычислительной системой [3, 4]. Простейшим нейроморфным элементом совместной обработки квантово-классических данных может выступать адиабатическая сверхпроводящая логическая ячейка, способная функционировать даже при милликельвиновых температурах.

В данной работе исследуется простейшая реализация такой бифункциональной ячейки [5], которая может функционировать как в качестве вспомогательного настраиваемого потокового кубита, так в качестве базового элемента аналоговых нейронных сетей, сохраняя при этом свою «классическую» функциональность в сетях типа персептрон. Управление состояниями системы осуществляется за счет униполярного внешнего воздействия магнитного потока на основе эффектов туннелирования Ландау – Зинера. На основе теоретических и численных подходов изучена нелинейная динамика системы и найдены области управляющих параметров для реализации кубитных операций с точностью > 99,9%. На основе решения уравнения Редфилда для оператора матрицы плотности произведены оценки влияния эффектов декогеренции и температуры на процесс управления для двух режимов работы ячейки: вспомогательного кубита и квантового адиабатического нейрона с аналоговым управлением на основе схем цифровой электроники. Полученные оценки производительности подтверждают возможность практического использования одноконтактного интерферометра с индуктивным шунтированием в схемах настройки квантовых процессоров.

1. *Braginski A. I.* Superconductor Electronics: Status and Outlook / *A. I. Braginski* // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. 2019. Vol. 32. P. 23–44.
2. *Marković D.* Quantum neuromorphic computing / *D. Marković, J. Grollier* // Appl. Phys. Lett. 2020. Vol. 117. P. 150501.
3. *Takeuchi N.* Adiabatic quantum-flux-parametron: A tutorial review / *N. Takeuchi, T. Yamae, C. L. Ayala, H. Suzuki and N. Yoshikawa* // IEICE Transactions on Electronics. 2022. Vol. 105. P. 251–263.
4. *Ayala C. L.* MANA: A monolithic adiabatic integration architecture microprocessor using 1.4-zJ/op unshunted superconductor Josephson junction devices / *C. L. Ayala, T. Tanaka, R. Saito, M. Nozoe, N. Takeuchi, N. Yoshikawa* // IEEE Journal of Solid-State Circuits. 2020. Vol. 56, no. 4. P. 1152–1165.
5. *Pashin D. S.* A bifunctional superconducting cell as flux qubit and neuron / *D. S. Pashin, P. V. Pikunov, M. V. Bastrakova, A. E. Schegolev, N. V. Klenov, I. I. Soloviev* // Beilstein J. Nanotechnol. 2023. Vol.14. P. 1116–1126.

БЕЗЫНТЕРПОЛЯЦИОННЫЙ LBM НА ТРЕХМЕРНЫХ НЕРАВНОМЕРНЫХ СЕТКАХ

А. В. Березин^{1,2}, В. Д. Левченко^{1,2}, А. Ю. Перепелкина²

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

²Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва

Методы решеточных уравнений Больцмана (LBM) [1] – класс современных численных методов по решению задач гидрогазодинамики. В их основе лежит дискретизация кинетической одночастичной функции распределения в фазовом пространстве скоростей. Численные схемы на основе LBM просты в реализации, легко параллелятся и лишены ряда недостатков схем, непосредственно решающих уравнения гидрогазодинамики.

В LBM эволюция системы определяется системой уравнений относительно дискретных значений функции распределения, популяций $f_i(t, \mathbf{r})$:

$$f_i(t + \Delta t, \mathbf{r} + \Delta t \mathbf{c}_i) - f_i(t, \mathbf{r}) = \Delta t \Omega_i, \quad i \in \{0, \dots, m-1\}, \quad (1)$$

где Ω_i – оператор столкновения, Δt – шаг по времени, а совокупность векторных коэффициентов \mathbf{c}_i называется шаблоном LBM и определяет направления переноса популяций по пространственной сетке. При этом макроскопические параметры течения (плотность $\rho(t, \mathbf{r})$, скорость потока $\mathbf{u}(t, \mathbf{r})$ и температура $T(t, \mathbf{r})$) выражаются как линейные комбинации популяций:

$$\rho = \sum_{i=0}^{m-1} f_i, \quad \rho \mathbf{u} = \sum_{i=0}^{m-1} f_i \mathbf{c}_i, \quad \rho(u^2 + nT) = \sum_{i=0}^{m-1} f_i c_i^2, \quad (2)$$

где n – размерность пространства.

Моделирование нелинейных гидрогазодинамических задач со сложной геометрией требует значительных вычислительных мощностей. Одним из главных способов снизить общее количество вычислений является применение адаптивного уточнения сетки (AMR). Однако AMR требует дополнительного метода согласования схем LBM вблизи границы сеток разного масштаба. Большинство существующих на текущий момент методов уточнения сетки используют интерполяцию данных (по времени и/или пространству), что приводит к потере таких преимуществ классического LBM, как наличие второго порядка аппроксимации схемы, сохранение массы, локальность.

Безынтеполяционный LBM на неравномерных сетках с оператором столкновения TRT [2, 3] является продолжением работ [4–6] по построению безынтеполяционного LBM на неравномерных сетках. В основе метода лежит применение дополнительных шаблонов LBM вблизи границы перехода сеток разного масштаба (рис. 1). При этом не используются новые по сравнению с классическим LBM приближения, и, как следствие, полностью исключается интерполяция данных.

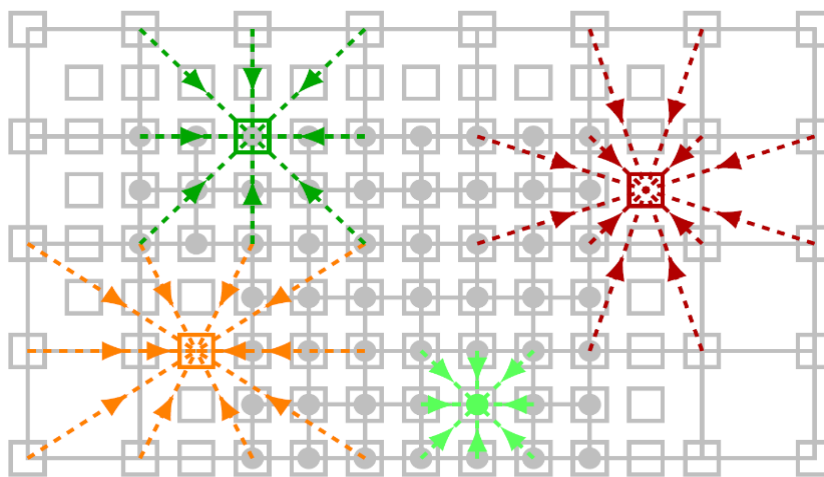


Рис. 1. Шаблоны LBM вблизи границы перехода неравномерной сетки

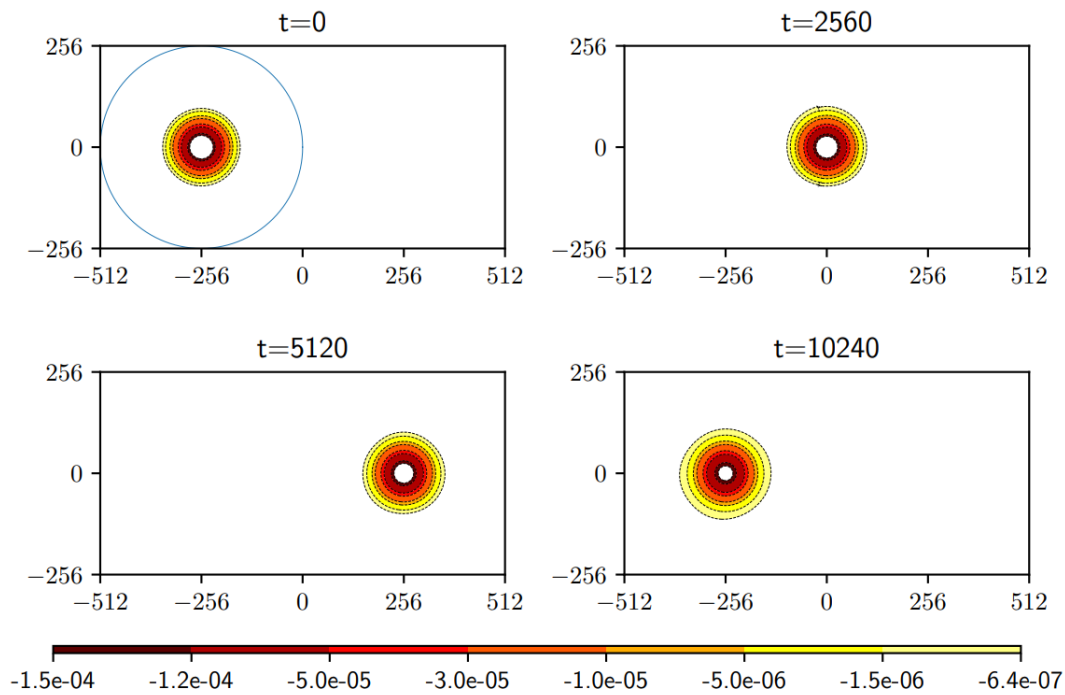


Рис. 2. Контуры плотности ($\rho - 1$) движущегося трехмерного атермического вихря для четырех моментов времени. Размеры области – $1024 \times 512 \times 3$, граница области точной сетки обозначена синей линией

Применение оператора столкновения TRT, дающего больший контроль над точностью вычислений при незначительном увеличении вычислительной нагрузки, позволило значительно улучшить метод перекалибровки – перехода между наборами популяций различных шаблонов. Также впервые метод был обобщен на трехмерный случай.

Разработанный метод верифицирован на ряде стандартных тестов, таких как течение Пуазейля, отражение акустической волны от границы неравномерной сетки и распространение атермического вихря (рис. 2), а также может быть использован для более сложных нелинейных задач.

1. Krüger T. et al. The lattice Boltzmann method // Springer International Publishing. 2017. Vol. 10, no. 978-3. P. 4–15.
2. Березин А. В., Левченко В. Д., Перепелкина А. Ю. Безынтеполяционный LBM на неравномерных сетках с оператором столкновения TRT // Препринты Института прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН. 2024. № 19. С. 1–32.
3. Berezin A., Perepelkina A., and Vadim Levchenko V. Interpolation-free LBM on non-uniform grids with TRT collision operator // Mathematics and Computers in Simulation (under review).
4. Березин А. В., Иванов А. В., Перепелкина А. Ю. Безынтеполяционный LBM на неравномерных сетках // Препринты Института прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН. 2022. № 65. С. 1–20.
5. Березин А. В., Иванов А. В., Перепелкина А. Ю. Безынтеполяционный LBM на неравномерных сетках // Сибирский журнал вычислительной математики. 2023. Т. 26, № 3. С. 235–252.
6. Berezin A. et al. Recalibration of LBM populations for construction of grid refinement with no interpolation // Fluids. 2023. Vol. 8, no. 6. P. 179.

ПРИТЯГИВАЮЩАЯ И ОТТАЛКИВАЮЩАЯ СВЯЗЬ В АНСАМБЛЕ НЕЙРОНОВ ХОДЖКИНА – ХАКСЛИ

Т. Р. Богатенко, К. С. Сергеев, Г. И. Стрелкова

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Представление природных объектов в виде элементов сетей – это один из широко применяемых в современности подходов к изучению сложных явлений, который позволяет выявить характерные свойства изучаемых объектов и прогнозировать их поведение [1–3]. Одним из наиболее очевидных примеров таких объектов, которые естественным образом можно представить в виде сети, является нервная система живого организма. Изучение таких систем методами численного моделирования позволяет открыть некоторые их особенности, которые с трудом поддаются обнаружению в живых организмах.

Таким образом, настоящее исследование сосредоточено на динамике трех связанных нейронов Ходжкина – Хаксли. Исследуемый ансамбль определяется следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dV_i}{dt} &= \frac{1}{C_m} (\bar{g}_K n^4 (V_i - V_K) + \bar{g}_{Na} m h^3 (V_i - V_{Na}) + \bar{g}_l (V_i - V_l) + I_{i \text{ ext}}) + \sum_{j=0, j \neq i}^N w_{ij} (V_j - V_i), \\ \frac{dn_i}{dt} &= \alpha_n (V_i) (1 - n_i) - \beta_n (V_i) n_i, \\ \frac{dm_i}{dt} &= \alpha_m (V_i) (1 - m_i) - \beta_m (V_i) m_i, \\ \frac{dh_i}{dt} &= \alpha_h (V_i) (1 - h_i) - \beta_h (V_i) h_i, \end{aligned} \quad (1)$$

$$W = \begin{pmatrix} w_{11} & w_{12} & w_{13} \\ w_{21} & w_{22} & w_{23} \\ w_{31} & w_{32} & w_{33} \end{pmatrix} \quad (2)$$

где i – номер нейрона, V , m , h и n – динамические переменные, C_m – емкость мембраны нейрона, V_K , V_{Na} и V_l – потенциалы натриевого и калиевого каналов и канала утечки соответственно, I_{ext} – ток внешнего воздействия, α и β – скорости открытия натриевых и калиевых каналов, которые задаются алгебраическими выражениями и зависят напрямую только от переменной V . Элементы матрицы W описывают силу связей между нейронами.

Оценку степени корреляции колебаний, демонстрируемой двумя нейронами, проводили при помощи коэффициента корреляции Пирсона [4], который рассчитывается следующим образом:

$$\rho = \frac{\sum (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum (x_i - \bar{x})^2 \sum (y_i - \bar{y})^2}}, \quad (3)$$

где \bar{x} и \bar{y} – средние значения сравниваемых рядов x и y . В работе при описании степени корреляции сравниваются временные ряды суммарных токов ионных каналов каждого из нейронов.

В ходе работы было изучено влияние топологии и силы связи, а также начальных режимов, демонстрируемых нейронами, на общую динамику ансамбля. Были установлены диапазоны значений данных величин, в которых наблюдается синхронизация между нейронами. Для наглядности были построены карты режимов.

1. *Boyers N.* Complex systems approaches for Earth system data analysis / *N. Boyers, J. Kurths, N. Marwan* // *J. Phys. Complex.* 2021. Vol. 2, no. 011001.
2. *Mitsui. T.* Seasonal prediction of Indian summer monsoon onset with echo state networks. / *T. Mitsui, N. Boers* // *Environ. Res. Lett.* 2021. Vol. 16, no. 074024.
3. *He Y.* Graph theoretical modeling of brain connectivity / *Y. He, A. Evans* // *Curr. Opin. Neurol.* 2010. Vol. 23. P. 341–350.
4. *Pearson K.* VII. Mathematical contributions to the theory of evolution. III. regression, heredity, and panmixia / *K. Pearson* // *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. A.* 1896. Vol. 187. P. 253–318.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ САМООРГАНИЗАЦИИ ПЛАЗМЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЖЕСТКОСФОКУСИРОВАННОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В ОБЪЕМЕ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

А. В. Богацкая^{1,2}, Е. А. Волкова³, А. М. Попов^{1,2}

¹Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

²Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

³НИИЯФ МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

Фемтосекундная лазерная запись двулучепреломляющих субволновых наноструктур в твердых диэлектриках активно исследуется уже более двух десятилетий в силу ее востребованности в ряде приложений, таких как оптические запоминающие устройства, микрофотонные кристаллы, бинарные элементы памяти и т. д. [1]. Несмотря на обширные теоретические и экспериментальные исследования в этой области, до сих пор не существует универсальной теоретической модели, объясняющей самосогласованную динамику полевых и плазменных подсистем в том или ином режиме лазерного воздействия. В результате полученные данные о лазерной модификации в диэлектриках довольно противоречивы, а их сравнение весьма затруднено из-за различающихся условий эксперимента. В данной работе проведено численное моделирование формирования плотной плазмы в объеме плавленого кварца при воздействии интенсивного жесткосфокусированного фемтосекундного ИК-лазерного импульса с целью проверки недавно предложенного иерархического механизма формирования плазменных наноструктур, который включает в себя отражение импульса от плотной предфокальной плазмы, приводящее к генерации плазменных «листов» вдоль направления распространения луча, и последующее возбуждение субволновых плазмонов на границе слабо/сильно ионизованных диэлектрических слоев [2]. Для этой цели был разработан самосогласованный алгоритм численного интегрирования волнового уравнения второго порядка в цилиндрической геометрии совместно со скоростным уравнением для электронной плотности в диффузионном приближении.

Показано, что плазменный сгусток с электронной плотностью порядка $\sim 1-2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ формируется в предфокальной области. Формирование этого плазменного объекта связано в основном с прямой полевой ионизацией в многофотонном или туннельном режиме, тогда как ионизация электронным ударом в данном режиме практически незначительна. Образующаяся в околофокальной области плазма эффективно рассеивает падающий фемтосекундный лазерный импульс, создавая область интерференции падающей и рассеянной волн. В результате пространственное распределение вероятности ионизации электронов характеризуется достаточно острыми максимумами, расположенными в пучностях стоячей волны. Эти максимумы приводят к образованию периодических субволновых областей плотной плазмы как в ρ -, так и в z -направлениях (рис. 1). Установлено, что механизм самоорганизации плазмы не связан с плазмонным, предсказанным в [2], поскольку образующиеся электронные плотности существенно ниже критической. Авторы полагают, что в данном случае ключевым механизмом является интерференция падающей плоской волны (в области фокуса фронт поля волны можно с хорошей точностью считать плоским) и рассеянной плазменным сгустком волны, характеризующейся существенно неплоским фронтом [3].

Определены оптимальные параметры сфокусированного лазерного излучения для формирования регулярных плазменных субволновых наноструктур. Конкретно, показано, что наиболее существенным для реализации такого режима наноструктурирования является наличие острой фокусировки. Важно отметить тот факт, что вследствие сильного рассеяния излучения электронами плазмы происходит сильная дефокусировка излучения, что приводит к резкому падению интенсивности в фокальной зоне. Как следствие, доля поглощенной энергии импульса в процессе лазерного воздействия составляет около 20–25 % от энергии падающего. Были получены профили нагрева образца к концу воздействия лазерного импульса, которые приведены на рисунке 2. Видно, что максимальная температура нагрева не превышает 250 °С, что недостаточно для формирования зон расплава образца. Как следствие, можно предположить, что остаточная модификация в плавленом кварце после полной рекомбинации электронов может быть вызвана рядом плазмохимических процессов. В условиях многоимпульсного воздействия в объеме плавленого кварца, используемых в экспериментах по лазерной записи [4], накопление дефектов будут приводить к самоорганизованным изменениям его оптических свойств.

Установлено, что полученные профили плазменных наноструктур хорошо согласуются с СЭМ-профилями наномодификаций, записанных волоконным иттербиевым лазером длительностью 0,3 и 0,6 пс и длиной волны 1030 нм в режиме накопления [4]. Таким образом, авторы считают, что проведенные исследования проливают свет на важнейшие механизмы реорганизации плазмы в условиях жесткой фокусировки лазерного излучения, что будет способствовать дальнейшему развитию и контролю лазерной записи объемных наноструктур в прозрачных диэлектриках.

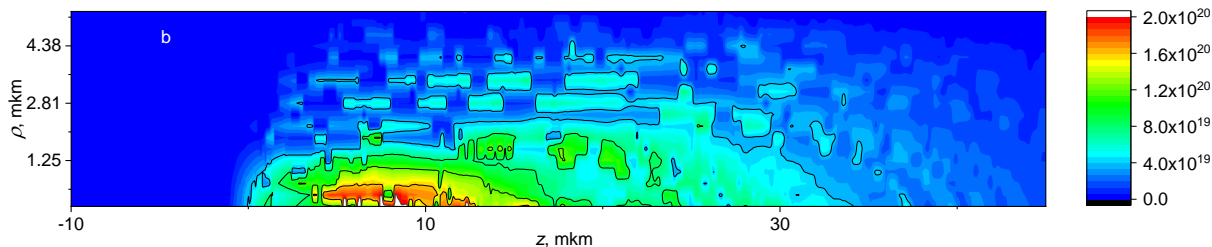


Рис. 1. Профиль электронной плотности в объеме плавленного кварца, формируемый жесткофокусированным лазерным импульсом с длиной волны 1030 нм и длительностью 50 фс. Энергия импульса 0,24 мкДж, радиус фокального пятна 2,5 мкм. Пиковая интенсивность пучка $\sim 5 \times 10^{13}$ Вт/см². Импульс движется вдоль оси z справа налево, фокусируясь в точке $z = 0$

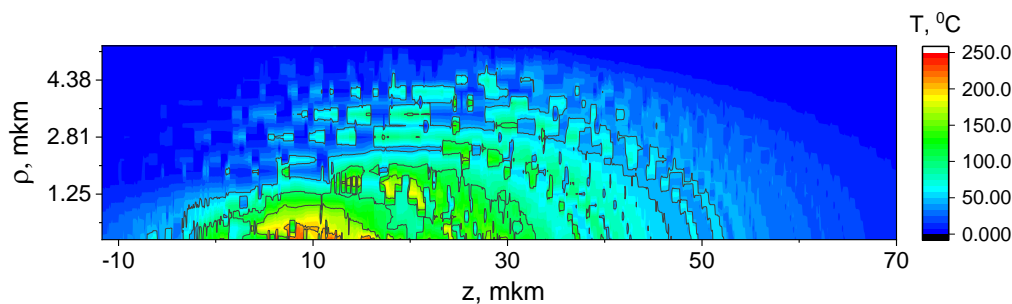


Рис. 2. Профиль температур в образце плавленного кварца к концу воздействия сфокусированного фемтосекундного лазерного импульса. Параметры импульса аналогичны рис. 1

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-72-10076).

1. Mazur E. / E. Mazur, R. Gattass. Femtosecond laser micromachining in transparent materials // *Nature Photon.* 2008. Vol. 2. P. 219–225.
2. Kudryashov S. I. / S. I. Kudryashov, P. A. Danilov, M. P. Smaev, A. E. Rupasov, A. S. Zolot'ko, A. A. Ionin, R. A. Zakoldaev. Generation of an Array of Birefringent Nanogratings in the Bulk of Fluorite Irradiated by Ultrashort Laser Pulses with Different Durations // *JETP Lett.* 2021. Vol. 113, no. 8. P. 493–497.
3. Bogatskaya A. V. / A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, A. M. Popov. Interference mechanism of plasma self-organization in transparent dielectrics under the intense femtosecond laser pulse exposure // *Europhysics Letters.* 2024. Vol. 147, no. 3. P. 35001.
4. Гулина Ю. С. // Ю. С. Гулина, А. Е. Рупасов, Г. К. Красин, Н. И. Буслеев, И. В. Гриценко, А. В. Богацкая, С. И. Кудряшов. Взаимосвязь параметров двулучепреломления и иерархической пространственной структуры микротрещок, записанных в объеме плавленного кварца ультракороткими лазерными импульсами // *Письма в ЖЭТФ.* 2024. Т. 119, № 9. С. 638–644.

ЦИКЛОПНЫЕ СОСТОЯНИЯ В АНСАМБЛЯХ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ГАРМОНИКАМИ ВЫСОКОГО ПОРЯДКА В ФУНКЦИИ СВЯЗИ

М. И. Болотов¹, В. О. Муняев¹, Л. А. Смирнов¹, Г. В. Осипов¹, И. В. Белых²

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

²Университет Джорджии, Атланта, США

Ансамбли фазовых осцилляторов широко применяются в качестве базовой модели, описывающей возникновение коллективной динамики в реальных объектах, состоящих из большого числа элементов, включая нейронные сети, популяции химических осцилляторов, электрические и социальные системы. Модель Курамото одномерных или двумерных фазовых осцилляторов является ключевым примером таких систем, которые могут демонстрировать нетривиальную коллективную динамику, включая полную, частичную синхронизацию, химерные состояния, уединенные состояния, кластерные режимы, градиентные состояния. Примечательно, что полная синхронизация является доминирующим ритмом, вызываемым ростом силы связи в классической модели Курамото. Распределенные и кластерные распределенные состояния обычно наблюдаются в сетях Курамото с отталкивающей связью; однако полного понимания, при каких условиях тот или иной ритм может возникнуть и стать устойчивым в широкой области фазового пространства, нет.

Не менее важным для понимания связи сетей осцилляторов Курамото с реальными физическими системами является определение роли компонент взаимодействия более высокого порядка, которые представляют собой члены разложения в ряд Фурье общей 2π -периодической функции силы связи [1]. Добавление слагаемых более высокого порядка к функции связи в классической модели осцилляторов Курамото может приводить к мультистабильности синхронных состояний. Однако роль мод связи более высокого порядка в ритмогенезе сетей с отталкивающим взаимодействием еще предстоит установить. В данной работе описывается нетривиальное состояние, реализующееся в ансамбле фазовых осцилляторов в области отталкивающих связей, – циклопный режим. Возникновение данного состояния связано с присутствием инерции и второй гармоники в функции связи [2].

Рассмотрим N глобально связанных идентичных фазовых осцилляторов с коэффициентом инерции μ , мгновенной частотой ω и функцией связи, содержащей две гармоники с амплитудами $\varepsilon_{1,2}$ и сдвигами фаз $\alpha_{1,2}$ соответственно. Фазы осцилляторов θ_k при этом удовлетворяют следующему уравнению:

$$\mu\ddot{\theta}_k + \dot{\theta}_k = \omega + \sum_{n=1}^N \sum_{q=1}^2 \frac{\varepsilon_q}{N} \sin[q(\theta_n - \theta_k) - \alpha_q]. \quad (1)$$

Функция связи имеет тип Курамото – Сакагучи второго порядка с парным взаимодействием [3]:

$$H(\theta_n - \theta_k) = \sum_{q=1}^2 \varepsilon_q \sin[q(\theta_n - \theta_k) - \alpha_q]. \quad (2)$$

Остановимся на значениях фазового сдвига $\alpha_1 \in (\pi/2, \pi)$, который делает связь по первой гармонике отталкивающей, и зафиксируем $\varepsilon_1 = 1$, что соответствует сильному взаимодействию по первой гармонике. Также зафиксируем относительно большую величину параметра инерции $\mu = 1$, достаточную для того, чтобы динамика системы (1) качественно отличалась от классической одномерной модели фазовых осцилляторов.

Циклопным состоянием называется режим в ансамбле с нечетным числом элементов $N = 2M - 1$, когда фазы элементов формируют два равновеликих кластера размером $M - 1$ и один уединенный элемент:

$$\begin{aligned} \theta_1 = \theta_2 = \dots = \theta_{M-1} &= x + \Omega t, \\ \theta_M &= \Omega t, \\ \theta_{M+1} = \theta_{M+2} = \dots = \theta_N &= y + \Omega t, \end{aligned} \quad (3)$$

где Ω – частота вращения элементов, а x и y – отстройки фаз кластеров относительно уединенного осциллятора. Если x и y представляют собой постоянные величины, то циклопное состояние (3) является стационарным, если $x(t)$ и $y(t)$ – ограниченные периодические функции, то будем называть такой циклопный режим периодическим или бризерным. Также был обнаружен вариант циклопного состояния, при котором через некоторые промежутки времени конфигурация осцилляторов в рамках каждого кластера претерпевает перестройку, такой циклопный режим будем называть переключающимся [4].

На рис. 1 представлены варианты динамики нестационарных циклопных состояний. Бризерный циклопный режим (рис. 1, фрагменты *a*, *б*) возникает в результате развития внутренней неустойчивости стационарного циклопного состояния (3). При этом кластеры начинают испытывать периодические колебания относительно уединенного элемента. Переключательный циклопный режим (рис. 1, фрагменты *в*, *з*) возникает в результате развития неустойчивости одного из кластеров, формирующих циклопное состояние. При этом через регулярные промежутки времени из одного из кластеров выделяется один осциллятор, а на его место в кластер перемещается уединенный элемент, роль которого начинает выполнять элемент, покинувший кластер. Далее при отдалении от области устойчивости стационарного циклопа времена между перестройками кластеров становятся неперiodическими и переключательный циклоп начинает демонстрировать нерегулярную динамику.

Можно показать, что циклопные состояния могут реализовываться в ансамблях тета-нейронов с синаптической связью и учетом явления рефрактерности нейронов в момент произведения импульса [2].

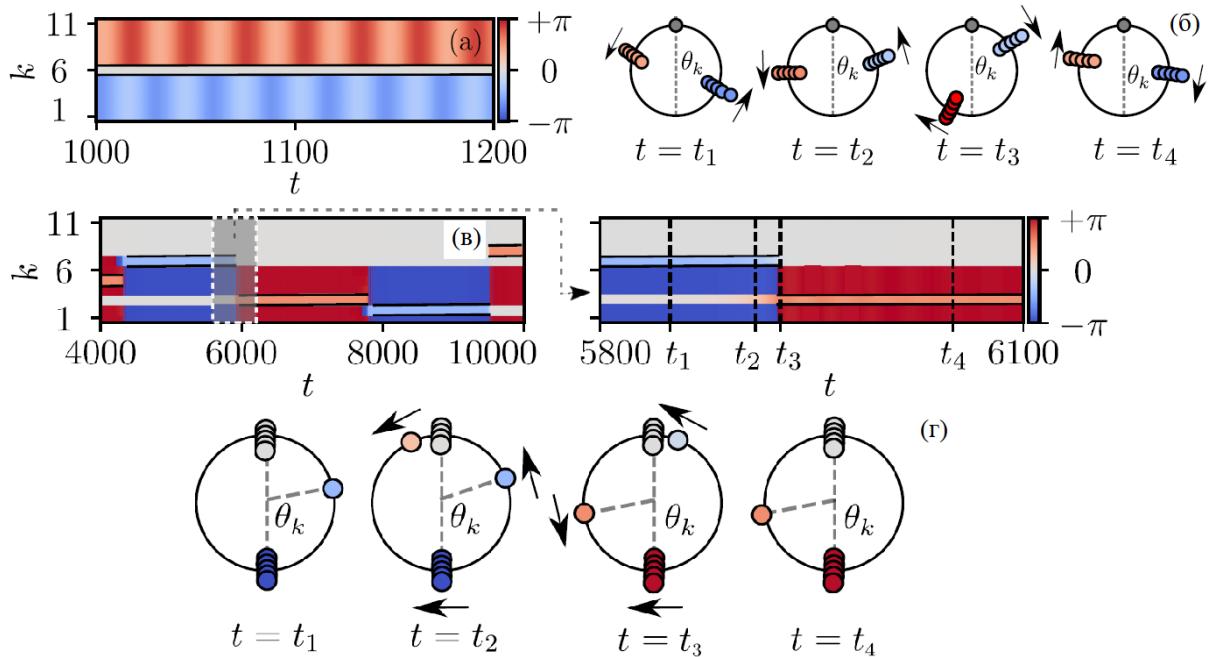


Рис. 1. Бризерные (*a*, *б*) и переключательные (*в*, *з*) циклопные состояния в системе (1): фазы осцилляторов θ_k во вращающейся с частотой Ω системе координат (*a*, *в*), конфигурация фаз θ_k осцилляторов в фиксированные моменты времени (*б*, *з*). Параметры: $\alpha_1=1,7$, $\varepsilon_2=0,08$, $\alpha_2=-0,1$ (*a*, *б*); $\alpha_1=1,7$, $\varepsilon_2=0,08$, $\alpha_2=0,78$ (*в*, *з*)

В результате бифуркационного анализа стационарного циклопного режима были обнаружены новые нестационарные динамические циклопные состояния [4]. В ходе разрушения устойчивости стационарного циклопного состояния могут возникать нестационарные бризерные или переключательные режимы, что существенно расширяет наши представления о ритмогенезе в системах фазовых осцилляторов при отталкивающем типе взаимодействия.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 24-72-00105).

1. *Delabays R.* Dynamical equivalence between Kuramoto models with first- and higher-order coupling / *R. Delabays* // *Chaos*. 2019. Vol. 29. P. 113129.
2. *Munyayev V. O.* Cyclops states in repulsive Kuramoto networks: the role of higher-order coupling / *V. O. Munyayev, M. I. Bolotov, L. A. Smirnov, G. V. Osipov, I. Belykh* // *Phys. Rev. Lett.* 2022. Vol. 130. P. 107201.
3. *Sakaguchi H.* A Soluble active rotator model showing phase transitions via mutual entertainment / *H. Sakaguchi, Y. Kuramoto* // *Progress of Theoretical Physics*. 1986. Vol. 76. P. 576–581.
4. *Bolotov M. I.* Breathing and switching cyclops states in Kuramoto networks with higher-mode coupling / *M. I. Bolotov, V. O. Munyayev, L. A. Smirnov, G. V. Osipov, I. Belykh* // *Phys. Rev. E*. 2024. Vol. 109. P. 054202.

ДИСКРЕТНАЯ РЕКУРСИВНАЯ МОДЕЛЬ НЕЙРОНА

Д. И. Большаков, М. А. Мищенко, Д. В. Чиндарев, В. В. Матросов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

На сегодняшний день одной из наиболее актуальных задач междисциплинарной науки является проектирование и исследование нейроморфных устройств [1]. Разработка такой нейроморфной электроники позволит строить вычислительные устройства и системы обработки информации по новым принципам и с высоким уровнем параллелизма [2]. Нейроморфные устройства требуют разработки электронных компонентов: нейронов и синапсов.

В данной работе предложена новая дискретная рекурсивная модель нейроподобного генератора. В качестве базовой модели при разработке была выбрана модель нейроподобного генератора на базе системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) с полосовым фильтром. Такая модель с одной стороны обладает богатой колебательной динамикой [3, 4], с другой – имеет сравнительно простую аппаратную реализацию [5] вследствие высокой распространенности систем фазовой автоподстройки частоты в современной аналоговой и цифровой технике.

Модель нейроподобного генератора на базе системы ФАПЧ с полосовым фильтром имеет ряд недостатков: в случае численного счета она имеет высокую вычислительную сложность, так как в непрерывном времени она описывается системой из трех дифференциальных уравнений; в случае аппаратной реализации трудно (особенно в интегральном исполнении) создать достаточно большое количество идентичных по параметрам моделей вследствие разброса параметров элементной базы. Кроме того, вызывает сложности получение возбужденного режима, так как без изменения конструкции в данной модели такой режим реализуется только в области начальной частотной расстройки системы равной 0, т. е. только в одной точке [6].

Предложенная модель построена на основе дискретного преобразования основных функциональных характеристик нейроподобного генератора на базе системы ФАПЧ с полосовым фильтром. Математическая модель такой системы представлена системой дискретных уравнений (1):

$$\begin{aligned} Q_n &= Q_{n-1} + c_{n-1}(S_{n-1} + i) - \overline{c_{n-1}}(S_{n-1} + i) \\ S_n &= X_n - Y_n \\ X_n &= 0.5(dQ_n + X_{n-1}) \\ Y_n &= (X_n - Y_{n-1})k + Y_{n-1} \\ c_n &= (c_{n-1} \vee a) \wedge b \end{aligned} \quad (1)$$

где Q_n – выход основного сумматора, S_n – выход петли обратной связи, выход системы, X_n – выход первого фильтра нижних частот, Y_n – выход второго фильтра нижних частот, c_n – условие направления счета (1 – считаем вперед, 0 – считаем назад), 0,5 – коэффициент затухания первого фильтра нижних частот, k – коэффициент затухания второго фильтра нижних частот, i – входное воздействие.

Первое и последнее уравнение системы (1) описывают характеристику фазового детектора. Для корректного расчета данной характеристики к данным уравнения необходимо добавить дополнительные условия (2), а на параметр Q_n ограничить в пределе от 0 до r (диапазон счета).

$$a = \begin{cases} 0, & Q_n \leq 0 \\ 1, & Q_n > 0 \end{cases}, \quad b = \begin{cases} 0, & Q_n \geq r \\ 1, & Q_n < r \end{cases} \quad (2)$$

где a и b – дополнительные условия для выбора направления счета, r – параметр диапазона счета.

Второе, третье и четвертое уравнения системы (1) описывают характеристику рекурсивного полосового фильтра. В эту характеристику дополнительно было введено условие

$$d = \begin{cases} 0, & Q_n < l \\ 1, & Q_n \geq l \end{cases} \quad (3)$$

где d – условие замедления системы, l – предел замедления системы. Данное условие позволяет разбить систему на две ветки движения с линейным и экспоненциальным движением параметра Q . Введение условия замедления системы позволило на несколько порядков уменьшить размерность параметра входного воздействия i при получении сверхнизкочастотных колебаний.

В результате моделирования данной системы были получены различные колебательные режимы (примеры осциллограмм динамических режимов представлены на рис. 1). При детальном анализе данных колебательных режимов было построено разбиение пространства параметров на области существования режимов с разным количеством импульсов в пачке и область существования хаотических колебаний. Данное разбиение представлено на рис. 2.

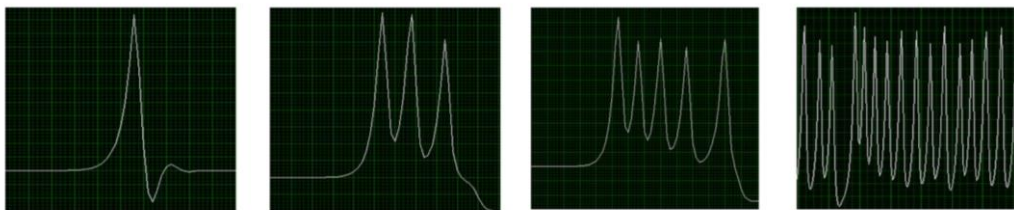


Рис. 1. Примеры осциллограмм динамических режимов (слева направо: режим с одним импульсом, с тремя импульсами, с пятью импульсами, хаотический режим)

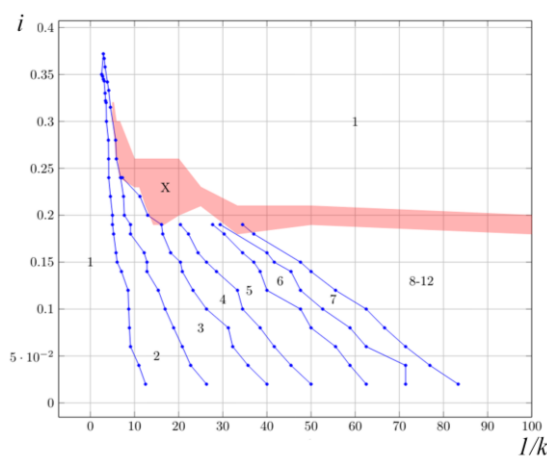


Рис. 2. Разбиение пространства параметров на области существования режимов (цифры 1, 2, 3 и т. д. соответствуют количеству импульсов в пачке, буквой X обозначена область хаоса)

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSWR-2023-0031).

1. Zhu J., Zhang T., Yang Y., Huang R. A comprehensive review on emerging artificial neuromorphic devices // Appl. Phys. Rev. 2020. Vol. 7, no. 1. P. 011312.
2. Wunderlich T., Kungl A. F., Müller E., Hartel A., Stradmann Y., Aamir S. A., Grübl A., Heimbrecht A., Schreiber K., Stöckel D., Pehle C., Billaudelle S., Kiene G., Mauch C., Schemmel J., Meier K., Petrovici M. A. Demonstrating Advantages of Neuromorphic Computation: A Pilot Study // Front. Neurosci. Frontiers. 2019. Vol. 13. P. 260.
3. Shalfeev V. D. Investigation of the dynamics of a system of automatic phase control of frequency with a coupling capacitor in the control loop // Radiophys. Quantum Electron. 1968. Vol. 11, no. 3. P. 221–226.
4. Мищенко М. А., Шалфеев В. Д., Матросов В. В. Нейроподобная динамика в системе фазовой синхронизации // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, № 4. С. 122–130.
5. Мищенко М. А., Большаков Д. И., Матросов В. В. Аппаратная реализация нейроподобного генератора с импульсной и пачечной динамикой на основе системы фазовой синхронизации // Письма в журнал технической физики. 2017. Т. 43, № 13. С. 10.
6. Большаков Д. И., Мищенко М. А., Матросов В. В., Сысоев И. В. Электронный нейроподобный генератор с возбудимым и автоколебательным режимом на основе системы фазовой автоподстройки частоты // Письма в журнал технической физики. 2022. Т. 48, № 9. С. 23.

РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С. А. Бондаренко^{1,2}, *В. В. Стрелков*^{1,3}

¹Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

²Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

³Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Использование резонансов генерирующей системы позволяет повышать эффективность генерации гармоник высоких порядков. Если частота гармоники близка к частоте перехода между автоионизационным и основным состоянием, то возможно усиление гармоники. Резонансное усиление гармоник наблюдалось экспериментально в работах [1, 2] и исследовалось теоретически [3-8].

В работе [8] была предложена теория, которая обобщает нерезонансную теорию генерации гармоник высоких порядков [9] на случай наличия у системы автоионизационного состояния. Показано, что дипольный момент системы описывается формулой, которая содержит произведение дипольного момента без учета резонансов на фактор, подобный фактору Фано [10]:

$$d(\omega) = d_{nr}(\omega)F(\omega) \quad (1)$$

где d_{nr} – нерезонансный вклад, F – фактор, подобный фактору Фано, который задается выражением

$$F(\epsilon) = 1 + Q \frac{1}{\epsilon + i} \quad (2)$$

$\epsilon = \Delta\omega/(\Gamma/2)$, $\Delta\omega = \omega - \Omega$ – отстройка от резонанса, Ω – резонансная частота, Q – комплексный параметр, Γ – обратное время жизни автоионизационного состояния.

В работе Ю. Джо с соавторами [11] рассмотрена простая классическая физическая система, в которой возникает резонанс Фано: два связанных маятника, на один из которых действует внешняя периодическая сила. В работе показано, что в зависимости амплитуды колебаний этого маятника от частоты внешней силы присутствуют два максимума вблизи собственных частот маятников. Один максимум симметричный, и его ширина определяется трением в маятнике, а второй – ассиметричный, и его ширина определяется величиной связи между маятниками.

В данной работе проведено численное решение уравнения Шредингера для модельного одномерного атома гелия и получен спектр дипольного момента при различной длительности лазерного импульса. В полученных спектрах присутствует ассиметричная резонансная линия на частоте перехода из основного в автоионизационное состояние. Аппроксимируя этот пик формулой (2), мы находим комплексный параметр Фано Q . Показано, что при увеличении длительности лазерного импульса $|Q|$ убывает. Такое убывание соответствует подавлению резонансного вклада, что согласуется с экспериментальными данными [2]. Такое убывание может быть объяснено фотоионизацией автоионизационного состояния лазерным полем: фотоионизация не успевает произойти в коротком импульсе и более выражена для относительно длинного импульса.

В настоящем исследовании рассмотрена классическая модель резонанса Фано. Показано, что при отсутствии трения во втором маятнике резонансная кривая может быть описана формулой (2) с $Q = q - i$, где q – действительное. При наличии вязкости во втором маятнике резонансная кривая описывается только формулой (2) с комплексным Q . При увеличении коэффициента вязкости $|Q|$ убывает. Таким образом, вязкое трение во втором маятнике может рассматриваться в качестве классического аналога истощения резонансного состояния в квантовой системе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 24-12-00461).

1. *Ganeev R. A. et al.* Strong resonance enhancement of a single harmonic generated in the extreme ultraviolet range // *Optics letters*. 2006. Vol. 31, no. 11. P. 1699–1701.
2. *Gilbertson S. et al.* Effects of laser pulse duration on extreme ultraviolet spectra from double optical gating // *Applied Physics Letters*. 2008. Vol. 93, no. 11.
3. *Milošević D. B.* High-energy stimulated emission from plasma ablation pumped by resonant high-order harmonic generation // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2007. Vol. 40, no. 17. P. 3367.
4. *Ivanov I. A., Kheifets A. S.* Resonant enhancement of generation of harmonics // *Physical Review A: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2008. Vol. 78, no. 5. P. 053406.
5. *Kulagin I. A., Usmanov T.* Efficient selection of single high-order harmonic caused by atomic autoionizing state influence // *Optics letters*. 2009. Vol. 34, no. 17. P. 2616–2618.

6. *Frolov M. V., Manakov N. L., Starace A. F.* Potential barrier effects in high-order harmonic generation by transition-metal ions // *Physical Review A: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2010. Vol. 82, no. 2. P. 023424.
7. *Strelkov V.* Role of Autoionizing State in Resonant High-Order Harmonic Generation and Attosecond Pulse Production // *Physical Review Letters*. 2010. Vol. 104, no. 12. P. 123901.
8. *Strelkov V. V., Khokhlova M. A., Shubin N. Y.* High-order harmonic generation and Fano resonances // *Physical Review A*. 2014. Vol. 89, no. 5. P. 053833.
9. *Lewenstein M. et al.* Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields // *Physical Review A*. 1994. Vol. 49, no. 3. P. 2117.
10. *Fano U.* Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts // *Physical review*. 1961. Vol. 124, no. 6. P. 1866.
11. *Joe Y. S., Satanin A. M., Kim C. S.* Classical analogy of Fano resonances // *Physica Scripta*. 2006. Vol. 74, no. 2. P. 259.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАДИОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ КЛЕТОК ЭПИДЕРМОИДНОЙ КАРЦИНОМЫ A431 НА 2D- И 3D-МОДЕЛЯХ КЛЕТОЧНОГО РОСТА

Ю. С. Бугрова, О. Я. Сысоева, И. Р. Сериев, С. С. Сороко, Н. Ю. Шилягина

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Лучевая терапия (ЛТ) – мощная противоопухолевая терапия, используемая для лечения 50–60% онкологических заболеваний. Глубокое влияние на физиологию и реакцию опухолевых клеток на действие ионизирующего излучения (ИИ) оказывает их микроокружение [1]. При исследовании молекулярных механизмов важное значение имеет выбор качественной модели опухолевых клеток, отражающей свойства нативной опухоли. Традиционным методом культивирования клеток является 2D-культура, однако она не способна воспроизвести особенности микроокружения опухолей. 3D-моделирование характеризуется естественным ростом клеток, при котором сохраняются межклеточные взаимодействия, контакты с внеклеточным матриксом и микросредой [2]. В связи со значительными различиями в поведении клеток в 2D- и 3D-моделях представляет интерес сравнительный анализ радиочувствительности, поскольку взаимодействие клеток в объеме может привести к повышенной устойчивости к ИИ.

Исследование проводили на культуре клеток эпидермоидной карциномы человека A431. Клетки культивировали в виде монослоя (2D-культура). В качестве 3D-модели выбрали сфероиды и гидрогели на основе коллагена. Облучали опухолевые клетки с помощью бета-излучающих герметичных источников Sr-90+Y-90 и/или на линейном ускорителе Novalis Tx (Varian, США) с энергией электронов 6 МэВ. Мощность дозы на линейном ускорителе составила 600 Гр/ч. Дозу облучения контролировали временем экспозиции, которое не превышало 10 мин. Расчет подводимой дозы проводили с использованием алгоритма Electron Monte Carlo eMC. Закрытые источники Sr-90+Y-90 обладали активностью 1 МБк на полипропиленовой пластине с диаметром рабочей зоны 10 мм и 3 МБк на стальной пластине с диаметром рабочей зоны 24 мм (НТЦ «Амплитуда», Россия). Мощность дозы источников составляла 0,5 Гр/ч и 1,5 Гр/ч соответственно. Оценку жизнеспособности на 2D-модели проводили методом МТТ-теста через 24 и 72 часа после удаления источников. В 3D-моделях анализ радиочувствительности проводили с помощью красителей (трипановый синий или пропидия йодид).

В результате исследования адаптировали методику создания 3D-моделей опухолевых клеток. Подобрали дозы и параметры облучения опухолевых клеток ионизирующим излучением. Провели сравнение жизнеспособности опухолевых клеток при действии ионизирующего излучения на 2D- и 3D-моделях. Полученные данные планируем использовать для дальнейших исследований, направленных на совместное культивирование малигнизированных и немалигнизированных опухолевых клеток в 3D-культуре и изучение клеточного взаимодействия между облученными и не пораженными клетками.

Работа выполнена в рамках проекта Национального центра физики и математики (НЦФМ) «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика».

1. *Wishart G., Gupta P., Schettino G., Nisbet A., Velliou E.* 3D tissue models as tools for radiotherapy screening for pancreatic cancer. *British Journal of Radiology*. Vol. 94, 1120. 2021. doi: 10.1259/bjr.20201397.
2. *Галимова Э. С., Галагудза М. М.* Двухмерные и трехмерные модели культур клеток опухолей in vitro: преимущества и недостатки. *Бюллетень сибирской медицины*. 2018. Т. 17, № 3. С. 188–196.

МОДЕЛИРОВАНИЕ АДВЕКЦИИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ ОТ АЭС «КАСИВАДЗАКИ-КАРИВА» К МЕСТАМ РЫБНОГО ПРОМЫСЛА

М. В. Будянский¹, М. А. Лебедева^{1,2}, Т. В. Белоненко²

¹Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток

²Санкт-Петербургский государственный университет

Целью данного исследования является изучение потенциальных рисков и определение возможных путей переноса загрязненных вод от АЭС «Касивадзаки-Карива» к берегам Приморского края и в зону рыбного промысла в районе Южных Курил. Важнейшей задачей в данном исследовании является оценка минимального времени, за которое загрязненные воды могут достичь указанных районов. Рассматривается вариант попадания загрязнения вследствие технологической аварии (разовый сброс) или слива технической воды (длительный сброс вод) в Японское море.

Японская АЭС «Касивадзаки-Карива» расположена на западном побережье острова Хонсю. Эта станция также находится в зоне, подверженной возможным землетрясениям и другим природным бедствиям. В случае серьезного сейсмического события структурные повреждения могут привести к нарушению целостности реакторов и систем охлаждения. Из-за землетрясения 16 июля 2007 г. с магнитудой 6,8 по шкале Рихтера и эпицентром в 19 км от «Касивадзаки-Карива» на станции возникли нештатные ситуации. В результате подземных толчков произошли подвижки почвы под реакторами АЭС, станция получила более 50 различных повреждений, но самым тяжелым последствием оказалась утечка радиоактивной воды из резервуара хранения отработанного топлива в зону общего доступа под шестым реактором. Помимо этого, опрокинулись 438 емкостей с отходами низкой радиоактивности, у некоторых из них сорвало крышки. Также возник пожар на трансформаторе 3-го блока. Оказались повреждены фильтры, что привело к выходу радиоактивной пыли за пределы АЭС [1].

Произведено численное моделирование адвекции пассивных маркеров, имитирующих потенциально загрязненные воды [2, 3]. В прибрежной области вблизи АЭС ежедневно в период с 1 января 2014 г. по 31 декабря 2022 г. в прямоугольной области 37.4126–37.4629 с. ш., 138.544–138.616 в. д., на сетке 100×100 точек выбиралось пятно пассивных маркеров. Для каждого маркера численно производился расчет его траектории на 360 суток в прямом времени. Модельное поле AVISO (получено на основе спутникового измерения уровня моря) на рис. 1.

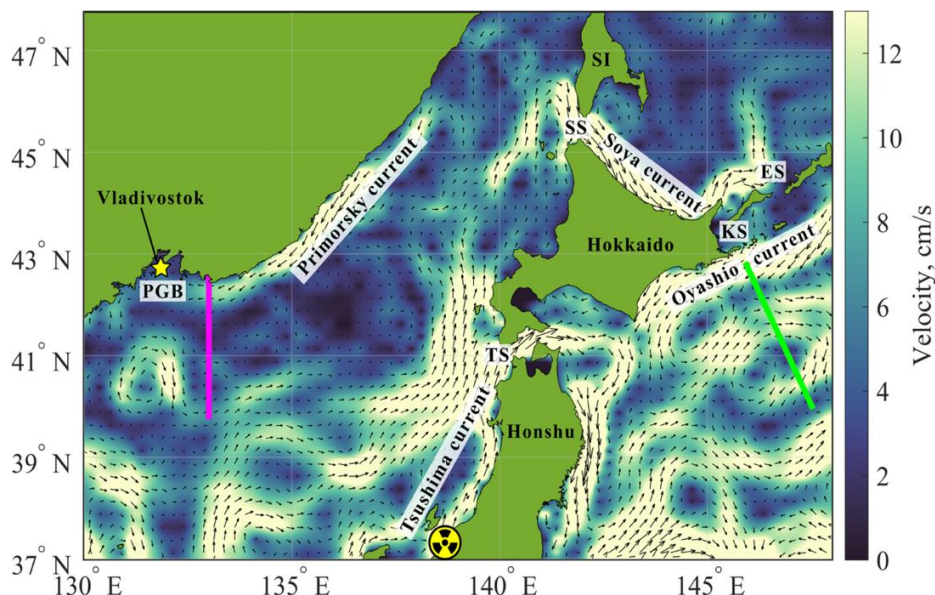


Рис. 1. Поле скорости по данным AVISO, усредненное за период 01.01.2013 по 31.12.2023. Меридиональный отрезок сиреневого цвета (I, 40,0°–43,0° с. ш., 133° в. д.) пересекает стрежень Приморского течения; отрезок зеленого цвета (II, 40,2°–43,084° с. ш., 145,917°–147,55° в. д.) соответствует юго-западной границе Южно-Курильской рыболовной зоны. Обозначения: SI – Сахалин, KS – Кунаширский пролив, ES – пролив Екатерины, SS – пролив Лаперуза (Soya strait), TS – Сангарский пролив (Tsugaru strait), PGB – залив Петра Великого (Peter the Great Bay)

После расчетов все траектории анализировались на факт пересечения каждого из двух отрезков: 1) южная граница Южно-Курильского промыслового района отрезок 40.2–43.084 с. ш., 145.917–147.55 в. д.; 2) 40.0–43.0 с. ш., 133 в. д. отрезок между Владивостоком и Находкой. Построен набор статистик времен прихода загрязненных маркеров на каждый из двух выбранных отрезков. Особое внимание уделялось наиболее быстрому переносу (малым временам адвекции) маркеров.

Построенные дазиметрические карты фиксируют вероятные транспортные коридоры маркеров (рис. 2). Для переноса потенциального загрязнения к берегам южного Приморья и в залив Петра Великого выявлены три основных пути переноса загрязнения, связанных с северной периферией Субарктического круговорота, локальной системой вихрей разной полярности и ветвью Западно-Сахалинского течения. Количество маркеров, достигающих акватории южного Приморья, на порядки меньше, чем района Южных Курил. Времена маркеров в пути при достижении Приморья также существенно больше, в среднем от полугода до года и выше. Однако в отдельных случаях «грязные» маркеры уже через 138–140 суток могут достичь берегов Приморья.

Перенос загрязнения в Южно-Курильскую рыболовную зону осуществляется в основном двумя путями: выносом япономорских вод в Тихий океан через Сангарский пролив с дальнейшей адвекцией к Южным Курилам, а также переносом вод северной ветвью Цусимского течения к проливу Лаперуза и последующей адвекцией течением Соя в Тихий океан. Обнаружена вероятность быстрой адвекции загрязненных маркеров в указанную зону за 58–60 суток. Показано, что в обоих случаях адвекция лагранжевых маркеров носит порционный характер и происходит в определенные временные окна. Время такого переноса зависит от сформировавшейся локальной системы течений и мезомасштабных вихрей на разных участках транспортных коридоров.

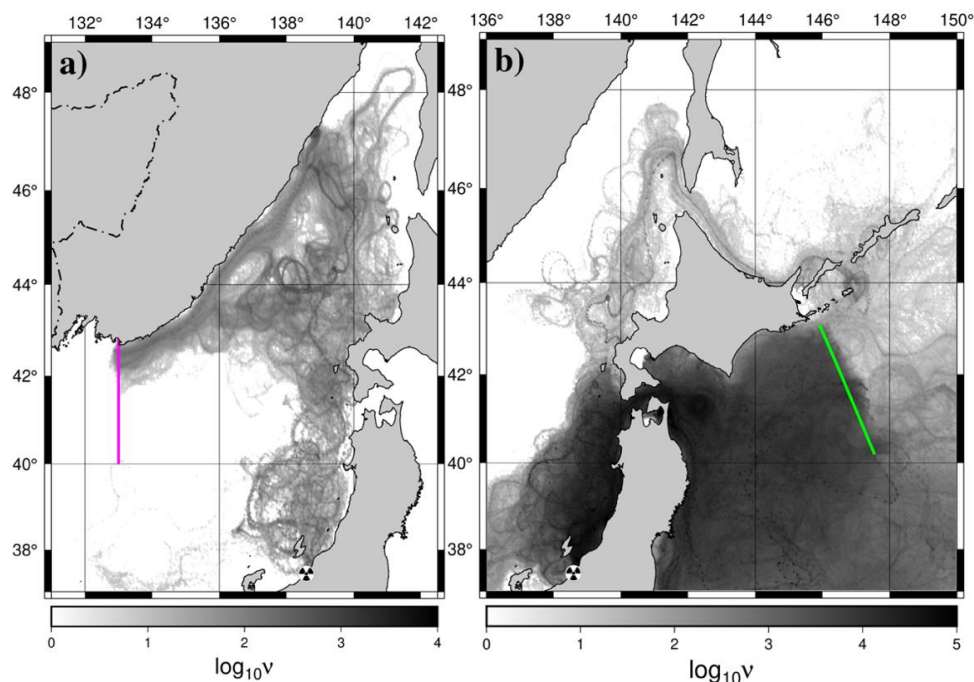


Рис. 2. Дазиметрические карты (транспортные коридоры маркеров, достигших одного из выбранных отрезков) – возможные пути переноса потенциального загрязнения к берегам южного Приморья и залива Петра Великого (а) и в Южно-Курильскую рыболовную зону (б). Плотность трассеров v представлена в логарифмическом масштабе

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-17-00068).

1. Nishikawa T., Inoue H., Motohashi S., Ebisawa K. Lessons Learned from Kashiwazaki-Kariwa NPP after Niigatiken Chuetsu-Oki Earthquake (2007) in View of SSI Effect // In Infra-structure Systems for Nuclear Energy (eds T. T. C. Hsu, C.-L. Wu and J.-L. Li). 2014 / <https://doi.org/10.1002/9781118536254.ch16>.
2. Prants S. V., Ponomarev V. I., Budyansky M. V. et al. Lagrangian analysis of mixing and transport of water masses in the marine bays // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2013. Vol. 49. P. 82–96.
3. Budyansky M. V., Goryachev V. A., Kaplunenko D. D., Lobanov V. B., Prants S. V., Sergeev A. F., Shlyk N. V., Uleysky M. Yu. Role of mesoscale eddies in transport of Fukushima-9 derived cesium isotopes in the ocean // *Deep-Sea Research I*. 2015. Vol. 96. P. 15–27.

ФОРМИРОВАНИЕ РАЗРЯДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ПРОТЯЖЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ ПРИ ИХ ОБЛУЧЕНИИ КОРОТКИМИ МОЩНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Н. Д. Бухарский, Ф. А. Корнеев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Исследование процесса взаимодействия ультракороткого лазерного импульса релятивистской интенсивности с протяженной поверхностью при наклонном падении представляет большой интерес в контексте фундаментальных исследований в области взаимодействия лазерного излучения с веществом, а также перспективных приложений в задачах ускорения заряженных частиц и управления их потоками [1–4], генерации поверхностных электромагнитных волн и импульсов разрядного тока [5–9]. Последние могут выступать в качестве источников сильных квазистационарных магнитных полей [7], а также мощного вторичного излучения терагерцового диапазона [8, 9].

В работе представлены результаты численного моделирования взаимодействия коротких мощных лазерных импульсов с плотной протяженной мишенью, проведенного при помощи кинетического кода на основе метода частиц в ячейках Smilei [10]. Расчеты проводились как в двумерной, так и в трехмерной геометрии, с учетом конечного размера облучаемой поверхности и лазерного импульса вдоль третьего пространственного измерения. Было проведено качественное и количественное сравнение профилей поверхностных волн и токов, создаваемых на мишени в двух рассмотренных случаях, необходимое для обоснования возможности осуществления подобного моделирования в 2D-геометрии с целью снижения вычислительных затрат. Кроме того, были исследованы трехмерные эффекты, принципиальное рассмотрение которых в 2D-моделировании невозможно. К ним, например, можно отнести изменение поперечного профиля поверхностных волн и токов на поверхности пластины при их распространении вдоль этой поверхности.

В работе были рассмотрены как плоские, так и искривленные поверхности, взаимодействие лазерного излучения с которыми может приводить к генерации сильных квазистационарных магнитных полей [7]. Также было изучено влияние толщины облучаемой пластины на профили индуцируемых на ее поверхности волн и токов и исследована эволюция их профилей на временной шкале порядка 10 пс, при которых пройденное ими по поверхности мишени расстояние составляет порядка 3 мм.

Полученные результаты представляют фундаментальный интерес, а также могут быть использованы для подготовки и проведения экспериментальных исследований по генерации разрядных импульсов в протяженных мишенях и использованию этих импульсов для создания мощного терагерцового излучения и сильных квазистационарных магнитных полей.

1. *Chen M. / M. Chen, Z. M. Shenga, J. Zheng, Y. Y. Ma, M. A. Bari, Y. T. Li, J. Zhang.* Surface electron acceleration in relativistic laser-solid interactions // *Optics express*. 2006. Vol. 14, no. 7. P. 3093–3098.
2. *Andreev N. E. / N. E. Andreev, L. P. Pugachev, M. E. Povarnitsyn, P. R. Levashov.* Electron acceleration at grazing incidence of a subpicosecond intense laser pulse onto a plane solid target // *Laser and Particle Beams*. 2016. Vol. 34, no. 1. P. 115–122.
3. *Serebryakov D. A. / D. A. Serebryakov, E. N. Nerush, I. Y. Kostyukov.* Near-surface electron acceleration during intense laser-solid interaction in the grazing incidence regime // *Physics of Plasmas*. 2017. Vol. 24, no. 12.
4. *Mandal T. / T. Mandal, V. Arora, B. S. Rao, A. Moorti, A. Upadhyay, J. A. Chakera.* Experimental study of fast electron generation in intense short duration laser solid interaction at grazing incidence // *Physics of Plasmas*. 2019. Vol. 26, no. 4.
5. *Quinn K. / K. Quinn, P. A. Wilson, C. A. Cecchetti, B. Ramakrishna, L. Romagnani, G. Sarri, L. Lancia, J. Fuchs, A. Pipahl, T. Toncian, O. Willi, R. J. Clarke, D. Neely, M. Notley, P. Gallegos, D. C. Carroll, M. N. Quinn, X. H. Yuan, P. McKenna, T. V. Liseykina, A. Macchi, and M. Borghesi.* Laser-driven ultrafast field propagation on solid surfaces // *Physical review letters*. 2009. Vol. 102, no. 19.
6. *Ehret M. / M. Ehret, M. Bailly-Grandvaux, Ph. Korneev, J. I. Apiñaniz, C. Brabetz, A. Morace, P. Bradford, E. d'Humières, G. Schaumann, V. Bagnoud, S. Malko, K. Matveevskii, M. Roth, L. Volpe, N. C. Woolsey, J. J. Santos.* Guided electromagnetic discharge pulses driven by short intense laser pulses: Characterization and modeling // *Physics of Plasmas*. 2023. Vol. 30, no. 1.
7. *Ehret M. / M. Ehret, Yu. Kochetkov, Y. Abe, K. F. F. Law, N. Bukharskii, V. Stepanishev, S. Fujioka, E. d'Humières, B. Zielbauer, V. Bagnoud, G. Schaumann, T. Somekawa, M. Roth, V. Tikhonchuk, J. J. Santos, and Ph. Korneev.* KiloTesla plasmoid formation by a trapped relativistic laser beam // *Physical Review E*. 2022. Vol. 106, no. 4.
8. *Bukharskii N. / N. Bukharskii, P. Korneev.* Intense widely controlled terahertz radiation from laser-driven wires // *Matter and Radiation at Extremes*. 2023. Vol. 8, no. 4.
9. *Dmitriev E. / E. Dmitriev, N. Bukharskii, P. Korneev.* Powerful Elliptically Polarized Terahertz Radiation from Oscillating-Laser-Driven Discharge Surface Currents // *Photonics*. MDPI, 2023. Vol. 10, no. 7.
10. *Derouillat J. / J. Derouillat, A. Beck, F. Pérez, T. Vinci, M. Chiamarello, A. Grassi, M. Flé, G. Bouchard, I. Plotnikov, N. Aunai, J. Dargent, C. Riconda, M. Grech.* Smilei: A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation // *Computer Physics Communications*. 2018. Vol. 222. P. 351–373.

СИНХРОНИЗАЦИЯ РОЯ МОБИЛЬНЫХ АГЕНТОВ

Е. М. Варварин, Г. В. Осипов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

В данной работе исследуются методы синхронизации и управления движением ансамбля мобильных агентов с использованием хаотической фазовой синхронизации. Рассмотрены различные подходы к организации движения агентов в заданной конфигурации и по заданной траектории. В качестве модели мобильного агента используется хаотический осциллятор Рёсслера. Показаны возможности формирования заданных геометрических структур ансамблей мобильных агентов, а также предложены методы управления их движением. Результаты численных экспериментов демонстрируют возможность создания кластеров синхронизованных агентов и реализации сложных траекторий их движения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00180).

ПОДДЕРЖАНИЕ ДОЛГОЖИВУЩИХ ГЕОСТРОФИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ ПУТЕМ ПОГЛОЩЕНИЯ ИНЕРЦИОННЫХ ВОЛН

С. С. Вергелес

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Основной особенностью течения вращающейся как целое жидкости является его двумеризация вдоль оси вращения (вертикальной оси) [1]. В результате действия сил Кориолиса течение становится квазидвумерным, направленным в плоскости, перпендикулярной оси вращения, и однородным вдоль этой оси. Аналогично чисто двумерному течению [2], в квазидвумерном течении могут возникать долгоживущие вихри [3, 4]. Важным отличием течения вращающейся жидкости от чисто двумерного является наличие еще одной составляющей – инерционных волн [1], в которых скорость имеет нетривиальную вертикальную зависимость. Поглощение инерционных волн геострофическими вихрями приводит к поддержанию их существования и изменению статистики геострофического течения в целом. В нашем новом эксперименте мы наблюдали антициклон, занимающий весь объем куба, характеризующийся постоянным значением локальной силы сдвига $\Sigma = r\partial_r(V^\varphi(r)/r)$, где $V^\varphi(r)$ – радиальная зависимость средней скорости в вихре.

В данной работе мы производим теоретический анализ того, как происходит поглощение инерционных волн аксиально-симметричным вихревым геострофическим течением. Мы показываем, что при распространении волны с периферии вихря к его центру происходит селекция вихрем волн. Те волны, которые несут момент количества движения, по знаку совпадающий с моментом самого вихря, поглощаются им при достаточной амплитуде изменения угловой скорости вращения в вихре $V^\varphi(r)/r$. Остальные волны, которые несут противоположный момент количества движения, испытывают отражение, в результате чего они обратно уходят на периферию.

Экспериментальное [3, 4] и численное [5] изучение квазидвумерной турбулентности во вращающейся жидкости показало наличие многочисленных долгоживущих вихрей, преимущественно циклонической направленности. В двумерном турбулентном потоке, напротив, возникал один долгоживущий (когерентный) вихрь [6]. Отличие статистики квазидвумерного и чисто двумерного течений порождается взаимодействием квазидвумерного течения с инерционными волнами, которые могут быстро переносить импульс и энергию через объем, поглощаясь квазидвумерными вихрями и тем самым поддерживая их существование [3, 7]. Действительно, если мелкомасштабный источник течения сделать однородным вдоль оси вращения, то, например, во вращающейся жидкости с периодическими граничными условиями возникает вихревой диполь из циклона и антициклона [7], как это имеет место и в чисто-двумерных численных экспериментах [2]. Поглощение инерционных волн квазидвумерными вихрями исследовалось теоретически [3, 7, 9] и наблюдалось в натуральных [3] и численных [10] экспериментах.

В нашем теоретическом анализе длину волны, которая составляет ~ 5 см в эксперименте, мы предполагаем малой по сравнению с радиусом вихря, который составляет ~ 40 см. Пусть $\mathbf{K} = \{K^r, K^\varphi, K^z\}$ – компоненты волнового вектора пакета инерционных волн в цилиндрических координатах, ось которых совпадает с осью вихря. Тогда, в силу однородности задачи вдоль вертикальной оси и вдоль угловой переменной, сохраняются K^z и аксиальное целое число $m = rK^\varphi$. Кроме того, задача однородна по времени, поэтому частота волны в лабораторной системе координат ω остается неизменной. В силу эффекта Доплера частота пакета в системе отсчета, сопровождающей элемент жидкости, равна $\tilde{\omega} = \omega - K^\varphi V^\varphi$. Закон дисперсии инерционных волн есть $\tilde{\omega} = 2s\Omega K^z/K$, где $s = \pm 1$ есть знак круговой поляризации волны, $\Omega = \Omega_0 + V^\varphi/r$ – скорость вращения элемента жидкости в вихре, Ω_0 – угловая скорость вращения куба, K – волновое число. Поскольку пакет распространяется к оси вихря, радиальная компонента групповой скорости отрицательна, $v_g^r = -2s\Omega K^z K^r/K^3 < 0$. Теперь заметим, что при достаточно большой амплитуде вращения в вихре, когда $mV^\varphi/r \gtrsim \omega$, волна не сможет распространиться ближе определенного расстояния. Если знаки ω и mV^φ совпадают, то существует критический слой $r = r_*$, в котором формально оказывается $\tilde{\omega} = 0$. Вблизи этой точки волновое число резко возрастает, $K = -(2s\Omega K^z r_*/m\Sigma)/(r - r_*) > 0$, так что на динамику волны начинает действовать вязкость, и волна необратимо поглощается течением. Если знаки ω и mV^φ противоположны, то существует слой $r = r_0$, на котором частота волны $\tilde{\omega}$ достигает максимально возможного

значения, а волновое число K , соответственно, – минимально возможного, так что $K^r = 0$. Волна не проходит ближе к оси, поскольку происходит ее отражение.

Теперь определим, как описанные поглощение одной части волн и отражение оставшейся части волн влияют через нелинейность на вихревое течение. Поток углового момента в радиальном направлении, связанный с волной, есть $Q = r^2 \Pi^{r\varphi}$, где тангенциальная компонента тензора Рейнольдса $\Pi^{r\varphi} = \langle u^r u^\varphi \rangle$. Для проведения качественных оценок нам важен знак потока Q , который совпадает со знаком $-K^\varphi K^r$ [8]. Поток углового момента есть математический аналог потока вероятности в квантовой механике, если бы мы написали волновое уравнение. Поток вероятности сохраняется. Поэтому, пока волна распространяется, она не передает момент течению. Передача момента происходит только в критическом слое. С учетом неравенства $v_g^r < 0$ приходим к выводу, что $Q > 0$ при $r > r_*$, то есть $Q \propto -V^\varphi \theta(r - r_*)$ включая знак. Значит, момент силы, действующий со стороны волны на вихрь, есть $q = -\partial_r Q \propto V^\varphi \delta(r - r_*)$ включая знак. Иными словами, момент сил q развивает положительную мощность над вихревым течением, т.е. разгоняет его. Волны, которые отражаются, несут угловой момент противоположной направленности. Но отраженные волны полностью компенсируют этот поток.

Таким образом, ансамбль волн в среднем поддерживает вихревое антициклоническое течение. Для того, чтобы приложенный со стороны волн момент сил распределялся по всей толще вихря, величина $K^\varphi V^\varphi \propto V^\varphi / r$ должна монотонно изменяться с r . Значит, именно сдвиг $\Sigma(r)$ является мерой интенсивности поглощения волн на расстоянии r от оси вихря. В этом состоит качественное объяснение экспериментально наблюдаемой зависимости $\Sigma(r)$ – она знако-постоянна со слабой вариацией абсолютного значения. Отметим также, что построенная картина поглощения и отражения инерционных волн геострофическими вихрями математически почти идентична описанию поглощения и захвата внутренних волн горизонтальным течением с вертикальным сдвигом в стратифицированной жидкости [11].

Работа поддержана грантом РФФ 23-72-30006.

1. Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. Ленинград : Гидрометеиздат, 1975. 304 с.
2. Laurie J., Boffetta G., Falkovich G., Kolokolov I., Lebedev V. Universal profile of the vortex condensate in two-dimensional turbulence // Physical Review Letters. 2014. Vol. 113. P. 254503.
3. Tumachev D., Filatov S., Vergeles S., Levchenko A. Two dynamical regimes of coherent columnar vortices in rotating fluid // JETP Letters. 2023. Vol. 118. P. 426–432.
4. Gallet B., Campagne A., Cortet P.-P., Moisy F., Scale-dependent cyclone-anticyclone asymmetry in a forced rotating turbulence experiment // Physics of Fluids. 2014. Vol. 26. P. 035108.
5. Biferale L., Bonaccorso F., Mazzitelli I. M., van Hinsberg M. A., Lanotte A. S., Musacchio S., Perlekar P. and Toschi F. Coherent structures and extreme events in rotating multiphase turbulent flows // Physical Review X. 2016. Vol. 6. P. 041036.
6. Xia H., Shats M., Falkovich G. Spectrally condensed turbulence in thin layers // Physics of Fluids. 2009. Vol. 21. P. 125101.
7. Parfenyev V. M., Vergeles S. S. Influence of Ekman friction on the velocity profile of a coherent vortex in a three-dimensional rotating turbulent flow // Physics of Fluids. 2021. Vol. 33. P. 115128.
8. Seshasayanan K., Alexakis A. Condensates in rotating turbulent flows // Journal of Fluid Mechanics. 2018. Vol. 841. P. 434.
9. Kolokolov I. V., Ogorodnikov L. L., Vergeles S. S. Structure of coherent columnar vortices in three-dimensional rotating turbulent flow // Physical Review Fluids. 2020. Vol. 5. P. 034604.
10. Pizzi F., Mamatsashvili G., Barker A., Giesecke A., Stefani F. Interplay between geostrophic vortices and inertial waves in precession-driven turbulence // Physics of Fluids. 2022. Vol. 34. P. 125135.
11. Booker J. R., Bretherton F. P. The critical layer for internal gravity waves in a shear flow // Journal of Fluid Mechanics. 1967. Vol. 27. P. 513–539.

ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ДЛИННОМ ИСКРОВОМ РАЗРЯДЕ

И. М. Вершинин, И. Ю. Зудин, М. Е. Гуцин, П. А. Микрюков, Ю. В. Шлюгаев, А. А. Истомин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

В последнее время развиваются модели, предсказывающие генерацию СВЧ-излучения высоковольтных разрядов, включая молнию, в форме сверхширокополосных электромагнитных импульсов (СШП ЭМИ) нано- и субнаносекундной длительностей как следствие быстрых лавинно-стримерных процессов на малых пространственных масштабах [1–3]. Натурные измерения импульсного радиоизлучения молний на частотах выше 1 ГГц сопряжены с множеством трудностей. Поэтому перспективным подходом представляется лабораторное моделирование эффектов, характерных для молнии, на специализированных установках. При помощи таких установок в настоящее время исследуются характеристики импульсного СВЧ-излучения, возникающего при пробое воздушных промежутков различной длины при атмосферном давлении [4–7].

В настоящей работе зарегистрированы волновые формы СШП ЭМИ искрового разряда длиной 1,3 м, установлена связь оптических явлений разряда и момента регистрации СШП ЭМИ, проведена локализация области источника излучения. В большинстве разрядов на установке ГИН 1 МВ был обнаружен импульс длительностью примерно 500 пс и фронтом примерно 200 пс. На рис. 1 приведены характерные волновые формы СШП ЭМИ из разных реализаций разряда, зарегистрированные при помощи различных электромагнитных датчиков; серыми блоками выделены интервалы времени от начала нарастания импульсных сигналов, в течение которых волновые формы импульсов достоверно регистрируются всеми датчиками. Для удобства сравнения амплитуды сигналов с магнитного датчика (в А/м) с сигналами электрических датчиков (в В/м) первые приведены с коэффициентом 120π , соответствующим импедансу свободного пространства (в Ом).

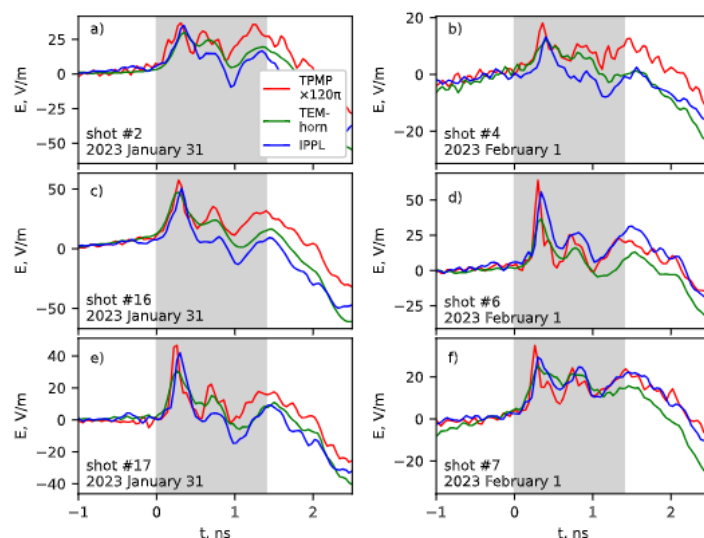


Рис. 1. Статистика волновых форм СШП ЭМИ, наблюдаемых в ходе эксперимента. Для всех реализаций длительность импульса составляет примерно 500 пс, длительность фронта импульса – примерно 200 пс

Связь момента генерации СШП ЭМИ с видимыми разрядными процессами, развивающимися на электроде привязки (катоде разряда). Рисунок 2 содержит фотографии, иллюстрирующие появление и развитие свечения на катоде, сделанные в пределах нескольких сотен наносекунд до и после момента регистрации СШП ЭМИ. Моменту регистрации СШП ЭМИ на несколько сотен наносекунд предшествует появление свечения на катоде. В момент генерации СШП ЭМИ происходит резкое нарастание яркости катодного свечения: генерация ЭМИ однозначно связана со стартом встречного стримера (контрстримера) с катода и началом перекрытия разрядного промежутка.

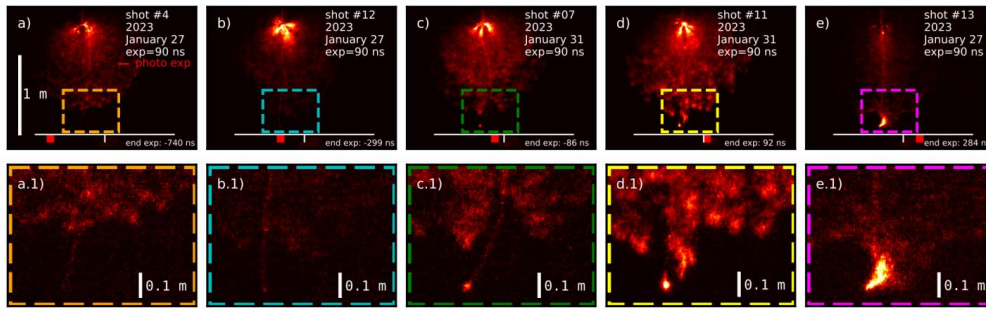


Рис. 2. Соответствие момента регистрации СШП ЭМИ и старта контрстримера с катода. Области, выделенные пунктирным прямоугольником на рис. 2, *a–e*, в увеличенном виде показаны на рис. 2 *a.1–e.1*. Цветом закодировано соответствие между рисунками и увеличенными областями

Локализация источника излучения осуществляется методом синхронного приема СШП ЭМИ двумя датчиками, разнесенными в пространстве, с переменной базой. Схема размещения измерительной аппаратуры в пространстве приводится на рис. 3, *a*. Задача о нахождении эффективной высоты источника излучения решается методом минимизации функционала невязки. Цветовая карта решения задачи минимизации в плоскости параметров (t_0, h) , где t_0 – момент прихода сигнала на неподвижный датчик, h – высота расположения источника СШП ЭМИ, показана на рис. 3, *b*. Из измерений можно сделать вывод, что источник СШП ЭМИ локализован вблизи нижнего электрода – катода.

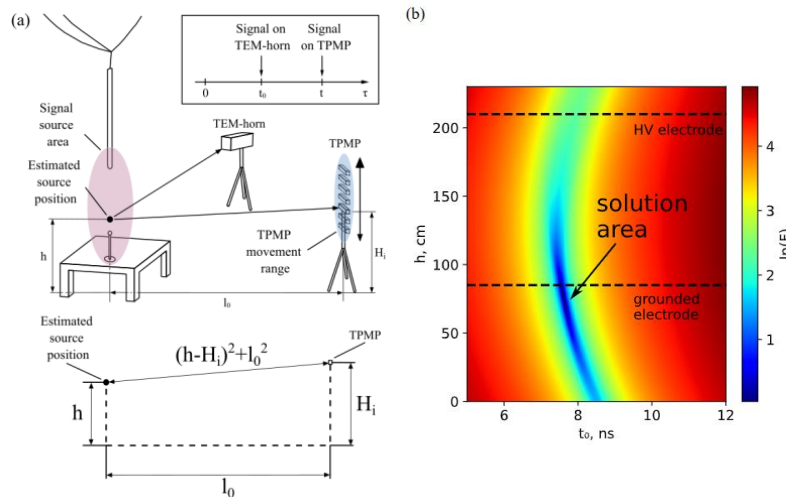


Рис. 3. Пространственная локализация источника UWB-излучения, возбуждаемого длинным искровым разрядом: *a* – схема пространственного размещения измерительной аппаратуры; *b* – графическое изображение решения задачи минимизации в плоскости параметров (t_0, h)

Работа выполнена в рамках гранта РФФ 23-17-00264.

1. Cooray V. Electromagnetic radiation field of an electron avalanche / V. Cooray, G. Cooray // Atmospheric Research. 2012. Vol. 117. P. 18–27.
2. Luque A. Radio frequency electromagnetic radiation from streamer collisions // Journal of Geophysical Research. 2017. Atmospheres. Vol. 122, I. 19. P. 10497–10509.
3. Shi F. VHF and UHF electromagnetic radiation produced by streamers in lightning / F. Shi, N. Liu, J. R. Dwyer & K. M. A. Ihaddadene // Geophysical Research Letters, Vol. 46, I. 1. P. 443–451.
4. Cooray V. On the possible origin of X-rays in long laboratory sparks / V. Cooray, L. Arevalo, M. Rahman, J. Dwyer, H. Rasoul // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2009. Vol. 71, I. 17–18. P. 1890–1898.
5. Parkevich E. V. Natural sources of intense ultra-high-frequency radiation in high-voltage atmospheric discharges / E. V. Parkevich, A. I. Khirianova, T. F. Khirianov, et al. // Physical Review E. 2023. Vol. 108, I. 2. P. 21.
6. Gushchin M. E. Nanosecond electromagnetic pulses generated by electric discharges: Observation with clouds of charged water droplets and implications for lightning / S. V. Korobkov, I. Y. Zudin, A. S. Nikolenko, P. A. Mikryukov, V. S. Syssoev, et al. // Geophysical Research Letters. 2021. Vol. 48, I. 7. e2020GL092108.
7. Gushchin M. E. Subnanosecond electromagnetic pulse generated by a long spark discharge: Lightning implication / M. E. Gushchin, I. Yu. Zudin, I. M. Vershinin, P. A. Mikryukov, V. S. Syssoev, D. I. Sukharevsky, et al. // Geophysical Research Letters. 2024. Vol. 51, I. 11. e2023GL107812.

НЕЛИНЕЙНЫЕ И ДИФРАКЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОНДУЛЯТОРНОМ СВЕРХИЗЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

М. Н. Вилков, Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. М. Малкин, А. С. Сергеев

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Механизмы сверхизлучения (СИ) электронных сгустков, протяженных в масштабе длины волны излучения, представляют интерес с точки зрения генерации мощного короткоимпульсного излучения. Наиболее мощные электромагнитные импульсы сантиметрового и миллиметрового диапазона экспериментально получены на основе черенковского механизма СИ [1–2]. Для генерации импульсов СИ в более коротких диапазонах длин – в терагерцовом и/или дальнем инфракрасном диапазонах – целесообразно использовать доплеровское преобразование частоты при ондуляторном излучении. При этом привлекательно использовать формируемые фотоинжекторами пикосекундные 3–5 МэВ электронные сгустки [3–4], движущиеся через микроондуляторы с периодом несколько миллиметров [5–6]. Дополнительным преимуществом микроондуляторов по сравнению с обычными ондуляторами является то, что их использование радикально снижает чувствительность генерации СИ к разбросу энергии и скорости электронов при уменьшении общей длины взаимодействия.

В коротковолновых диапазонах излучение распространяется либо в свободном пространстве, либо в волноводах большого размера, поэтому эффекты дифракции играют важную роль. По этой причине существующие одномерные теории [7–8], описывающие ондуляторное СИ, являются недостаточными. В этой связи разработана трехмерная (3D) теория, учитывающая дифракцию волнового пучка. Теория также учитывает конечные поперечные и продольные размеры электронного сгустка и проскальзывание между импульсом СИ и электронами.

Рисунок 1 иллюстрирует развитую 3D-модель. Электронный сгусток, длина l_z и поперечный размер r_b которого существенно больше длины волны излучения λ , движется вдоль оси z в поле плоского ондулятора.

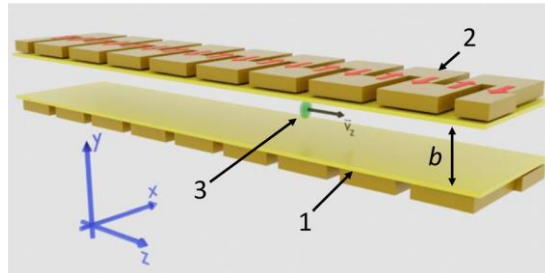


Рис. 1. Геометрия пространства взаимодействия: 1 – планарный волновод с расстоянием между пластинами b , 2 – планарный микроондулятор, 3 – движущийся электронный сгусток

В пренебрежении поперечной неоднородностью поле плоского ондулятора задается векторным потенциалом $\mathbf{A}_u(\mathbf{r}) = \text{Re}[\mathbf{x}_0 A_u \exp(-ih_u z)]$; поле излучения можно представить как квазиоптический волновой пучок, заданный векторным потенциалом $\mathbf{A}_s(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{x}_0 A(x, y, z, t) \exp(i\omega t - ikz)]$, где $d = 2\pi/h_u$ – период ондулятора, $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$.

В квазиоптическом приближении процесс ондуляторного СИ описывается самосогласованной системой, включающей параболическое уравнение для амплитуды волны

$$\left(\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} \right) + \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right) = \frac{\pi e^2 \rho(x, y, z, t)}{k mc^2 \gamma_0} A_u J \quad (1)$$

и усредненные уравнения движения для электронов

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{1}{\bar{V}_z} \frac{\partial \theta}{\partial t} = 2h_u (1 - \gamma / \gamma_0), \quad \frac{\partial \gamma}{\partial z} + \frac{1}{\bar{V}_z} \frac{\partial \gamma}{\partial t} = - \frac{ke^2}{\gamma_0 (mc^2)^2} \text{Re}(AA_u e^{i\theta}), \quad (2)$$

которые описывают группировку частиц, носящую нелинейный характер. Здесь θ – фаза электрона относительно комбинационной волны, γ – лоренц-фактор частиц, γ_0 – его начальное значение, $J = 1/\pi \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta_0$ – амплитуда высокочастотного тока, \bar{V}_z – средняя поступательная скорость частиц. Электронный сгусток, имеющий полный заряд Q , представляется как совокупность макро-

электронов, различающихся начальными фазами и пространственными координатами x , y и z с гауссовым распределением плотности заряда

$$\rho(x, y, z, t) = (Q / \pi^{3/2} r_b^2 l_z) \exp(-r^2 / r_b^2 - (z - z_c(t))^2 / l_z^2), \quad (3)$$

где $z_c(t) = -l_z/2 + \bar{V}_z t$ – координата центра электронного сгустка, $r^2 = x^2 + y^2$.

Таким образом, описание процесса генерации импульсов СИ требует решения трехмерной нелинейной задачи (1)–(3). Рисунок 2 иллюстрирует результаты моделирования на этапе нелинейного насыщения роста амплитуды импульса СИ. Электронный сгусток, формируемый фотоинжектором [3], с начальной энергией 5 МэВ, полным зарядом 0,25 нКл, поперечным размером $r_b = 0,25$ мм и длительностью 0,5 пс движется через микроондулятор [6] с периодом 3 мм, длиной 90 мм и параметром ондуляторности 1. Расстояние между пластинами планарного волновода 1 мм. Генерируемый импульс СИ имеет длительность 0,3 пс, пиковую мощность 20 МВт, центральную частоту излучения 15 ТГц. Поперечный профиль электромагнитного импульса в выходном сечении (рис. 2, в) обладает симметрией и повторяет профиль электронного сгустка. Это объясняется тем, что поле излучения мало на стенах волновода и вследствие дифракционного расплывания (параметр Френеля $N_F = r_b^2/\lambda l$ близок к единице) различные поперечные фракции электронного сгустка синхронизируются и излучаются в фазе.

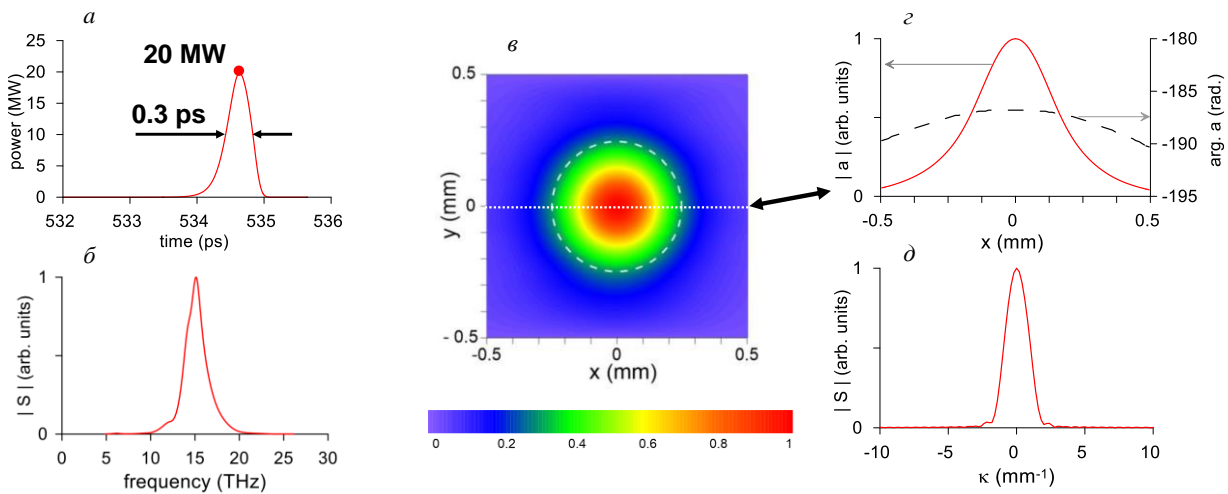


Рис. 2. Моделирование генерации импульса СИ пикосекундным электронным сгустком, движущимся в микроондуляторе. Временная зависимость мощности излучения через выходное (а) и спектр излучения (б), Распределение интенсивности поля импульса СИ в выходном сечении в момент времени, соответствующий максимальному излучению (в). Распределение амплитуды и фазы поля по поперечной координате x в тот же момент при $y = 0$ (з), соответствующий угловой спектр (д)

Важно отметить, что пиковая мощность пропорциональна квадрату полного заряда (общего числа частиц), что является общей чертой эффектов СИ и свидетельствует о когерентном излучении из всего объема сгустка в результате развития микрогруппировки частиц.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ № 23-12-00291.

1. Korovin S. D., Eltchaninov A. A., Rostov V. V. et al. Generation of Cherenkov superradiance pulses with a peak power exceeding the power of driving short electron beam // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 74. P. 016501.
2. Ginzburg N. S., Malkin A. M., Sergeev A. S. et al. Generation of subterahertz superradiance pulses based on excitation of a surface wave by relativistic electron bunches moving in oversized corrugated waveguides // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 117. P. 204801.
3. Faillace L., Agustsson R., Behtouei M. et al. High field hybrid photoinjector electron source for advanced light source applications // Phys. Rev. Accel. Beams. 2022. Vol. 25. P. 063401.
4. Stephan F. et al. Detailed characterization of electron sources yielding first demonstration of European X-ray Free-Electron Laser beam quality // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2010. Vol. 13. P. 020704.
5. Tantawi S., Shumail M., Neilson J. et al. Experimental demonstration of a tunable microwave undulator // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. P. 164802.
6. Bandurkin I. V., Loginov P. V., Peskov N. Yu., Savilov A. V., Fedotov A. E. Pulsed Micro-Undulator for Terahertz and X-Ray Free-Electron Lasers, // Radiophys. Quantum Electron. 2024. Vol. 66. P. 529–537.
7. Bonifacio R., McNeil B. W. J., and Pierini P. Superradiance in the high-gain free-electronlaser // Phys. Rev. A. 1989. Vol. 40. P. 4467.
8. Гинзбург Н. С. Об эффекте сверхизлучения сгустков релятивистских электронов-осцилляторов // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, вып. 5. С. 440–443.

ПЕРЕХОДНАЯ ДИНАМИКА ТЕМПЕРАТУР РЕЗЕРВУАРОВ ОТКРЫТОЙ СИСТЕМЫ

И. В. Вовченко^{1,2}, *А. А. Зябловский*^{1,2,3,4}, *А. А. Пухов*^{1,3}, *Е. С. Андрианов*^{1,2,3}

¹Московский физико-технический институт

²Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва

³Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва

⁴Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва

Объектом изучения физики открытых квантовых систем является квантовая система, взаимодействующая с набором резервуаров [1]. Считается, что динамика открытой системы не может в значительной мере повлиять на состояния резервуаров на характерном времени ее диссипации [2]. С другой стороны, переход открытой системы в свое стационарное состояние может формировать ненулевые потоки энергии между резервуарами, что на большем масштабе времени уже влияет на их состояния [3]. На данном временном масштабе происходит выравнивание температур резервуаров.

В докладе будут получены уравнения, описывающие динамику температур резервуаров на обозначенном масштабе времени в системе, состоящей из набора осцилляторов, подключенного к нескольким резервуарам с различными начальными температурами [4]. Будет показано, что полученная система уравнений имеет асимптотически устойчивое положение равновесия, в котором температуры резервуаров равны. Будет показано, что динамика температур резервуаров может носить немонотонный характер из-за кластеризации резервуаров по времени попарного выравнивания их температур. Будет показано, что время выравнивания температур резервуаров может быть минимизировано путем выбора частот открытой системы. Будет показано, что скорости диссипации открытой системы имеют вероятностную интерпретацию. Будет описана общая методология получения уравнений, описывающих динамику температур резервуаров, которая может быть применена при использовании иных подходов к описанию открытых систем, нежели те, что были использованы в докладе.

1. *Breuer H. P., Petruccione F.* The theory of open quantum systems. Oxford University Press, USA, 2002.
2. *Carmichael H.* An open systems approach to quantum optics: lectures presented at the Université Libre de Bruxelles, October 28 to November 4, 1991. Springer Science & Business Media, 2009. Vol. 18.
3. *Myers N. M., Abah O., Deffner S.* Quantum thermodynamic devices: From theoretical proposals to experimental reality // AVS quantum science. 2022. Vol. 4, no. 2.
4. *Vovchenko I. V. et al.* Transient temperature dynamics of reservoirs connected through an open quantum system // Physical Review E. 2024. Vol. 109, no. 4. P. 044144.

РОЛЬ РАССЕЯНИЯ ВОЛН В РАЗВИТИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЛЕНГМЮРА

И. А. Воинцев

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Циркуляции Ленгмюра (ЦЛ) являются важным источником генерации турбулентности в верхних слоях океана [1, 2]. ЦЛ возникают в результате взаимодействия индуцированного поверхностными волнами дрейфа Стокса с вертикальным сдвиговым течением, которое создает вихревую силу, впервые описанную в модели Крейка – Лейбовича [3, 4].

Рассмотрена классическая картина неустойчивости Ленгмюра, возникающая при взаимодействии медленного сдвигового течения, порожденного ветром, и поверхностной волны, распространяющейся в направлении исходного течения [1]. Неустойчивая мода представляет собой суперпозицию медленного сдвигового течения и поверхностной волны, промодулированные в поперечном горизонтальном направлении по отношению к направлению течения (рис. 1).

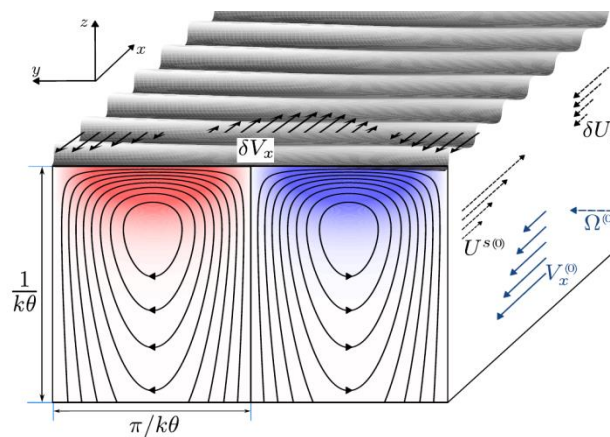


Рис. 1. Схема развития неустойчивости Ленгмюра

В результате развития неустойчивости возникает циркуляционное движение, представляющее собой приповерхностные вихри в направлении сдвига и с поперечным размером, соответствующим периоду модуляции [5]. Используемый нами подход [6] предполагает учет влияния эффекта рассеяния поверхностной волны на медленном течении и, следовательно, учет результата интерференции рассеянной и исходной волн. Принимая во внимание поле рассеянной волны, мы описываем высокочастотную часть течения как потенциальное течение с относительно малой вихревой поправкой. Нами также исследовано влияние вихревой силы, порожденной нелинейным взаимодействием исходного медленного течения с промодулированной по периоду рассеянной волной частью дрейфа Стокса.

Необходимым малым параметром для применения теории возмущения является отношение частот медленного и волнового течений. Таким образом, разработанная модель может быть расширена и на другие виды течений, когда высокочастотное движение существует на фоне относительно медленного течения.

Работа поддержана грантом РФФ 23-72-30006.

1. Hamlington P. E., Van Roekel L. P., Fox-Kemper B., Julien K. and Chini G. P. Langmuir–submesoscale interactions: Descriptive analysis of multiscale frontal spindown simulations // *Journal of Physical Oceanography*. 2014. Vol. 44. P. 2249–2272.
2. Thorpe S. A. Langmuir circulation // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2004. Vol. 36. P. 55–79.
3. Leibovich S. Langmuir circulation and instability // *Elements of Physical Oceanography: A derivative of the Encyclopedia of Ocean Sciences*. 2009. Vol. 124. P. 288.
4. Craik, A. D. D. The generation of Langmuir circulations by an instability mechanism // *Journal of Fluid Mechanics*. 1977. Vol. 81, no. 2. P. 209–223.
5. Craik A. D. D. and Leibovich S. A rational model for Langmuir circulations // *Journal of Fluid Mechanics*. 1976. Vol. 73. P. 401–426.
6. Vergeles S. S. and Vointsev I. A. Role of wave scattering in instability-induced Langmuir circulation // *Physics of Fluids*. 2024. Vol. 36, no. 3.

ВЛИЯНИЕ СУПЕР-ЭЛЬ-НИНЬО НА УНИТАРНУЮ ВАРИАЦИЮ ИОНОСФЕРНОГО ПОТЕНЦИАЛА

А. В. Волкова¹, А. А. Евтушенко^{1,2}, Н. Н. Слюняев¹, Н. В. Ильин¹, Ф. Г. Сарафанов¹

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Волжский государственный университет водного транспорта, Нижний Новгород

Эль-Ниньо Южное колебание (ЭНЮК) представляет собой крупномасштабное климатическое явление, связанное с изменениями температуры поверхности океана в экваториальной части Тихого океана [1]. ЭНЮК включает в себя две противоположные фазы: теплую (Эль-Ниньо) и холодную (Ла-Нинья). Эль-Ниньо характеризуется повышением температуры поверхности океана в центральной и восточной частях экваториального Тихого океана. Холодная фаза, Ла-Нинья, характеризуется аномально низкими температурами в тех же регионах.

Разнообразие Эль-Ниньо настолько велико, что существует классификация на различные типы, например, по частоте возникновения, пространственному масштабу и времени возникновения. В последние годы экстремальные явления Эль-Ниньо выделяют в отдельный тип, называемый супер-Эль-Ниньо [2]. Суперсобытия характеризуются аномально высокой амплитудой аномалии температуры поверхности экваториальной части Тихого океана. Эль-Ниньо вызывает значительные изменения конвективной активности, что, в свою очередь, изменяет циркуляционные паттерны атмосферы. Изменения в тропической конвекции напрямую связаны с грозами и молниями, что подчеркивает важность изучения влияния Эль-Ниньо на электрические процессы в атмосфере.

Глобальная электрическая цепь (ГЭЦ) представляет собой ключевой компонент земной системы, оказывающий значительное влияние на распределение электрического потенциала в атмосфере [3]. Глобальная электрическая цепь функционирует благодаря процессу разделения зарядов внутри грозовых и наэлектризованных ливневых облаков, что приводит к образованию токов, направленных вверх к ионосфере и вниз к поверхности Земли. В результате возникает замкнутая электрическая цепь, в которой Земля и ионосфера практически эквипотенциальны из-за высокой проводимости атмосферы. Ионосферный потенциал определяется как разность потенциалов между ионосферой и поверхностью Земли.

В ранних работах [4] уже было показано, что события Эль-Ниньо оказывают влияние на глобальное атмосферное электричество. В данной работе проводится дополнительное исследование, направленное на изучение влияния суперсобытий на ионосферный потенциал.

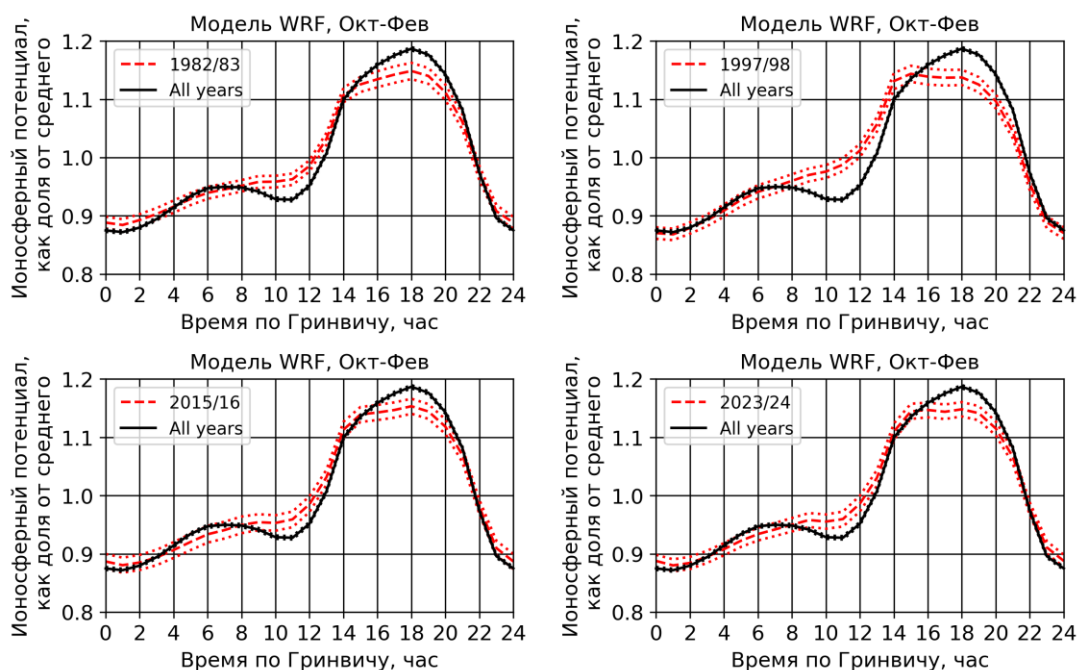


Рис. 1. Суточная вариация ионосферного потенциала во время супер-Эль-Ниньо

Для моделирования динамики атмосферы в данной работе использовалась модель Weather Research and Forecasting (WRF) в глобальном режиме моделирования с пространственным разрешением $1^\circ \times 1^\circ$ и с 51-м уровнем высот. Для исследования влияния суперсобытий на ионосферный потенциал использовалась параметризация, предложенная в [4]. Данная параметризация учитывает многие атмосферные параметры и позволяет с большой точностью описывать ионосферный потенциал.

На рис. 1 показано изменение формы унитарной вариации ионосферного потенциала во время супер-Эль-Ниньо. Сплошной линией показана нормированная суточная вариация ионосферного потенциала, усредненная по 5-месячному промежутку времени с октября по февраль включительно (данный промежуток времени был выбран из-за достижения фазы Эль-Ниньо максимума именно в это время года) и по всем годам исследования. Прерывистой линией показана аналогичная суточная вариация для отдельных лет исследования, в которые наблюдались супер-Эль-Ниньо. Из рис. 1 видно статистически значимое уменьшение ионосферного потенциала с 16 по 20 часов по Гринвичу и увеличение ионосферного потенциала с 8 до 12 часов по Гринвичу.

Моделирование изменчивости ГЭЦ позволяет нам выявить статистически значимую связь между ГЭЦ и супер-Эль-Ниньо. Сильные явления Эль-Ниньо и Ла-Нинья влияют на глобальное распределение электрически активных облаков в атмосфере Земли, которые в свою очередь влияют на форму суточной изменчивости ионосферного потенциала.

1. *McPhaden M. J./ M. J. McPhaden, A. Santoso, W. Cai.* El Niño southern oscillation in a changing climate (Geophysical Monograph Series 253). John Wiley & Sons, Inc. American Geophysical Union. 2020. 502 p.
2. *Hong L.-C./ L.-C. Hong, Lin Ho, F.-F. Jin.* A Southern Hemisphere booster of super El Niño // *Geophys. Res. Lett.* 2014. Vol. 41, no. 6. P. 2142–2149.
3. *Williams E. R.* The global electrical circuit: A review // *Atm. Res.* 2009. Vol. 91, no. 2. P. 140–152.
4. *Slyunyaev N. N. / N. N. Slyunyaev, N. V. Ilin, E. A. Mareev.* Modeling contributions of continents and oceans to the diurnal variation of the global electric circuit // *Geophys. Res. Lett.* 2019. Vol. 46, no. 10, P. 5516–5525.

ВЫДЕЛЕНИЕ ВЫНУЖДЕННОГО ОТКЛИКА И СОБСТВЕННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ В АНСАМБЛЯХ КЛИМАТИЧЕСКИХ РЕАЛИЗАЦИЙ

А. С. Гаврилов, А. М. Фейгин

Институт прикладной физики им А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Климат Земли является сложной нелинейной системой с меняющимися внешними условиями. Например, в 19–21 вв. в качестве внешних условий могут выступать рост концентрации парниковых газов в атмосфере, вулканическая активность, антропогенные эмиссии углекислого газа, солнечная активность и т. д. Выявление возникающего вынужденного отклика на такие изменения и собственной динамики климата является актуальной проблемой, сложность решения которой заключается, в первую очередь, в наличии лишь одной реально наблюдаемой климатической реализации ограниченной длины.

Один из способов продвинуться в данной задаче состоит в использовании современных моделей Земной системы, способных генерировать множество климатических реализаций при одних и тех же внешних условиях. Несмотря на то что климатическая динамика в разных моделях Земной системы, включая климатический отклик, различна, вместе они могут быть использованы для выделения общих динамических закономерностей, лежащих в основе их климатов, и, возможно, реального климата.

В данной работе предлагаются: 1) метод выделения мод вынужденного отклика и собственной изменчивости в мультимодельных ансамблях климатических реализаций и 2) метод, использующий найденный ансамбль мод для оценки вынужденного отклика по одной (новой) климатической реализации, не присутствующей на первом шаге.

Под вынужденным откликом в данном случае понимается сигнал, являющийся результатом усреднения по бесконечному ансамблю реализаций одной и той же системы, стартовавших бесконечное время назад, если такой сигнал существует и единственен. Собственной изменчивостью тогда можно считать отклонение одной конкретной реализации от вынужденного отклика. В линейной системе такое определение отклика соответствует ее вынужденному решению. Если система нелинейна, то, вообще говоря, формально определенная таким образом собственная изменчивость может все еще неаддитивно зависеть от внешних условий. Тем не менее указанное определение вынужденного отклика часто используется и представляется полезным в климатических исследованиях, поскольку описывает усредненную аддитивную часть вынужденной динамики системы.

Первый метод основан на модификации ранее разработанного алгоритма линейных динамических мод (ЛДМ) и его обобщений [1–3]. Оригинальный метод ЛДМ [1] позволяет получить оптимальное разложение одной климатической реализации на моды, описывающие доминирующие в динамике системы временные масштабы. Каждая мода при этом описывается пространственным паттерном и временным сигналом, описывающим динамику эволюции амплитуды этого паттерна. Ансамблевое обобщение ЛДМ [3] применяется к ансамблю климатических реализаций, генерируемых одной и той же системой (климатической моделью). В таком разложении находятся одновременно моды, которые описывают собственную динамику системы и присущий данной системе вынужденный отклик. Точность такого разделения определяется количеством имеющихся реализаций. При этом, как показано в работе [3], она не уступает точности других современных методов для решения данной задачи. В настоящей работе ансамблевый метод ЛДМ обобщается на случай мультимодельного ансамбля реализаций: ставится задача одновременного поиска вынужденных и собственных компонент сразу во всех имеющихся моделях. При этом фактически все модельные реализации проектируются в низкоразмерное пространство, определяемое общим базисом пространственных паттернов мод, что позволяет напрямую сравнивать динамику моделей друг с другом.

На рис. 1 и 2 приведен пример вынужденных и собственных мод, получаемых с помощью данного разложения. Можно видеть, что во всех моделях присутствуют разная скорость глобального потепления и разный отклик на вулканическую активность (рис. 1). Кроме того, есть более тонкие отличия в декадной и мультидекадной составляющих отклика. Собственные моды характеризуются различными временными масштабами. Так, моды 1 и 2 соответствуют явлению Эль-Ниньо в моделях с масштабом 2–7 лет, но разной амплитудой в различных моделях. Моды 3–5 представляют декадную изменчивость в Тихом океане и в высоких широтах. Мода 6 имеет мультидекадный масштаб и паттерн, практически идентичный паттерну главной вынужденной моды, что может указывать на связь

собственной и вынужденной изменчивости, обусловленную, например, нелинейностью системы (см. выше).

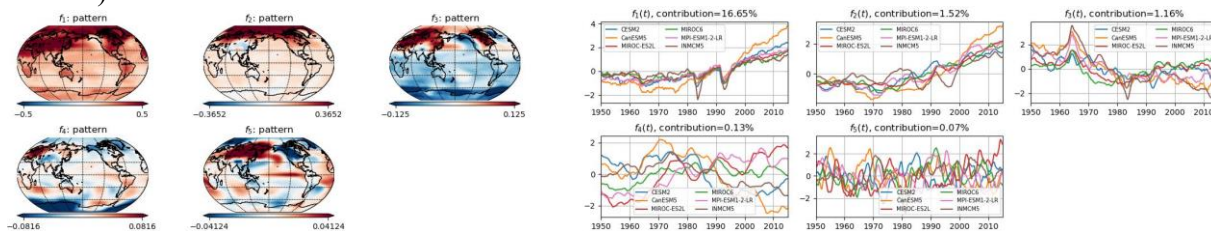


Рис. 1. Вынужденные моды мультимодельного ансамбля из 6 климатических моделей (см. легенду) по 10 реализациям. Каждая мода представлена одним пространственным паттерном и 6 временными рядами, соответствующими отклику в каждой из 6 моделей

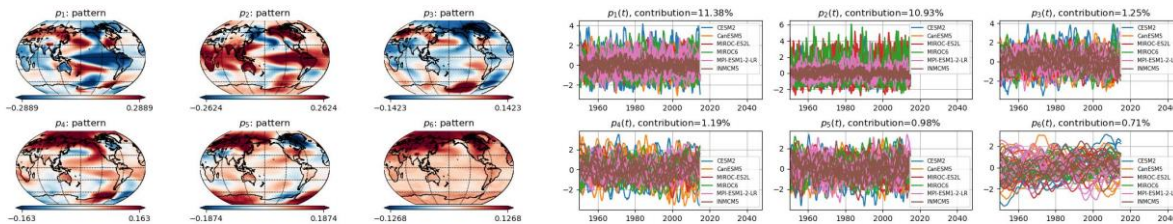


Рис. 2. Собственные моды мультимодельного ансамбля, описанного на рис. 1. Каждая мода представлена одним пространственным паттерном и 60 временными рядами, соответствующими 60 климатическим реализациям

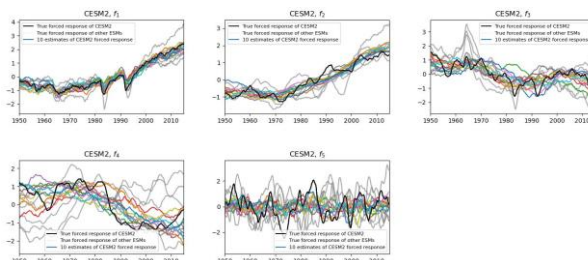


Рис. 3. Пример реконструкции вынужденных мод методом СЛР по 10 реализациям модели CESM2 (10 цветных кривых) в сравнении с правильным вынужденным откликом (черный) и вынужденными откликами других моделей (серые кривые)

Второй метод состоит в поиске явного оператора, позволяющего по одной распределенной реализации получить соответствующие ей ряды мод вынужденного отклика. В качестве оператора используется сглаженная линейная регрессия (СЛР), состоящая в сглаживании исходной реализации и ее проекции на некоторый паттерн (для поиска каждой ЛДМ-компоненты). Обучение такого оператора производится на ансамбле из 60 реализаций, найденном первым методом. В силу устройства обучающей выборки, полученный оператор обладает грубостью по отношению к выбору конкретной модели и реализации собственной изменчивости, и поэтому может применяться к новым реализациям новых моделей. Рисунок 3 демонстрирует точность получаемых с помощью данного метода оценок на примере модели CESM2 (которая не входила в обучающую выборку при обучении метода СЛР).

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2022-0008).

1. Gavrilov A., Seleznev A., Mukhin D., Loskutov E., Feigin A., and Kurths J. Linear dynamical modes as new variables for data-driven ENSO forecast. / Gavrilov et al. // *Clim. Dyn.*, 2019. Vol. 52(3–4). P. 2199–2216.
2. Gavrilov A., Kravtsov S., Mukhin D. Analysis of 20th century surface air temperature using linear dynamical modes. / Gavrilov et al. // *Chaos*, 2020. Vol. 30(12). P. 12311062.
3. Gavrilov A., Kravtsov S., Buyanova M., Mukhin D., Loskutov E., and Feigin A. Forced response and internal variability in ensembles of climate simulations: identification and analysis using linear dynamical mode decomposition / Gavrilov et al. // *Clim. Dyn.*, 2024. Vol. 62. P. 1783–1810.

ЛАЗЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В СИЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Ю. К. Гагарин¹, Ф. А. Корнеев^{1,2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Рассматривается лазерное ускорение электронов в разреженной сильно замагниченной плазме в режиме авторезонанса. Достаточно сильное для этого магнитное поле может быть создано, например, с помощью вспомогательного лазерного драйвера в специально сконструированных мишенях [1]. В этом случае оно может иметь амплитуду, достигающую нескольких килоТесла, и определенный геометрический профиль. Эти свойства магнитного поля играют важную роль в возможной экспериментальной реализации рассматриваемой схемы ускорения.

Как ранее было показано в работах [2–4], при взаимодействии плоской электромагнитной волны с заряженной частицей существует определенный резонанс (авторезонанс), достижимый при достаточно сильном магнитном поле, ориентированном вдоль направления распространения волны. Такой режим ускорения весьма эффективен за счет непрерывного набора энергии, хотя и требует либо очень сильных магнитных полей, либо предварительного ускорения частицы.

В реальной экспериментально достижимой ситуации [5] геометрия взаимодействия, неоднородности магнитного поля, начальное распределение электронов и фокусировка лазера могут существенно изменить динамику частицы, что может оказать существенное влияние на условия резонанса. В случае гауссова поперечного профиля магнитного поля оценка его оптимального значения, обеспечивающего максимальное количество ускоренных частиц, которые изначально были однородно распределены в области взаимодействия, может быть найдена в зависимости от пространственного масштаба неоднородности. В одночастичных численных расчетах и моделировании методами Монте-Карло и частиц в ячейках также наблюдается сдвиг резонанса, учет которого важен для достижения более эффективного ускорения в эксперименте.

Другая проблема связана с коллективными эффектами в плазме, которые могут играть решающую роль в электронной динамике. В работе показано, что существует связь между плотностью мишени и ее размером, обеспечивающими максимально достижимый заряд быстрых электронов. Для оптимальных параметров подтверждается эффективная генерация энергичных частиц в соленоидальном магнитном поле, несмотря на его высокую неоднородность. Рассматриваемая схема ускорения практически нечувствительна к интенсивности лазерного драйвера, что позволяет существенно увеличить заряд и максимальную энергию электронов с ростом энергии лазера.

1. *Korneev Ph. / Ph. Korneev, V. Tikhonchuk, E. d'Humières.* Magnetization of laser-produced plasma in a chiral hollow target // *New J. Phys.* 2017. Vol. 19, no. 3. P. 033023.
2. *Kolomenskii A. A. / A. A. Kolomenskii, A. N. Lebedev.* RESONANCE EFFECTS ASSOCIATED WITH PARTICLE MOTION IN A PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE // *JETP.* 1963 Vol. 17, no. 1 P. 179–184.
3. *Roberts Ch. S. / Ch. S. Roberts, S. J. Buchsbaum.* Motion of a Charged Particle in a Constant Magnetic Field and a Transverse Electromagnetic Wave Propagating along the Field // *Phys. Rev.* 1964 Vol. 135, no. 2A. P. A381–A389.
4. *Salamin, Y. I. / Y. I. Salamin, F. H. M. Faisal, Ch. Keitel.* Exact analysis of ultrahigh laser-induced acceleration of electrons by cyclotron autoresonance // *Phys. Rev. A.* 2000. Vol. 62, no. 5. P. 053809.
5. *Gagarin Iu. / Iu. Gagarin, Ph. Korneev.* Autoresonant laser acceleration of electrons in a strongly magnetized plasma solenoid // digital preprint. 2024. arXiv:2405.06381

РАЗРАБОТКА ТРЕХМЕРНОЙ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ТЕРМОГИДРОДИНАМИКИ И БИОХИМИИ ВНУТРЕННЕГО ВОДОЕМА С ПРИМЕНЕНИЕМ МОДИФИЦИРОВАННОГО ОПИСАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕНОСА

Д. С. Гладских^{1,2,3}, Е. В. Мортиков^{1,3,4}, В. А. Ломов^{1,5,6}, Р. А. Ахтамьянов^{1,3,6,7}

¹Научно-исследовательский вычислительный центр МГУ, Москва

²Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

³Московский центр фундаментальной и прикладной математики

⁴Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука РАН, Москва

⁵Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова РАН, Москва

⁶Географический факультет МГУ, Москва

⁷Гидрометцентр РФ, Москва

К настоящему времени установлено, что процессы, протекающие во внутренних водоемах и формирующие такие характеристики, как термический режим, распределение концентраций биохимических субстанций, потоки тепла и примесей в атмосферу, представляют интерес как в рамках задач гидрологии и экологии [1–2], так и с точки зрения их влияния на климат Земли и его изменения [3–5]. Модели озер и водохранилищ позволяют оценить ряд климатически значимых характеристик, включая эмиссию парниковых газов, в связи с чем их необходимо включать в модели Земной системы. При этом важно отметить, что трехмерное моделирование является единственным способом получить полное распределение термических и биохимических характеристик, а также может использоваться как инструмент для калибровки и уточнения моделей меньшей пространственной детализации, используемых в МЗС. Что касается биохимии озер и, в частности, оценок потока метана как наиболее климатически значимого газа ввиду его высокого парникового потенциала и существенной пространственной неоднородности (рис. 1), применение методов численного моделирования может использоваться также при подготовке проведения натурных измерений на водоемах.

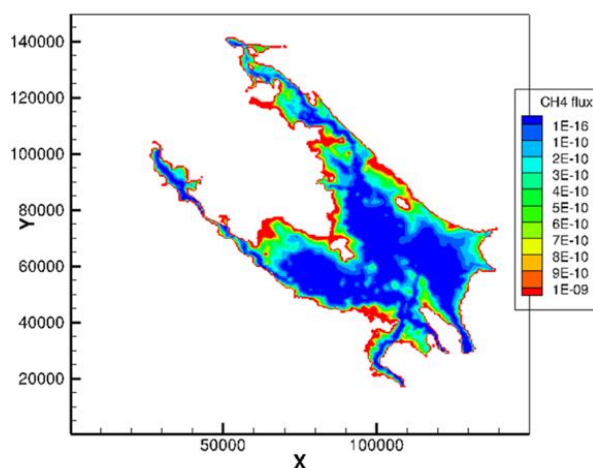


Рис. 1. Мгновенное распределение потока метана (в моль/(м²*с)) по поверхности Рыбинского водохранилища

В настоящем исследовании представлена полная трехмерная модель термогидродинамики, биогеохимии и ледового режима внутреннего водоема, созданная на основе единого гидродинамического кода НИВЦ МГУ, объединяющего DNS, LES, RANS подходы для описания турбулентных течений в высоком пространственном и временном разрешении [6–8]. С применением данной модели проведены численные исследования, направленные на воспроизведение климатически значимых характеристик и разработку параметризаций важнейших эффектов для применения в глобальных моделях. Результаты продемонстрировали согласие как с основными теоретическими представлениями о термогидродинамике и биохимии внутренних водоемов, так и с результатами натурных измерений, проводимых на конкретных озерах и водохранилищах.

Отметим, что формирование ряда принимаемых во внимание характеристик водоемов суши во многом определяется процессами турбулентного переноса (импульса, тепла и растворенных газов), что требует корректного учета турбулентности в моделях водных объектов. Так, в рамках исследования в модель было включено дополнительное замыкание, представляющее собой обобщение модели Л. А. Островского и Ю. И. Троицкой [9] для случая неравенства временных масштабов диссипативных процессов. Также была рассмотрена задача об оценке чувствительности результатов моделирования биохимических характеристик водоема к параметризации двух режимов перемешивания [ФАО] – режима, связывающего нейтральную и устойчивую стратификацию, и режима перемешивания при сильно устойчивой стратификации.

Исследования, направленные на изучение вклада внутренних водоемов на глобальные климатические процессы, выполнены при поддержке проекта ФНТП «Исследование процессов в пограничных слоях атмосферы, океана и вод суши и их параметризации в моделях системы Земли» в рамках программы «Совершенствование глобальной модели Земной системы мирового уровня для исследовательских целей и сценарного прогнозирования климатических изменений». Разработка блока ледового режима и внедрение дополнительного турбулентного замыкания выполнены при поддержке гранта РФФ 23-77-01032.

1. *Щенетова В. А.* Анализ экологического состояния Пензенского водохранилища / *В. А. Щенетова, Т. В. Толстова* // *Фундаментальные исследования*. 2011. № 8–1. С. 188–189.
2. *Онищенко И. П.* Роль Цимлянского водохранилища в экономике и экологии региона // *Современные научно-практические решения XXI века*. 2016. С. 322–325.
3. *Wang J. et al.* Impacts of Lake Surface Temperature on the Summer Climate Over the Great Lakes Region // *J. Geophys. Res.: Atmospheres*. 2022. Vol. 127, no. 11. e2021JD036231.
4. *Krinner G.* Impact of lakes and wetlands on boreal climate // *J. Geophys. Res.: Atmospheres*. 2003. Vol. 108, no. D16.
5. *Thiery W. et al.* The impact of the African Great Lakes on the regional climate // *Journal of Climate*. 2015. Vol. 28, no. 10. P. 4061–4085.
6. *Kadantsev E., Mortikov E., Zilitinkevich S.* The resistance law for stably stratified atmospheric planetary boundary layers // *Q.J.R. Met. Soc.* 2021. Vol. 147, no 737. P. 2233–2243.
7. *Mortikov E. V.* Numerical simulation of the motion of an ice keel in stratified flow // *Izv. Atmos. Ocean. Phys.* 2016. Vol. 52. P. 108–115.
8. *Gladskikh D., Ostrovsky L., Troitskaya Y., Soustova I., Mortikov E.* Turbulent Transport in a Stratified Shear Flow // *J. Mar. Sci. Eng.* 2023. Vol. 11(1). P. 136.
9. *Островский Л. А., Троицкая Ю. И.* Модель турбулентного переноса и динамика турбулентности в стратифицированном сдвиговом потоке // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1987. № 3. С. 1031–104.
10. *Гладских Д. С., Мортиков Е. В.* О параметризации диссипативных процессов в моделях турбулентного переноса для описания термогидродинамики и биогеохимии стратифицированных внутренних водоемов // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*.

ИНТЕГРАЛЫ ДВИЖЕНИЯ И ТОПОЛОГИЯ ДИНАМИКИ СВЕРХАКТИВНЫХ БРОУНОВСКИХ ЧАСТИЦ В ДВУХ- И ТРЕХМЕРНЫХ ПОТЕНЦИАЛАХ

Д. С. Голдобин^{1,2,3}

¹Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

³Пермский государственный университет

Динамика броуновских частиц в жидкостях и газах является «передемпфированной», поскольку размеры частиц малы по сравнению с толщиной вязкого погранслоя. При этом величина тепловых флуктуаций кинетической энергии сопоставима с работой эффективных вязких сил. Для активных частиц (например, каталитических моторов – янус-частиц и капель) характерно возникновение достаточно большой силы самодвижения, баланс которой с вязкими напряжениями обуславливает движение с почти постоянной по модулю скоростью, направлением которой можно манипулировать с помощью макроскопических сил или неоднородностей параметров среды. Для таких частиц предел большой диссипации (при наличии большой силы самодвижения) снова консервативен, при этом влияние тепловых флуктуаций мало. Этот предел часто называют приближением «сверхактивной» броуновской частицы. Динамика такой частицы в поле макроскопических потенциальных сил оказывается гамильтоновой, но, в отличие от уравнений движения точечных масс, известных из классической механики, здесь величина гамильтониана H не параметризует множество траекторий – физический смысл имеют только траектории с $H = 0$ [1, 2]. Такая ситуация не является уникальной – она полностью аналогична гамильтонову формализму для геометрической оптики, с потенциалом вместо неоднородного поля показателя преломления.

В работе изучается детерминированная динамика сверхактивных броуновских частиц [1, 2] в двумерных и трехмерных потенциалах:

$$\begin{aligned} \dot{x}_j &= V n_j, \\ \dot{n}_j &= f_j - (\mathbf{f} \cdot \mathbf{n}) n_j, \\ f_j &= -\frac{\partial U}{\partial x_j}, \quad U = -U_0 e^{-\frac{\sum_j \beta_j x_j^2}{2}}. \end{aligned}$$

Динамика данной системы является гамильтоновой с гамильтонианом $H = V |\mathbf{p}| - \exp\left(-\frac{U(\mathbf{x})}{V}\right) = 0$, однако физический смысл имеют только траектории, соответствующие его нулевому значению. При сферической и осевой симметрии потенциала система имеет дополнительные интегралы движения: в сферически симметричном потенциале $U(|\mathbf{x}|)$,

$$\mathbf{M} = [\mathbf{x} \times \mathbf{p}],$$

в осесимметричном $U(r_{xz}, y)$ –

$$M_y = (\mathbf{e}_y \cdot [\mathbf{x} \times \mathbf{p}]),$$

где значение модуля импульса диктуется гамильтонианом и навязывает

$$\mathbf{M} = [\mathbf{x} \times \mathbf{n}] \frac{1}{V} \exp\left(-\frac{U(\mathbf{x})}{V}\right).$$

Экспоненциально сильная зависимость аналога момента импульса от глубины потенциальной ямы и ограниченность возможного изменения «геометрической» (ориентационной) части этого выражения $[\mathbf{x} \times \mathbf{n}]$ накладывают существенные ограничения на геометрию захваченных квазипериодических траекторий в осесимметричной потенциальной яме. Траектории выхода из ямы являются хаотическими и совпадают с таковыми для двумерного случая (рис. 1 и 2), поскольку ненулевое значение аналога момента импульса дает экспоненциальный рост ориентационной компоненты $[\mathbf{x} \times \mathbf{n}]$, что на некотором расстоянии от оси делает движение строго радиальным, а затем разворачивает частицу обратно вглубь потенциальной ямы.

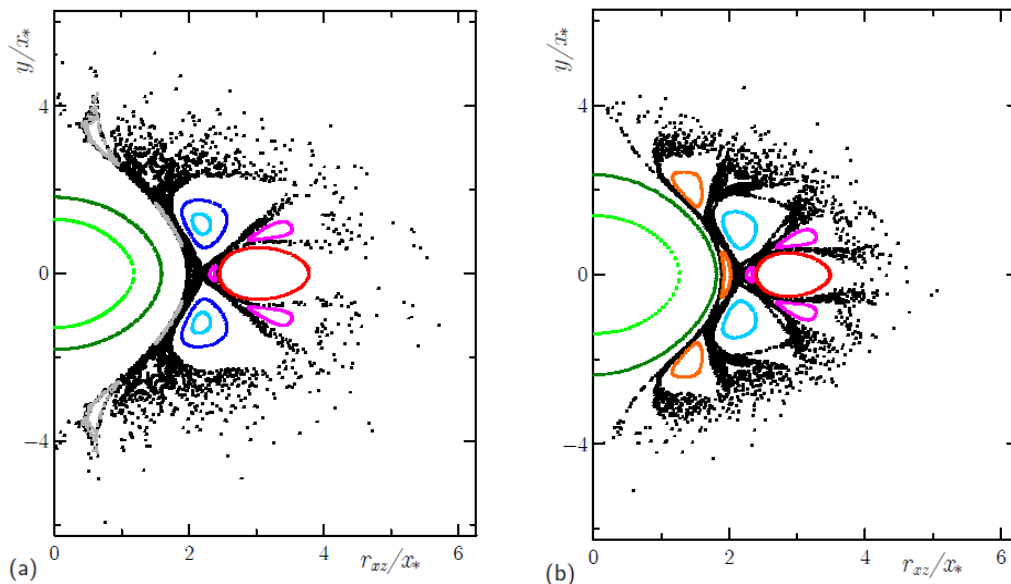


Рис. 1. Динамика в двумерном потенциале (сечение Пуанкаре для траекторий): $a - V/U_0 = 0,05$, $b - 0,001$. Цветные точки – квазипериодические траектории, черные – хаотическая траектория выхода из потенциальной ямы; $x_* = V/(\beta_1 U_0)$

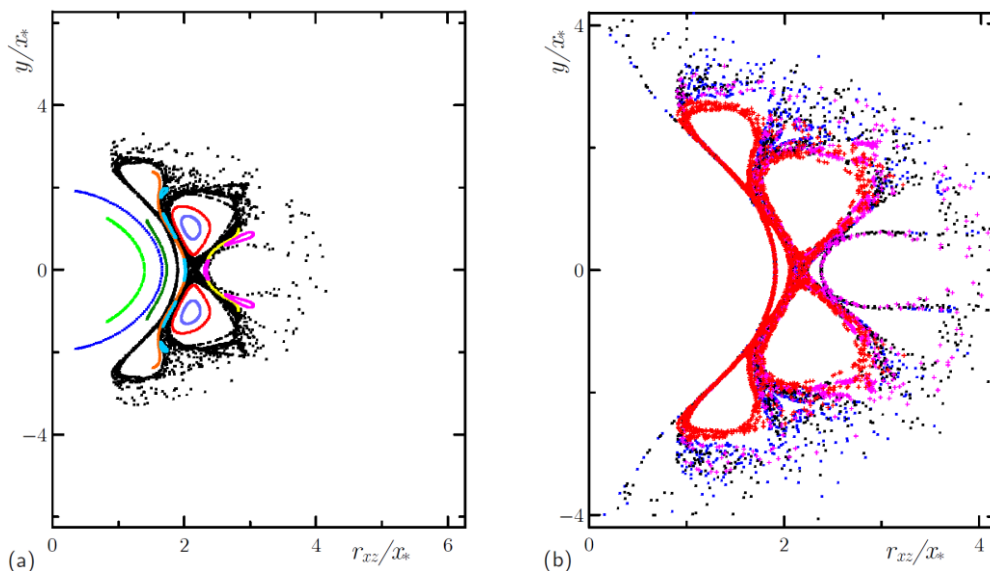


Рис. 2. Траектории в трехмерном осесимметричном потенциале (a), b – сопоставление хаотических траекторий выхода из трехмерного осесимметричного (светлые точки) и соответствующего двумерного потенциала (черные точки)

В системе также имеется интеграл движения аналогичный вектору Лапласа – Рунге – Ленца, однако он, по-видимому, не накладывает столь очевидных и значимых ограничений на топологию динамики сверхактивных частиц.

В работе охарактеризованы и сопоставлены случаи двумерных, осесимметричных и неосесимметричных трехмерных потенциалов. Исследовано сильное влияние интегралов вращательной симметрии движения на хаотические и квазипериодические орбиты. Получено сечение рассеяния для центрально-симметричных потенциальных ям и препятствий гауссовой формы в зависимости от скорости самодвижения.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 23-12-00180).

1. Aranson I. S. Confinement and Collective Escape of Active Particles / I. S. Aranson, A. Pikovsky // Physical Review Letters. 2022. Vol. 128. P. 108001.
2. Pikovsky A. Deterministic active particles in the overactive limit // Chaos. 2023. Vol. 33. P. 113114.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ НЕЙРОНА ПОД СЛАБЫМ ШУМОВЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

О. А. Горюнов¹, В. В. Клиньшов²

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

²Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

В живых организмах нервные клетки образуют функционально связанные группы – нейронные сети. В результате генерации биопотенциалов нейроны обмениваются друг с другом электрическими импульсами, из-за чего внутри сети возникает сложная динамика [1]. Целью работы является разработка слабошумового приближения для уравнения Фоккера – Планка, которое описывает динамику нейрона типа «накопление-сброс» под воздействием белого шума.

Согласно этой модели мембрану нейрона можно представить в виде эквивалентной электрической схемы. К контуру с сопротивлением утечки R , емкостью мембраны C и источнику E_0 параллельно подключается источник тока, который описывает воздействие от связанных нейронов. Когда мембранный потенциал V достигнет некоторого порогового значения V_{th} , нейрон генерирует спайк, длительность которого считается пренебрежимо малой.

В случае, когда нейрон имеет большое число связей, внешнее воздействие часто можно аппроксимировать белым шумом. Тогда уравнение, описывающее изменение мембранного потенциала, примет вид

$$\frac{dV}{dt} = \frac{E_0 - V}{\tau} + \mu + \sigma \eta(t), \quad (1)$$

где $\tau = RC$ – мембранное время, μ и σ – параметры, характеризующие бело-шумовой процесс, $\eta(t)$ – стандартный белый шум.

Для (1) справедливо уравнение Фоккера – Планка [2]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial V} \left[\frac{E_0 - V + \mu\tau}{\tau} \cdot \rho \right] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial V^2} [\sigma^2 \rho], \quad (2)$$

где $\rho(V, t)$ – функция плотности вероятности, удовлетворяющая следующим граничным условиям:

$$\rho(V_{th}, t) = 0, \quad (3)$$

$$-\frac{\sigma^2}{2} \frac{\partial \rho}{\partial V} \Big|_{V=V_{th}} = r, \quad (4)$$

где r – частота генерации потенциала действия на выходе нейрона.

Будем искать решение уравнения (2) в виде

$$\rho(V, t) = R(V) e^{-rt}, \quad (5)$$

получим дифференциальное уравнение второго порядка:

$$R'' + \frac{2}{\tau\sigma^2} (V - E_0 - \mu\tau) R' + \frac{2}{\tau\sigma^2} (1 + r\tau) R = 0. \quad (6)$$

В случае если величина шумовых флуктуаций $\Delta = \sigma\sqrt{\tau/2}$ гораздо меньше, чем расстояние $A = |E_0 + \mu\tau - V_{th}|$ между средним потенциалом (центром массы) и порогом возбуждения, приближенно профиль $R(V)$ может быть найден в виде

$$R(V) = \frac{r\sqrt{\pi\tau}}{\sigma} \exp\left(-\frac{(V - E_0 - \mu\tau)^2}{\tau\sigma^2}\right) \cdot \left\{ \operatorname{erfi}\left(\frac{V_{th} - E_0 - \mu\tau}{\sigma\sqrt{\tau}}\right) - \operatorname{erfi}\left(\frac{V - E_0 - \mu\tau}{\sigma\sqrt{\tau}}\right) \right\}. \quad (7)$$

Частота генерации находится из условия нормировки:

$$r = \left[\pi\tau \cdot \operatorname{erfi}\left(\frac{V_{th} - E_0 - \mu\tau}{\sigma\sqrt{\tau}}\right) \right]^{-1}. \quad (8)$$

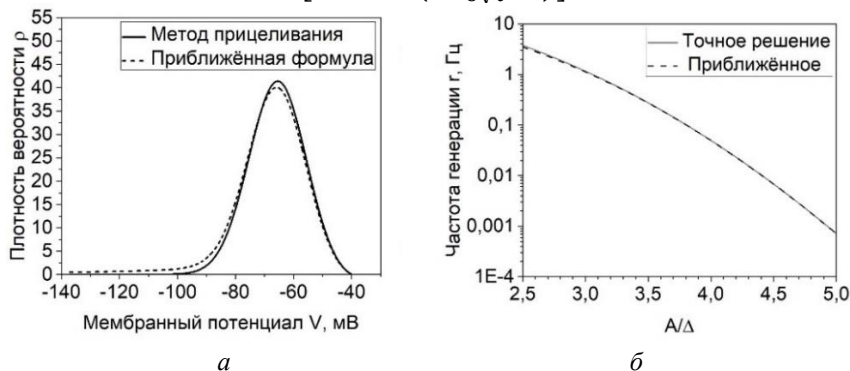


Рис. 1. Примеры профилей, вычисленных по формулам (6) и (7) (а); зависимость частоты генерации от A/Δ (б)

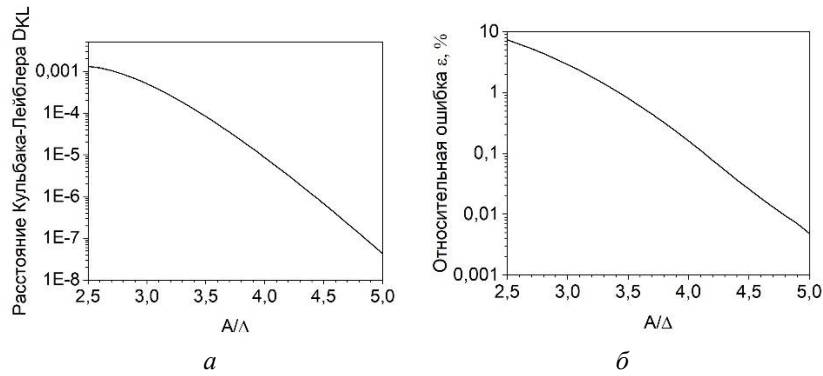


Рис. 2. Зависимость расстояния Кульбака – Лейблера от A/Δ (*а*); зависимость относительной ошибки от A/Δ (*б*)

На рис. 1, *а* приведено сравнение профилей, вычисленных по формуле (6) и (7). На рис. 2, *а* показано расстояние Кульбака – Лейблера, между этими профилями в зависимости от отношения A/Δ . Оно падает ниже $5 \cdot 10^{-4}$ при $A/\Delta > 3$.

Результаты сравнения слабошумового приближения с точным представлены на рис. 1, *б* и рис. 2, *б*. Несмотря на свою простоту, наше приближение дает точные результаты. Так, в случае стационарной стимуляции ошибка для частоты генерации составляет менее 3%, если $A/\Delta > 3$.

В биологических нейронных сетях внешнее воздействие на отдельный нейрон определяется электрической активностью сети и может изменяться со временем. В работе рассмотрен случай, когда со временем изменялся параметр $\mu = \mu(t)$. В случае быстрого изменения параметров внешнего воздействия проявляется инертность нейрона, и в этом случае изменение центра масс приближенно описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{dm(t)}{dt} + \frac{m(t)}{\tau} = \frac{E_0}{\tau} + \mu(t). \quad (9)$$

Тогда приближенное значение частоты генерации можно искать по формуле:

$$r = \left[\pi\tau \cdot \operatorname{erfi} \left(\frac{v_{th} - m(t)}{\sigma\sqrt{\tau}} \right) \right]^{-1}, \quad (10)$$

Для оценки точности при нестационарном воздействии мы рассмотрели случай, когда $\mu(t)$ менялось скачкообразно таким образом, чтобы стационарная частота генерации r изменялась ровно в два раза. На рис. 3 приведена зависимость относительной динамической ошибки от отношения A/Δ . Видно, что с увеличением отношения ошибка уменьшается, но не так быстро, как в стационарном случае. При этом ошибка для частоты генерации составляет менее 3% для нестационарной стимуляции, если $A/\Delta > 5$.

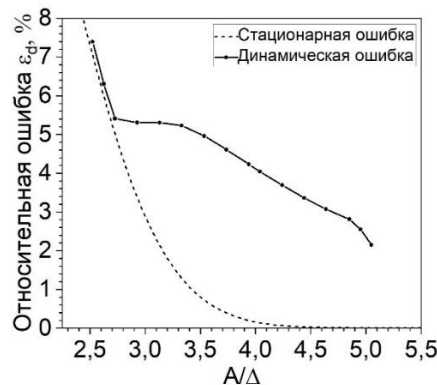


Рис. 3. Зависимость относительной динамической ошибки от отношения A/Δ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, грант № 23-72-10088.

1. Антонов В. Ф., Черныш А. М., Пасечник В. И., Вознесенский С. А., Козлова Е. К.. Биофизика: Учеб. для студ. высш. учеб. заведений. М. : Гуманит. изд. Центр ВЛАДОС, 2006. 287 с.
2. Гардинер К. В. Стохастические методы в естественных науках. М. : Мир, 1986. 528 с.

ЭФФЕКТЫ АНЕСТЕЗИИ В ЭЛЕКТРОКОРТИКОГРАММАХ КРЫС, ХАРАКТЕРИЗУЕМЫЕ С ПОМОЩЬЮ АНАЛИЗА ФЛУКТУАЦИЙ ОТНОСИТЕЛЬНО ТРЕНДА

Г. А. Гуйо

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Многие природные системы демонстрируют дальнедействующие степенные корреляции в своей временной динамике [1]. Количественная оценка этих корреляций широко используется для определения текущего состояния системы или его изменений, вызванных переменными внутренними или внешними условиями. Применение обычных методов позволяет провести такую количественную оценку, однако быстрое затухание корреляционной функции для случайных процессов и изменяющееся во времени поведение системы влияет на результаты и может привести к значительным ошибкам вычислений или даже к неправильному толкованию оценок для нестационарных наборов данных. В качестве альтернативы традиционным методам предложены подходы, основанные на флуктуационном анализе (DFA) [2].

Недавние работы рассмотрели ограничения метода для различных типов нестационарного поведения и предложили дополненный подход, расширенный DFA (EDFA), который оценивает два показателя скейлинга [3]. Первый показатель количественно определяет особенности корреляций в соответствии с исходным методом DFA, а второй показатель характеризует, как распределение локальных флуктуаций профиля сигнала изменяется в зависимости от длины сегмента. С этой целью мы применяли EDFA к электроэнцефалограммам (ЭЭГ) двух групп животных, каждая из которых получала различный вид анестезии в рекомендуемых для операции дозах, а именно инъекционную анестезию или ингаляционную анестезию. Это исследование направлено на то, чтобы выявить различия в записях ЭЭГ, вызванных различными типами анестезии, и установить потенциал расширенного метода DFA для количественной оценки переходов между состояниями бодрствование–анестезия.

DFA исходного сигнала $x(i)$, $i = 1, \dots, N$ включает следующие основные шаги. Первый шаг вычислений — построение профиля:

$$y(k) = \sum_{i=1}^k x(i). \quad (1)$$

Разделение профиля $y(k)$ на сегменты одинаковой длины n с оценкой локального тренда $y_n(k)$ для каждого из них. Обычно рассматривается линейный тренд, хотя может применяться использование других функций. Анализ флуктуаций с исключенным трендом для выбранного n :

$$F(n) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N [y(k) - y_n(k)]^2}. \quad (2)$$

Повторяя эти шаги в широком диапазоне n , получаем зависимость $F(n) \sim n^\alpha$. Основная идея EDFA заключается в анализе того, как различия в локальных флуктуациях F_{loc} , оцененных в пределах сегментов длины n , изменяются с n . Стандартные отклонения F_{loc} вычисляются в широком диапазоне n для получения зависимости:

$$\sigma(F_{loc}(n)) \sim n^\beta. \quad (3)$$

Экспериментальные процедуры проводили на крысах-самцах линии Вистар. Две группы крыс, каждая из которых состояла из 7 животных, были назначены на два вида анестезии. Эксперименты включали 30–40 мин регистрации ЭЭГ в состоянии бодрствования, а затем следующие 30–40 мин во время анестезии в оптимальной дозе, т. е. дозе, рекомендованной для операций. В каждом эксперименте регистрировали двухканальные корковые ЭЭГ.

Различия состояний зависят от анализируемого диапазона масштабов, и выбор оптимального диапазона может существенно улучшить диагностику происходящих изменений сигналов ЭЭГ. С этой точки зрения оценка локальных скейлинговых показателей предпочтительнее, чем рассмотрение глобальных величин во всем диапазоне масштабов, поскольку усреднение может сделать индивидуальные различия менее выраженными. С целью численного сравнения таких различий мы рассчитали t -значения критерия Стьюдента для 10 сегментов ЭЭГ длительностью 1 минуту для бодрствования и 10 аналогичных сегментов для анестезии. Такое сравнение было проведено для локальных показате-

лей, оцениваемых в пределах «окна» $\lg n = 0,7$. Существенные различия ($p < 0,05$) имеют место не для всех значений $\lg n$. Для рассмотренного примера (инъекционная анестезия) оптимальный диапазон $\lg n$ находится между 2,6 и 3,2, в то время как лучшая идентификация различий с использованием показателя скейлинга β метода EDFA достигается при меньших $\lg n$ (1,8–1,9). Поэтому необходимо учитывать как области относительно короткодействующих, так и далекодействующих корреляций.

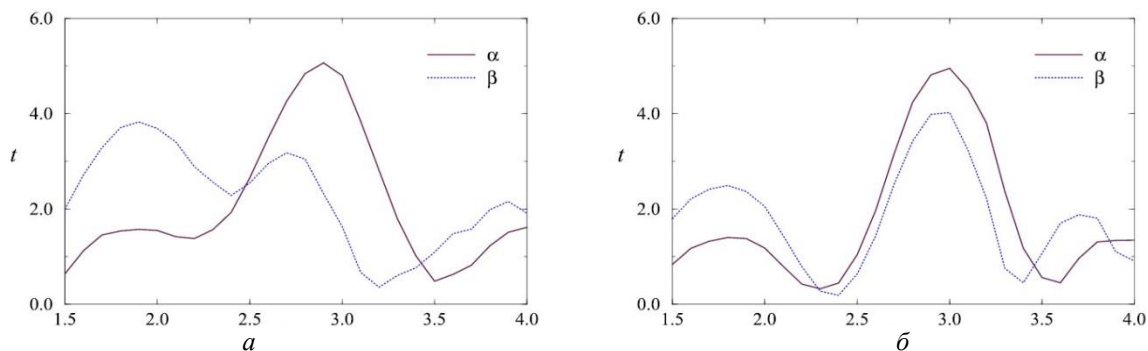


Рис. 1. Зависимости t -значений критерия Стьюдента от шкалы времени для сигналов ЭКоГ при инъекционной (а) и ингаляционной (б) анестезии

Далее мы провели более тщательный анализ для групп животных и всех записей ЭЭГ и оценили локальные показатели скейлинга, количественно определив наиболее выраженные различия для каждой крысы в области относительно короткодействующих корреляций (диапазон $\lg n < 2,5$) и далекодействующих корреляций ($\lg n > 2,5$). Для короткодействующих корреляций различия между состояниями визуально распознаются не менее чем у 6 из 7 крыс. В области далекодействующих корреляций наилучшее распознавание имеет место для показателя традиционного метода DFA (также не менее чем у 6 из 7 крыс). По этой причине можно сделать вывод, что анализ различий между ЭЭГ-сигналами в рассматриваемых состояниях не следует ограничивать одной областью, а предпочтительнее рассматривать более широкий диапазон $\lg n$.

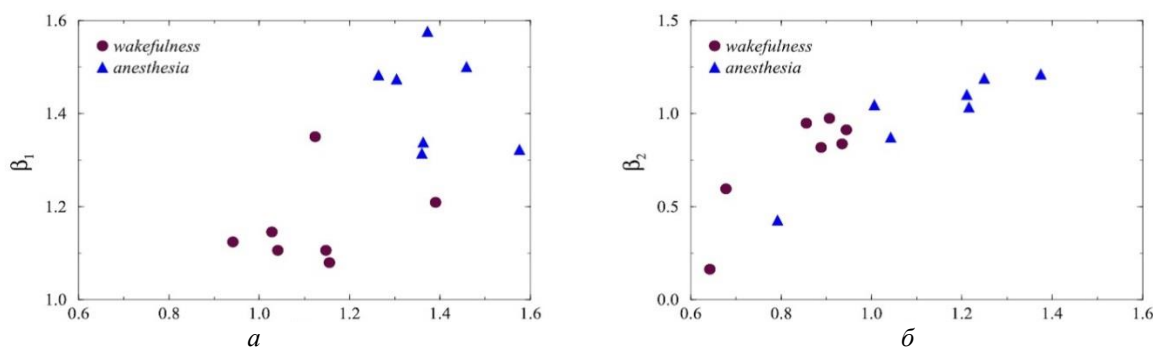


Рис. 2. Различия между показателями масштаба, количественно характеризующими области относительно короткодействующих корреляций (а) и длиннодействующих корреляций (б) для 1-го канала регистрации в экспериментах с инъекционной анестезией

Согласно статистическому анализу для групп животных, традиционный подход DFA предпочтительнее, часто обеспечивает более высокие значения t -критерия Стьюдента, которые количественно оценивают различия между состояниями. Тем не менее EDFA также демонстрирует существенные различия между состояниями бодрствования и анестезии, подтверждая заключение, полученное с помощью DFA, и в некоторых случаях улучшая диагностику, проводимую в рамках общепринятого алгоритма. По этой причине его применение полезно для тщательного изучения экспериментальных наборов данных, в частности, в длительных физиологических экспериментах, когда требуются чувствительные диагностические маркеры.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-22-00015.

1. Rangarajan G., Ding M. (eds.). Processes with long-range correlations: theory and applications. Springer, Berlin, Heidelberg, 2003.
2. Peng C.-K., Havlin S., Stanley H. E., Goldberger A. L. Chaos. 1995. Vol. 5, no. 82.
3. Pavlov A. N., Dubrovsky A. I., Koronovskii A. A. Jr., Pavlova O. N., Semyachkina-Glushkovskaya O. V., Kurths J. Chaos. 2020. Vol. 30, P. 073138.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ СО ШТАРКОВСКИМ КОНТРОЛЕМ ВРЕМЕНИ СЧИТЫВАНИЯ

Р. А. Ахмеджанов, Л. А. Гуцин, И. В. Зеленский, В. А. Низов, Н. А. Низов, Д. А. Собгайда

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Квантовые коммуникации, в частности распределение квантового ключа, на настоящий момент представляют часть проблемы квантовых информационных технологий, практически решенную, если речь идет о небольших расстояниях в несколько десятков километров. При использовании фотонов в качестве носителей квантовой информации радиус действия сети определяется потерями и деполяризацией фотонов в оптоволокне. Одно из возможных решений проблемы «дальнодействия» – использование концепции доверенных узлов – имеет ограничения, связанные с возможностью несанкционированного внешнего доступа. Наиболее перспективным решением проблемы дальнодействующих, практически абсолютно безопасных квантовых линий связи является использование идеи квантового повторителя. Квантовые повторители позволяют использовать протокол квантового распределения ключа на основе пар перепутанных фотонов на расстояниях в тысячи километров. Критически важным элементом в идеологии квантовых повторителей является возможность долговременного хранения информации, переносимой фотонами, то есть квантовой памяти [1, 2].

Основными показателями качества квантовой памяти являются высокая эффективность воспроизведения, длительное время хранения, а также большая модовая емкость. На сегодняшний день поиск протокола памяти, который сможет удовлетворять всем этим требованиям одновременно, остается нерешенной проблемой. Наиболее привлекательным является протокол на основе атомной частотной гребенки (AFC, atomic frequency comb). Однако недостатком стандартного протокола AFC является то, что для работы по требованию он должен быть объединен с передачей возбуждения на спиновые подуровни основного состояния. Перевод оптической когерентности в спиновую когерентность и обратно требует использования сильного управляющего поля, что приводит к значительному шуму, создаваемому излучением ионов, возбуждаемых сильными управляющими импульсами, и ограничивает использование протокола в режиме одиночных фотонов. Традиционно используемые методы подавления шума, вызванного управляющими полями (пространственное и временное разделение управляющего поля и сигнального импульса или применение второго кристалла в качестве фильтра) не всегда приводят к желаемым результатам. Поэтому в настоящее время идет поиск новых протоколов квантовой памяти по требованию, свободный от помех.

В представленной работе экспериментально реализована оптическая квантовая память с изменяемым временем хранения на основе модифицированного протокола AFC с использованием линейного эффекта Штарка [3]. В стандартном протоколе AFC в среде создается периодический по частоте профиль поглощения ансамбля ионов, состоящий из множества пиков (гребенка). При поглощении записываемого оптического импульса такой структурой коллективное излучение ансамбля ионов быстро затухает из-за дефазировки между различными пиками. Через время, обратное периоду гребенки, набег фаз между разными пиками гребенки выравнивается, и ансамбль коллективно высвечивает импульс эха. Эффект Штарка позволяет разделить ансамбль ионов на два электрически различных класса ионов и управлять разностью фаз между когерентными колебаниями этих двух классов приложением электрического поля. Если к моменту возможного высвечивания эха (кратное обратному периоду гребенки) два класса будут смещены по фазе на 180° , то коллективное излучение ансамбля и, как следствие, сигнал эха будут подавлены. Для появления сохраненного импульса необходимо в одном из следующих порядков эха вернуть сохраненное коллективное возбуждение в фазу при помощи управляющего электрического поля. По оценкам, такой протокол в сочетании с оптическим резонатором может обеспечить помехоустойчивую квантовую память с эффективностью до 90% при времени хранения 100 мкс. [3]

Мы исследовали эффект Штарка в кристалле $^{153}\text{Eu}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ для сайта 2 и внешнего электрического поля, ориентированного вдоль оси D_2 . Были реализованы два варианта памяти на основе атомной частотной гребенки с контролируемым временем считывания, использующих импульсы электрического поля (рис. 1, 2). В первом варианте к образцу сначала прикладывалось постоянное поле, отвечающее расщеплению спектральных дырок на 1 МГц. В данном поле в неоднородно уширенной линии подготавливалась атомная частотная гребенка с периодом 2 МГц, после чего поле выключалось. В результате получалась гребенка с периодом 1 МГц, но состоящая из чередующихся пиков, отвеча-

ющих двум различным (по направлению сдвига частоты в электрическом поле) группам ионов. Эту гребенку можно рассматривать как две сдвинутые на 1 МГц гребенки с периодом 2 МГц, смещающиеся как целое относительно друг друга при включении электрического поля. Если на такую гребенку направить записываемый импульс в отсутствие электрического поля, он переизлучится через 1 мкс (отвечает периоду 1 МГц). Если же сразу после записываемого импульса включить импульс электрического поля, он приведет к изменению разности фаз между двумя гребенками. Оказывается, что при правильном подборе параметров этого импульса можно добиться ситуации, когда эти гребенки сфазированы в момент времени 500 мкс (отвечает периоду 2 МГц двух гребенок) и будет наблюдаться эхо. Таким образом, электрическое поле позволило ускорить считывание импульса из памяти, эффективность в таком режиме составила около 1,5% при эффективности 0,6% в нулевом поле (см. рис. 1). Во втором варианте подготавливалась гребенка с периодом 4 МГц, отвечающая времени хранения 250 нс и эффективности памяти около 15%. Если сразу после записываемого импульса включить импульс электрического поля, он будет расщеплять каждый пик гребенки на 2 группы, между которыми будет набегать разность фаз. Если подобрать амплитуду и время включения импульса так, чтобы в момент излучения эха первого порядка эта разность фаз была бы равна π , и одновременно для второго порядка эха она была бы кратна 2π , первый порядок эха будет подавлен, а второй усилен. При дальнейшем увеличении амплитуды импульса электрического поля первый порядок эха снова будет появляться. Эффективность памяти в ситуации, когда максимально усилен второй порядок эха, составила около 2% при эффективности около 15% в нулевом поле. Этот вариант позволил получить более позднее считывание эха (см. рис. 2).

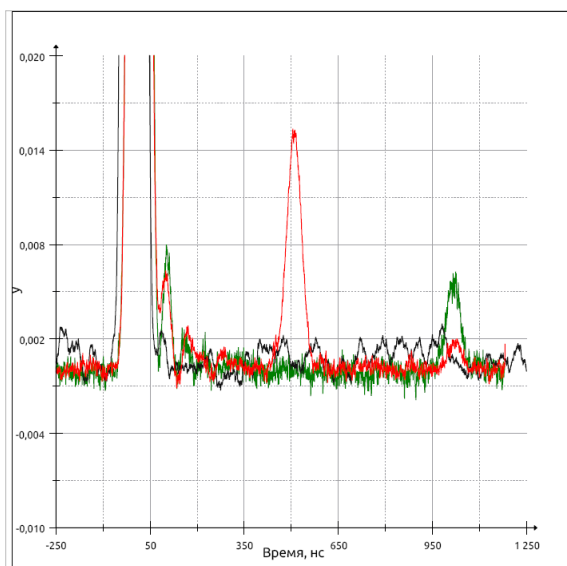


Рис. 1. Первый вариант памяти с контролируемым временем считывания. Зеленым показано эхо в нулевом электрическом поле, время хранения 1 мкс. Красным показан случай, когда считывание эха ускорено до 500 нс при помощи правильно подобранного импульса электрического поля

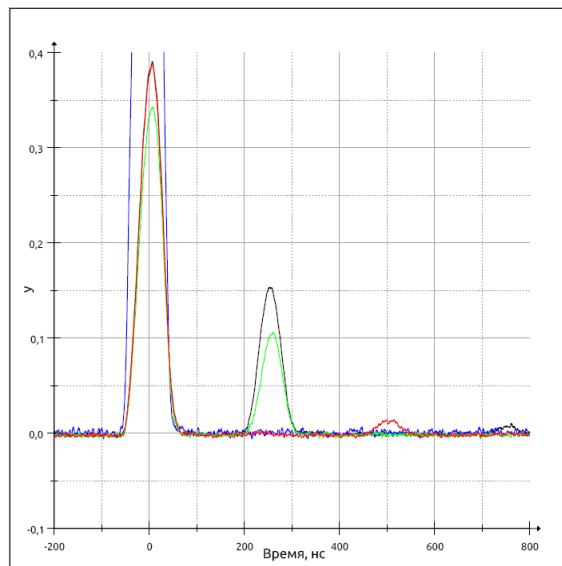


Рис. 2. Второй вариант памяти с контролируемым временем считывания. Черным показано эхо в отсутствие электрического поля (время хранения 250 нс), красным – эхо второго порядка (500 нс), когда применен правильно подобранный импульс электрического поля, зеленым – эхо в ситуации, когда импульс электрического поля дает фазу 2π для первого порядка эха

1. Heshami K. et al. Quantum memories: emerging applications and recent advances // J. Mod. Optics. 2016. Vol. 63, no. 1.
2. Lei Y. et al. Quantum Optical Memory for Entanglement Distribution // arXiv: 2304.09397. 2023.
3. Horvath S. P. et al. Noise-free on-demand atomic frequency comb quantum memory // Phys. Rev. Res. 2021. Vol. 3, no. 023099.

МЕТОДЫ ВИЗУАЛИЗАЦИИ МЕЗОМАСШТАБНЫХ И СУБМЕЗОМАСШТАБНЫХ ПРОЦЕССОВ В ОКЕАНЕ

А. А. Дидов, М. В. Будянский, М. Ю. Улейский, П. А. Файман

Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток

Основной целью исследования является разработка методики расчета и 2–3D визуализации лагранжевых карт различных индикаторов и ее применение для моделирования и анализа мезомасштабных и субмезомасштабных процессов в вихрях и на лагранжевых фронтах в океане. Актуальность изучения вихрей подтверждается теоретическими и прикладными работами (например, [1, 2]). На примере ниже представленных задач разработан пакет программ 2–3D визуализации, в основу которых входит набор программ с открытым исходным кодом Generic Mapping Tools (GMT) [3].

Первой задачей является изучение процесса деления вихря. На основе альтиметрического поля скоростей AVISO был запечатлен эпизод деления антициклонического вихря, сформировавшегося вблизи Авачинской бухты и к декабрю 2022 года сместившегося в область с координатами 52 с. ш., 160 в. д. На рис. 1 в левой части по данным альтиметрии и реанализа GLORYS12V1 показан эпизод деления антициклона, где точками обозначен модельный гидрологический разрез. Красными треугольниками отмечены центры материнского и дочернего вихрей. Красными замкнутыми кривыми даны контуры вихрей, полученные алгоритмом автоматического выявления вихрей AMEDA в поле скоростей по данным реанализа GLORYS12V1 на горизонте 110 метров. Структура вихрей в полях гидрологических характеристик (GLORYS12V1) показана в центральной части рис. 1 – вертикальные профили температуры и солености антициклонов. Модельный гидрологический разрез проведен через центры материнского и дочернего вихрей и гиперболическую точку между ними. На правой части рис. 1 показано псевдотрехмерное изображение вихрей в поле температуры. Черными линиями обозначены контуры антициклонов, полученные алгоритмом AMEDA на различных горизонтах. Вертикальными красными линиями выделены вихревые оси – линии, соединяющие центры вихрей на разных горизонтах.

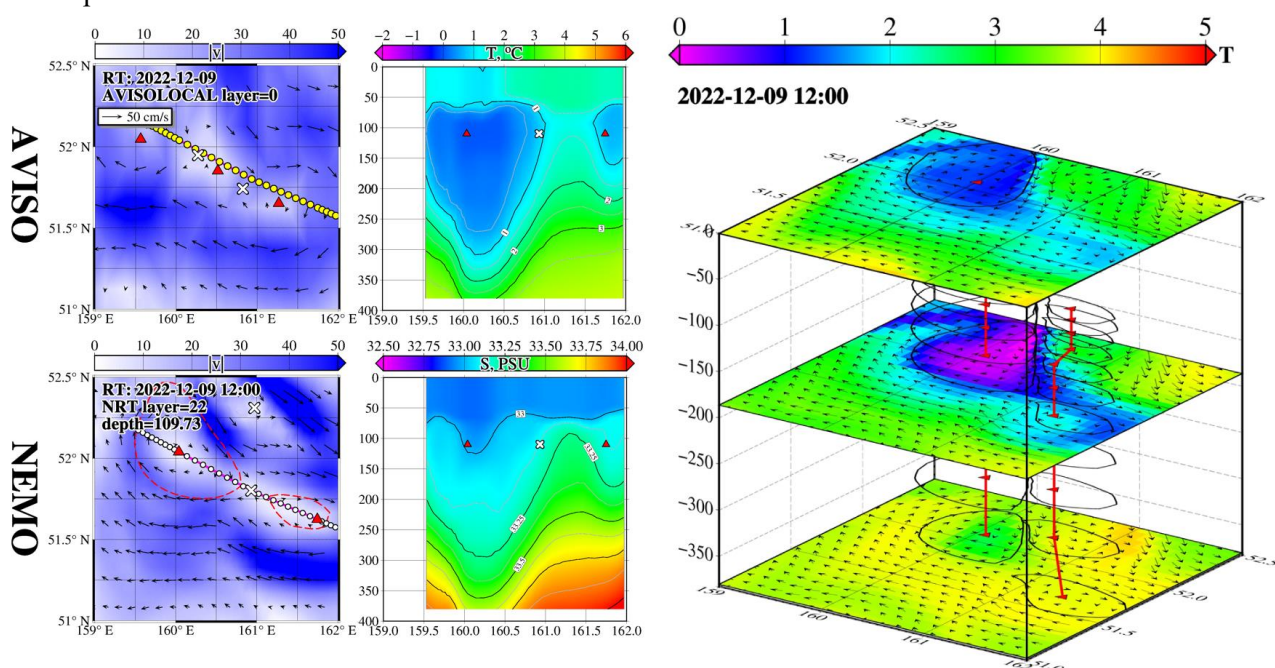


Рис. 1. Карта поля скорости течения на поверхности по данным AVISO и на горизонте 110 метров по данным реанализа GLORYS12V1 (левая колонка). Вертикальный профиль температуры и солености на основе GLORYS12V1 (центральная колонка) и псевдотрехмерное изображение вихрей (справа), где черными линиями показаны контуры вихрей, полученные алгоритмом AMEDA. Красный треугольник обозначает центр антициклонического вихря на заданном горизонте. Красные линии – вихревые оси

Вторая задача посвящена изучению динамики вод в ядре и на периферии вихря. Рассматривается долгоживущий вихрь, образовавшийся над Лофотенской котловиной. На рис. 2 представлены поля скоростей по данным реанализа GLORYS12V1 и численной модели ROMS на горизонтах 200 метров

(левая колонка) и соответствующие вертикальные профили температуры (центральная колонка). Используются ранее введенные обозначения символов для рис. 1, дополнительно треугольниками зеленого цвета показаны центры циклонических вихрей. В правой части рис. 2 показан фрагмент 3D-эволюции облака частиц, начальные координаты которых были помещены внутри вихревого ядра на горизонтах от 0 до 500 метров с шагом 100 метров. Цветом показано значение солености каждой частицы. Черными точками показаны проекции частиц на координатные плоскости.

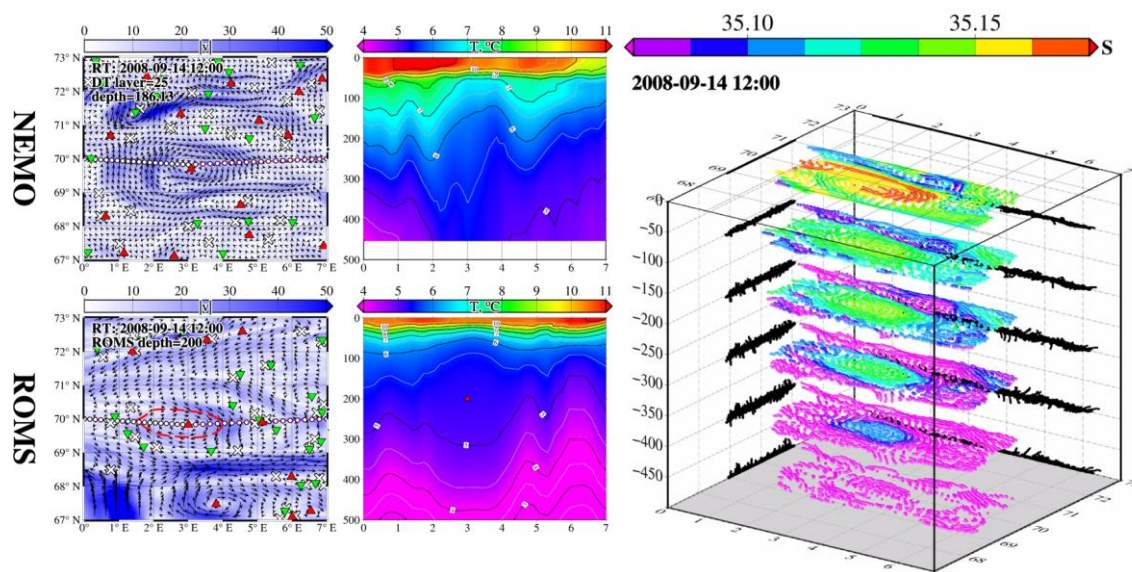


Рис. 2. Карта поля скорости течения по данным реанализа GLORYS12V1 и численной модели циркуляции вод ROMS на горизонтах 200 метров (левая колонка). Вертикальный профиль температуры на основе GLORYS12V1 и ROMS (центральная колонка) и псевдотрехмерное изображение лофотенского вихря (справа), где черными точками показаны проекции точек на соответствующую координатную плоскость. Цвет кодирует соленость

Результаты разработанной методики визуализации нашли свое применение в работах [4–6]. В работе [4] при использовании глайдерных измерений, полученных в ходе экспедиции, выполнена задача визуализации термохалинных характеристик в районе Чаунской губы, расположенной на окраине Восточно-Сибирского моря. В работе [5] рассмотрена задача визуализации динамики циклонического вихря, заполненного пресными водами, вблизи залива Посыета. В работе [6] особое внимание уделено вопросу визуализации прибрежного апвеллинга вблизи мыса Поворотный.

Работа выполнена в рамках гранта РНФ 23-17-00068 (лагранжевы фронты и вихри в дальневосточных морях России и в прилегающей части Тихого океана и их значение для биопродуктивности и рыбного промысла; рук. С. В. Пранц).

1. *Didov A. A.* Fractal structure of chaotic scattering in a simple hydrodynamic model with a point vortex embedded in a time-(quasi)periodic background flow / A. A. Didov, M. Y. Uleysky, M. V. Budyansky // *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*. 2023. Vol. 116. P. 106882.
2. *Prants S. V., Uleysky M. Yu., Budyansky M. V.* Lagrangian Oceanography: Large-scale Transport and Mixing in the Ocean. *Physics of Earth and Space Environments*. Springer, 2017.
3. *Wessel P.* Free software helps map and display data / P. Wessel, W.H.F. Smith // *Eos, Transactions American Geophysical Union*. 1991. Vol. 72, no. 41. P. 441–446.
4. *Charkin A. N.* A unique warm-water oasis in the Siberian Arctic's Chaun Bay sustained by hydrothermal groundwater discharge / A. N. Charkin, K. N. Kosobokova, E. A. Ershova, V. L. Syomin, G. D. Kolbasova, P. Yu. Semkin, A. E. Leusov, O. V. Dudarev, T. A. Gulenko, E. I. Yaroshchuk, A. M. Startsev, P. A. Fayman, V. A. Krasikov, S. A. Zverev, E. A. Bessonova, A. S. Ulyantsev, E. V. Elovsky, D. A. Yurikova, K. A. Kobayakov, O. L. Zimina, A. V. Gerasimova, P. P. Tishchenko, A. A. Didov // *Communications Earth & Environment*. 2024. Vol. 5, no. 393. P. 1–14.
5. *Fayman P. A.* Transport of the Tumen River water to the Far Eastern Marine Reserve (Posyet Bay) based on in situ, satellite data and Lagrangian modeling using ROMS current velocity output / P. A. Fayman, P. A. Salyuk, M. V. Budyansky, A. V. Burenin, A. A. Didov, N. A. Lipinskaya, V. I. Ponomarev, A. A. Udalov, Y. N. Morgunov, M. Yu. Uleysky, S. S. Shkramada, M. K. Pichugin // *Marine Pollution Bulletin*. 2023. Vol. 194. P. 115414.
6. *Fayman P. A.* Simulation and Lagrangian analysis of coastal upwelling in the northwestern East/Japan Sea / P. A. Fayman, M. V. Budyansky, I. S. Solonets, A. A. Didov, I. M. Sapogov, S. V. Prants // *Continental Shelf Research*. 2024 (in press).

ТРИДЦАТЬ ЛЕТ ПЕРВЫМ ЭКСПЕРИМЕНТАМ ПО ПЕРЕДАЧЕ РЕЧЕВЫХ И МУЗЫКАЛЬНЫХ СИГНАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИНАМИЧЕСКОГО ХАОСА

А. С. Дмитриев, А. И. Панас, С. О. Старков

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва

Идея использования динамического хаоса (ДХ) в коммуникационных системах формировалась по мере пополнения данных о хаотических колебаниях и их свойствах, особенно в радиофизических и электронных системах [1]. К концу 1980-х годов был получен критический объем знаний, свидетельствующий о перспективности применения ДХ и смежных идей нелинейной динамики.

Непосредственным импульсом, послужившим точкой отсчета для начала потока публикаций по передаче информации с помощью хаоса, явилась статья [2], в которой была показана возможность специального случая синхронизации между двумя нелинейными системами, одна из которых генерирует хаос, а другая представляет собой нелинейный согласованный фильтр. Таким образом, речь шла не о возможности синхронизации двух хаотических систем, которая была продемонстрирована ранее [3], а о получении на выходе нелинейного фильтра копии хаотического сигнала, генерируемого передатчиком. Поэтому адекватным представляется термин «хаотический синхронный отклик», предложенный в [4].

В начале 1990-х годов был предложен ряд способов передачи сигналов, содержащих полезную информацию, с использованием хаотической динамики: хаотическая маскировка (chaotic masking), переключение хаотических режимов (chaos shift keying), нелинейное подмешивание (nonlinear mixing), дуальное нелинейное преобразование (inverse systems), опережающее управление сечением Пуанкаре (predictive Poincare control modulation), частотная модуляция хаотических сигналов и др.

Часть из этих методов была проверена экспериментально на модельных сигналах, как правило синусоидальных, и полученные при этом результаты качественно подтверждали работоспособность рассмотренных методов в принципе. Однако существовали серьезные сомнения о возможности передачи через системы, использующие ДХ, сложных сигналов с малым уровнем искажений, таких как речевые и музыкальные. Основанием для таких сомнений была высокая чувствительность систем с хаосом даже к малым изменениям параметров входящих в них элементов, а также других неконтролируемых возмущений в системе передачи и канале связи. Вместе с тем отсутствие прямых экспериментов, демонстрирующих возможности и ограничения аналоговой передачи сложных сигналов с использованием хаоса, ставило под сомнение целесообразность дальнейших исследований в этом направлении. Это хорошо понимали как мы, так и наши зарубежные коллеги.

При постановке задачи прежде всего необходимо было выбрать теоретическую схему передачи аналоговых сигналов, которая в идеале могла бы передавать сложные сигналы без искажений. С этой точки зрения наиболее подходящей для наших экспериментов оказалась схема с нелинейным подмешиванием [4]. В качестве источника хаотического сигнала в схеме исходно использовался кольцевой генератор с полутора степенями свободы [5–8]. Согласно этой схеме, в кольцо обратной связи генератора на входе нелинейной системы дополнительно помещается сумматор (рис. 1), на один из входов которого поступает сигнал из кольца обратной связи (выход линейной системы), а на другой – передаваемый информационный сигнал. С выхода сумматора сигнал вводится в кольцо обратной связи генератора (вход нелинейной системы) и одновременно передается в канал связи.

Модификация передатчика в приемник осуществляется путем замены в канале обратной связи сумматора на вычитающее устройство.

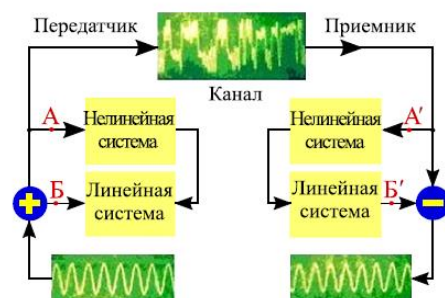


Рис. 1. Схема эксперимента

В отсутствие информационного сигнала в точке Б (на выходе линейной системы передатчика) будет присутствовать тот же сигнал, что и в точке А на входе нелинейной системы. В случае идентичности параметров элементов приемника и передатчика сигнал, приходящий из канала в приемник, преобразуясь последовательно нелинейной системе и линейной системе, сам себя воспроизводит. Или, другими словами, будет синхронен с выходным сигналом передатчика. Таким образом, в приемнике на оба входа вычитателя синхронно поступает одинаковый сигнал, обеспечивая нулевой сигнал (т. е. его отсутствие) на выходе вычитающего элемента.

Появление информационного сигнала на входе сумматора нарушает стационарность процесса в передатчике. Нетрудно увидеть, что в этом случае на выходе вычитающего устройства будет выделяться информационный сигнал.

То обстоятельство, что функционирование системы удастся объяснить без привлечения амплитудно-частотных, фазовых или других характеристик и преобразований, приводит к важному выводу: рассматриваемая система не имеет принципиальных ограничений на амплитудные и частотные свойства передаваемой информации по отношению к исходной автономной системе. Это означает возможность передачи сложного информационного сигнала (например, речевого или музыкального).

Экспериментальные исследования по передаче речевых и музыкальных сигналов проводились на макете системы, состоящей из передатчика, приемника и канала связи в виде проводной линии [9, 10]. Информационный сигнал в виде музыкального или речевого фрагмента, предварительно записанный на аудиокассете, подавался с линейного выхода магнитофона на один из входов сумматора в передатчике. Соответственно, сигнал с выхода вычитателя в приемнике воспроизводился акустической системой. Передатчик системы в автономном режиме обеспечивал генерацию хаотических колебаний в диапазоне частот 0–5 кГц. Среднее отношение амплитуд информационного сигнала и сигнала на выходе фильтра составляло 0,12–0,15.

В результате экспериментов было установлено:

1. При введении в передатчик информации сигнал на его выходе остается сложным, шумоподобным, со сплошным спектром мощности. Изрезанность спектра мощности при этом уменьшается, свидетельствуя об увеличении степени нерегулярности выходного сигнала. Срыва генерации при варьировании параметра вводимого информационного сигнала не наблюдается.

2. Сигнал на выходе приемника достаточно точно воспроизводит передаваемый информационный сигнал.

3. Информационный сигнал маскируется хаотическим сигналом, что на практике затрудняет его извлечение в канале связи.

Проведенные исследования продемонстрировали принципиальную возможность передачи сложных сигналов с использованием динамического хаоса и послужили серьезным аргументом для постановки и развития дальнейших работ в использовании этого фундаментального явления в беспроводных коммуникациях.

В докладе представлена видеопрезентация первой публичной демонстрации экспериментов на международной научной школе-конференции «Хаотические автоколебания и образование структур» (ХАОС 1994).

1. *Дмитриев А. С., Кислов В. Я.* Стохастические колебания в радиофизике и электронике / М. : Наука, 1989. 271 с.
2. *Pecora L. M., Carroll N. L.* Synchronization in chaotic systems // *Phys. Rev. Lett.* 1990. Vol. 64, no. 8. P. 821–824.
3. *Афраймович В. С., Веричев Н. И., Рабинович М. И.* Стохастическая синхронизация колебаний в диссипативных системах // *Изв. Вузов. Сер. Радиофизика.* 1986. Т. 20, № 9. С. 1050–1060.
4. *Волковский А. Р., Рульков Н. В.* Синхронный хаотический отклик нелинейной системы передачи информации с хаотической несущей // *Письма в ЖТФ.* 1993. Т. 9, № 3. С. 71–75.
5. *Дмитриев А. С., Кислов В. Я.* Стохастические колебания в автогенераторе с инерционным запаздыванием первого порядка // *Радиотехника и электроника.* 1984. Т. 29, № 12. С. 2389–2398.
6. *Дмитриев А. С., Старков С. О.* Исследование хаотической динамики кольцевого автогенератора с асимметричной характеристикой нелинейного элемента // *Радиотехника и электроника.* 1986. Т. 31, №12. С. 2396–2405.
7. *Дмитриев А. С.* Сорок лет модели кольцевого генератора Дмитриева – Кислова // *Изв. Вузов. Сер. Прикладная нелинейная динамика.* 2024. Т. 32, № 4. С. 423–427.
8. *Волковский А. Р., Рульков Н. Ф.* Применение одномерных отображений для экспериментального исследования стохастической динамики автогенератора // *Письма в ЖТФ.* 1988. Т. 14, № 16. С. 1508–1513.
9. *Дмитриев А. С., Панас А. И., Старков С. О.* Эксперименты по передаче музыкальных и речевых сигналов с использованием динамического хаоса // *Препринт ИРЭ РАН.* 1994. № 12. С. 600.
10. *Dmitriev A., Panas A., Starkov S.* Experiments on speech and music signals transmission using chaos // *Int. J. of Bifurcation and Chaos.* 1995. Vol. 5, no. 3. P. 371–376.

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН С ОСОБЫМИ СВОЙСТВАМИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Н. Д. Бухарский, Е. О. Дмитриев, Ф. А. Корнеев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Электромагнитные волны терагерцовых (ТГц) частот и методы их генерации в последние годы привлекают к себе все больше внимания, поскольку обладают особыми свойствами. ТГц-излучение может возбуждать большое количество вращательных и колебательных степеней свободы сложных молекул, в том числе органических и биомолекул, не ионизируя их. Особые свойства ТГц-излучения нашли применение во многих областях науки, таких как медицина, биология и передача информации [1]. Некоторые приложения требуют определенной структуры поляризации ТГц-волн, например, ориентирование и выравнивание молекул, детектирование дефектов в материалах, поляризационная спектроскопия и другие.

Одними из наиболее эффективных способов генерации ТГц-излучения, по всей видимости, являются схемы, использующие лазерную плазму в качестве источника электромагнитных волн. Такие источники обычно являются легко заменяемыми, хотя и разрушаются в процессе взаимодействия, но при этом генерируемое излучение не испытывает насыщения вплоть до высоких интенсивностей. Одна из используемых схем основывается на разрядном токе, генерируемом при облучении металлического провода коротким лазерным импульсом [2, 3]. Импульс тока распространяется по мишени с почти постоянной скоростью, близкой к скорости света. В таком импульсе ток сначала быстро нарастает, а затем относительно медленно спадает по величине. ТГц-излучение может быть получено как при изменении величины тока, так и при распространении импульса по проводу искривленной формы, когда частицы испытывают ускорение, направленное поперек направления движения. Таким образом, подготавливая проводящую мишень соответствующей геометрической формы, чтобы сильные разрядные токи распространялись в определенных направлениях, можно при правильном выборе параметров получить ТГц-излучение высокой интенсивности с требуемыми свойствами поляризации [4].

В данной работе рассматриваются различные геометрии проводящих мишеней в рамках численных и аналитических моделей. Демонстрируется, что ТГц-излучение с требуемыми свойствами, такими как радиальная и азимутальная поляризации или наличие орбитального момента импульса, может быть получено при облучении мишеней определенной геометрической формы [5].

1. Leitenstorfer A. et al. The 2023 terahertz science and technology roadmap // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2023. Vol. 56, no. 22. P. 223001.
2. Quinn K. et al. Laser-driven ultrafast field propagation on solid surfaces // *Physical review letters*. 2009. Vol. 102, no. 19. P. 194801.
3. Ehret M. et al. Guided electromagnetic discharge pulses driven by short intense laser pulses: Characterization and modeling // *Physics of Plasmas*. 2023. Vol. 30, no. 1.
4. Dmitriev E., Bukharskii N., Korneev P. Powerful Elliptically Polarized Terahertz Radiation from Oscillating-Laser-Driven Discharge Surface Currents // *Photonics*. MDPI. 2023. Vol. 10, no. 7. P. 803.
5. Bukharskii N., Dmitriev E., Korneev P. Playing with a fs-scale discharge current pulse for intense THz pulses for every taste. In preparation.

СУТОЧНЫЙ ХОД РЕЗОНАНСОВ ШУМАНА ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ В ПУНКТЕ ДРОЗДОВО

А. А. Долинин, Ф. Г. Сарафанов, Ю. В. Шлюгаев

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

В последнее время существенно выросло внимание к естественному электромагнитному окружению Земли и, в частности, его возможным связям с изменчивостью климата и эволюцией биосистем [1]. Одним из наиболее важных проявлений электромагнитного окружения являются т. н. шумановские резонансы [2]: собственные моды резонатора «Земля–ионосфера», возбуждаемые природными электрическими явлениями – молниями [3]. Понимание связей шумановских резонансов с крупномасштабными процессами, происходящими в атмосфере, позволит получить независимую оценку климатических изменений на Земле, что дает возможность прогнозировать климатические условия как на Земле, так и на других планетах [4]. Для решения данных задач, помимо моделирования из первых принципов, необходимо создавать, развивать и совершенствовать непрерывный мониторинг различных параметров шумановских резонансов.

Для проведения высокочувствительных измерений требуется низкий уровень постоянных шумов в крайне-низкочастотном диапазоне (от 3 до 30 Гц), связано это с очень низким уровнем мощности глобального электромагнитного окружения по сравнению с мощностью на промышленных частотах. Для непрерывных долговременных измерений была разработана схема бесперебойного малошумящего аккумуляторного питания. Для проведения эксперимента выбраны модифицированные датчики IMS-007 с установленным в них режекторным фильтром на 50 Гц. Регистрация аналоговых данных, поступающих с этих измерителей, предполагает применение высококачественных аналого-цифровых преобразователей (АЦП) разрядностью не менее 24 бит. В нашем случае была выбрана интегрированная система сбора данных (логгер) EDR 209 фирмы EarthData, предназначенная для автономной работы в полевых условиях. Для обеспечения автономности измерений реализован алгоритм автоматической выгрузки данных наблюдений из пункта регистрации на сервер, а также алгоритм отслеживания состояния системы.

Отдельную проблему представляет расположение измерительной аппаратуры в связи с существенным уровнем электромагнитных помех антропогенного происхождения. Поэтому станции измерения и мониторинга размещают вдали от промышленных зон, населенных пунктов, транспортных магистралей и линий электропередач.

Для регистрации сигналов в электромагнитном фоне диапазона крайне низких частот (КНЧ) были выбраны позиции расположения магнетометров по минимальному уровню помех на гармониках промышленной частоты (50 Гц) в поле у деревни Дроздово Городецкого района Нижегородской области.

Проведен анализ суточных данных для первого и второго шумановского резонанса, получены суточные вариации амплитуды и частоты. Частоты обоих резонансов достигают максимума в 11 часов по UTC. При анализе отчетливо различимы два максимума амплитуды для обоих резонансов. Эти максимумы достигаются в 6 и в 14 часов UTC.

Созданная система непрерывного мониторинга позволяет делать долгосрочные измерения, способствующие исследованию месячных, полугодовых и годовых вариаций шумановских резонансов, а также изучению влияния антропогенных факторов на суточную вариацию амплитуды и частоты шумановских резонансов.

1. Williams E. R. The Schumann resonance: a global tropical thermometer // Science. 1992. Vol. 256. P. 1184–1187.
2. Schumann W. O. Über die strahlungslosen Eigenschwingungen einer leitenden Kugel, die von einer Luftschicht und einer Ionosphärenhülle umgeben ist // Zeitschrift für Naturforschung A. 1952. Vol. 7, no. 2. P. 149–154.
3. Bozóki T., Sători G., Williams E., Guha A., Liu Y., Steinbach P., Leal A., Herein M., Beggan C. D., DiGangi E., Koloskov A., Kulak A., LaPierre J., Milling D. K., Mlynarczyk J., Neska A., Potapov A., Raita T., Rawat R., Sinha A. K., Yampolski Y. Day-to-day quantification of changes in global lightning activity based on Schumann resonances // J. Geophys. Res. Atmos. 2023. Vol. 128, no. 11, e2023JD038557.
4. Nickolaenko A., Hayakawa M. Schumann Resonance for Tyros // Springer Geophysics. Tokyo:Springer, 2014. 348 p.

ИНТЕГРИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА В СЛУЧАЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ

С. В. Дремов¹, Д. И. Качулин^{2,1}, А. И. Дьяченко^{3,1}

¹Сколковский институт науки и технологий, Москва

²Новосибирский государственный университет

³Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черногловка

Нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) встречается во многих приложениях современной нелинейной физики, оно является интегрируемым и гамильтоновым. В работе представлен взгляд на интегрируемость этого уравнения с точки зрения гамильтонова формализма. В частности, представлено каноническое преобразование, позволяющее свести НУШ к линейному уравнению при рассмотрении периодических граничных условий. В качестве практического примера рассмотрены сигналы, передаваемые по оптоволокну, а также представлены результаты численного моделирования процесса их передачи и восстановления с помощью канонического преобразования. Также рассмотрены модификации этих процессов, учитывающие накачку и затухание сигналов.

ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩЕЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО ВОДНОГО СЛОЯ, НАСЫЩЕННОГО МИКРОПУЗЫРЬКАМИ

О. А. Дружинин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Физические механизмы мелкомасштабных процессов обмена, происходящих вблизи границы раздела между атмосферой и гидросферой, играют определяющую роль в формировании потоков импульса, тепла и массы, параметризация которых является ключевой задачей крупномасштабных прогностических моделей. Одним из многих важных факторов, которые необходимо учитывать в моделях обмена, является наличие в приповерхностном водном слое воздушных (газовых) пузырьков. Основным источником воздушных пузырьков в приповерхностном водном слое являются обрушающиеся (и микро-обрушающиеся) поверхностные волны [1]. Источником газовых пузырьков, активно изучаемым в последнее время, являются донные выбросы метана (см., например, [2]). Лабораторные и натурные наблюдения [3, 4] и численные эксперименты [5] показывают, что мелкие (микро-) пузырьки (с диаметром $d \sim 100$ мкм) дают основной вклад в объемную долю воздушной фазы и типичное распределение по диаметрам пузырьковой взвеси. Наблюдения показывают, что объемная доля микропузырьков в верхнем слое океана может быть значительной (до 10^{-5}) даже при относительно слабом ветре (до нескольких м/с), что обуславливает их существенное влияние на процессы газообмена между атмосферой и гидросферой, продукцию морского аэрозоля и распространение звука.

Лабораторные и, тем более, натурные измерения в пузырьковых жидкостях весьма трудоемки, характеризуются значительными погрешностями. Альтернативу представляют численные методы. В докладе обсуждаются методы численного моделирования и исследуется динамика приповерхностного водного слоя, насыщенного воздушными пузырьками, в присутствии стационарной поверхностной волны. Численная модель основана на решении трехмерных, отфильтрованных по подсеточным флуктуациям уравнений движения водной фазы в эйлеровой формулировке и лагранжевых уравнений движения отдельных пузырьков. Для замыкания подсеточных напряжений в уравнении для скорости воды используется концепция турбулентной вязкости, где кинетическая энергия неразрешаемых расчетной сеткой пульсаций определяется решением прогностического уравнения. С целью верификации модели результаты сравниваются с результатами прямого численного интегрирования полных уравнений динамики несущей и дисперсной фаз [6]. Диаметры пузырьков рассматриваются в интервале от 200 до 400 микрон, что позволяет пренебречь их деформацией. Предложены параметризации вертикального и горизонтального потоков концентрации воздушной фазы.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 24-27-00216 (разработка численных алгоритмов, обработка и теоретический анализ результатов). Численные расчеты выполнены на кластере ИПФ РАН (тема госзадания № FFUF-2022-0005).

1. *Thorpe S. A.* Dynamical processes of transfer at the sea surface // *Progress in Oceanography*. 1995. Vol. 35. P. 315–352.
2. *Steinbach J.* Source apportionment of methane escaping the subsea permafrost system in the outer Eurasian Arctic Shelf / *J. Steinbach, H. Holmstrand, K. Shcherbakova, D. Kosmach, V. Brüchert, N. Shakhova, A. Salyuk, C. J. Sapart, D. Chernykh, R. Noormets, I. Semiletov, Ö. Gustafsson* // *PNAS*. 2021. Vol. 118, no. 10. P. e2019672118.
3. *Kolovaev P. A.* Investigation of the concentration and statistical size distribution of wind-produced bubbles in the near surface ocean layer // *Oceanology*. 1976. Vol. 15. P. 659–661.
4. *Johnson B. D.* Bubble populations and spectra in coastal waters / *B. D. Johnson, R. C. Cooke* // *J. Geophys. Res.* 1979. Vol. 84. P. 3761–3766.
5. *Deike L.* Air entrainment and bubble statistics in breaking waves / *L. Deike, W. K. Melville, S. Popinet* // *J. Fluid Mech.* 2016. Vol. 801. P. 91–129.
6. *Druzhinin O. A.* Numerical simulation of microbubbles dispersion by surface waves / *O. A. Druzhinin, W.-T. Tsai* // *Algorithms*. 2022. Vol. 15. P. 110.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВЕЙБЕЛЕВСКОГО ТИПА В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ. АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ КВАЗИНЕЛИНЕЙНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Н. А. Емельянов, Вл. В. Кочаровский

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Неустойчивости вейбелевского типа, связанные с наличием анизотропии в распределении частиц по скоростям, свойственны сильно неравновесной плазме [1, 2]. Их развитие приводит к спонтанному росту хаотических магнитных полей, влияющих на движение частиц и на ход кинетических и динамических процессов в астрофизической и лабораторной плазме. В космических условиях появление турбулентных, обычно мелкомасштабных, магнитных полей в результате развития кинетических неустойчивостей может изменять крупномасштабные структуры в плазме, формировать бесстолкновительные ударные волны, ускорять частицы, инициировать другие неустойчивости. В частности, неустойчивости вейбелевского типа могут в значительной мере ограничивать величину анизотропии функции распределения частиц по скоростям в солнечном и звездном ветре.

На линейной стадии развитие неустойчивостей определяется дисперсионным уравнением, задающим зависимость мнимой и действительной частей частоты от действительного волнового вектора. Важными характеристиками подобной неустойчивости являются значение максимального инкремента γ , отвечающее ему значение волнового числа k_{opt} , диапазон волновых чисел неустойчивых гармоник (k_{min}, k_{max}), пороговые значения параметров плазмы. Исследованию этих величин для неустойчивостей вейбелевского типа, в том числе в магнитоактивной плазме, посвящено большое количество работ (например, [3–5]). Также существует ряд работ, рассматривающих влияние столкновений (кулоновского типа) на развитие вейбелевской неустойчивости (например, [6, 7]). Однако, согласно работе [8] для бимаксвелловского распределения, совместный учет обоих факторов может существенно менять инкремент как функцию волнового числа (рис. 1 и 2) и изменять пороговое значение параметра анизотропии $A = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} - 1$, допускающего неустойчивость (рис. 3).

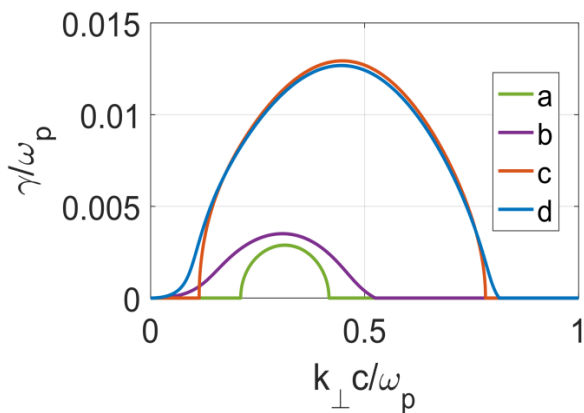


Рис. 1. Типичная зависимость инкремента от волнового числа при значениях параметров $\frac{u_{\perp}}{c} = 0,1$, $\frac{\omega_H}{\omega_p} = 0,01$, $A = 0,3$ (кривые *a*, *b*), $A = 0,7$ (кривые *c*, *d*), $\frac{\bar{v}}{\omega_p} = 0$ (бесстолкновительное приближение) (кривые *a*, *c*), $\frac{\bar{v}}{\omega_p} = 10^{-3}$ (кривые *b*, *d*). Использована нормировка на электронную плазменную частоту ω_p

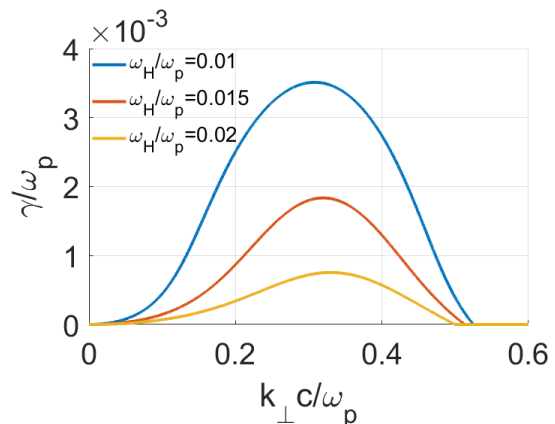


Рис. 2. Зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа для слабостолкновительной плазмы при значениях внешнего магнитного поля, больших подавляющего неустойчивость для ортогональных ему волновых векторов в бесстолкновительном приближении [5], и при заданных значениях параметров $\frac{u_{\perp}}{c} = 0,1$, $A = 0,3$, $\frac{\bar{v}}{\omega_p} = 10^{-3}$ (в нормировке использована скорость света в вакууме *c*)

Качественно полученный результат может быть интерпретирован следующим образом: в отсутствие каких-либо столкновений внешнее магнитное поле замагничивает электроны, искривляя их движение и не давая им собираться в токовые филаменты, тем самым подавляя неустойчивость, тогда как наличие даже слабых столкновений приводит к размагничиванию электронов, способствуя появлению неустойчивых гармоник, соответствующих крупномасштабным структурам с размерами больше гирорадиуса теплового электрона r_H во внешнем магнитном поле, для которых $kr_H \ll 1$.

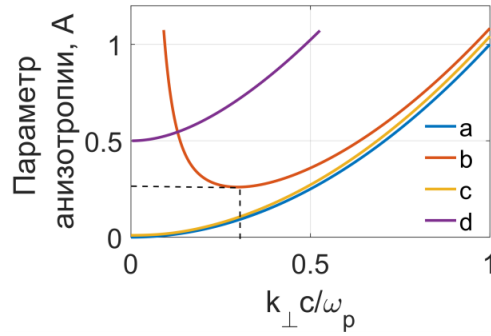


Рис. 3. Зависимость порогового значения параметра анизотропии A от волнового числа при $\frac{u_{\perp}}{c} = 0,1$, определяемая условием $\gamma = 0$: а) без магнитного поля и столкновений, б) при внешнем магнитном поле $\frac{\omega_H}{\omega_p} = 0,01$ без столкновений (пунктиром показан абсолютный порог), в) с) и d) с учетом обоих факторов при $\bar{v} \rightarrow 0$ и $\frac{\bar{v}}{\omega_p} = 0,07$ соответственно

Хотя даже очень малые частоты столкновений \bar{v} приводят к линейному росту гармоник с малыми волновыми числами ($kr_H \ll 1$), соответствующие инкременты оказываются довольно малыми ($\gamma \leq \bar{v}$), а следовательно, при не слишком сильных внешних полях развитие неустойчивости будет по-прежнему определяться гармониками с большими волновыми числами ($kr_H \gg 1$), для которых величины инкрементов остаются много больше частоты столкновений. Тем не менее формирование мелкомасштабных турбулентных магнитных полей приводит к рассеиванию частиц и изменению транспортных характеристик плазмы (например, электро- и теплопроводности), т. е. такие рассеяния можно рассматривать как эффективные (аномальные) столкновения с частотой столкновения, по порядку величины, определяемой формулой (1)

$$\bar{v}_{eff} \sim \frac{e^2 \langle B^2 \rangle \lambda_{corr}}{m^2 c^2 u_{th}}, \quad (1)$$

где e и m – заряд и масса электрона, u_{th} – его тепловая скорость, $\langle B^2 \rangle$ – среднее квадратичное значение турбулентного магнитного поля, λ_{corr} – корреляционная длина магнитных флуктуаций.

Таким образом, представляется возможным учет подобных нелинейных эффектов развития неустойчивости путем введения аномальных столкновений при рассмотрении фактически линейной стадии неустойчивости, т. е. по существу в квазилинейном приближении. Подобный подход применялся в работе [9] для случая холодной плазмы без внешнего магнитного поля. В силу вышесказанного, использование указанного приближения представляет особый интерес для магнитоактивной плазмы, где нелинейное развитие неустойчивости крупномасштабных гармоник ($kr_H \ll 1$) может определяться аномальными столкновениями при рассеянии частиц на магнитной турбулентности, вызванной неустойчивостью мелкомасштабных гармоник ($kr_H \gg 1$). Настоящая работа посвящена аналитическому исследованию такого рода квазилинейных эффектов.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 24-12-00457.

1. Weibel E. S. Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma Due to an Anisotropic Velocity Distribution // *Physical Review Letters*. 1959. Vol. 2, no. 3. P. 83–84.
2. Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В., Мартыанов В. Ю., Тарасов С. В. Аналитическая теория самосогласованных токовых структур в бесстолкновительной плазме // *УФН*. 2016. Т. 186, № 12. С. 1267–1314.
3. Hamasaki Seishi. Electromagnetic Microinstabilities of Plasmas in a Uniform Magnetic Induction // *The Physics of Fluids*. 1968. Vol. 11, no. 12. 1 Dec. P. 2724–27.
4. Ibscher D., Lazar M. and Schlickeiser R. On the Existence of Weibel Instability in a Magnetized Plasma. II. Perpendicular Wave Propagation: The Ordinary Mode // *Physics of Plasmas*. 2012. Vol. 19, no. 7. 1 July. P. 072116.
5. Emelyanov N. A., Kocharovsky V. V. Weibel Instability in the Presence of an External Magnetic Field: Analytical Results // *Radiophys. Quantum El.* 2024. Vol. 66. P. 664–678.
6. Wallace J. M. and Epperlein E. M. Weibel Instability with Constant Driving Source // *Physics of Fluids B: Plasma Physics*. 1991. Vol. 3, no. 7. 1 July. P. 1579–86.
7. Mahdavi M. and Khanzadeh H. Collisional Effect on the Weibel Instability with the Bi-Maxwellian Distribution Function // *Physics of Plasmas*. 2013. Vol. 20, no. 5. 1 May. P. 052114.
8. Emelyanov N. A., Kocharovsky V. V. Collisional Mechanism of Expanding Wavenumbers Range of Weibel-Type Instability in Magnetoactive Plasma // *Plasma Phys. Rep.* 2024. Vol. 50. P. 199–205.
9. Medvedev M. V. Quasi-nonlinear approach to the Weibel instability, [arXiv:1705.03169](https://arxiv.org/abs/1705.03169) [astro-ph.HE].

СИНХРОНИЗАЦИЯ И СМЕШАННАЯ ДИНАМИКА В КОЭВОЛЮЦИОННЫХ АНСАМБЛЯХ КУРАМОТО С СИМПЛЕКСНЫМИ СВЯЗЯМИ

А. А. Емельянова¹, В. И. Некоркин^{1,2}

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

В последнее время возник большой интерес, в значительной степени стимулированный проблемами построения систем машинного обучения и искусственного интеллекта, к построению новых моделей, которые могли бы воспроизводить сложную структурную организацию и пластичность (адаптивность) реальных нейронных сетей. В докладе будут представлены эффекты синхронизации и хаотической динамики в ансамблях осцилляторов Курамото с адаптивными симплексными межэлементными связями. Концепция симплексных связей, или взаимодействий высокого порядка [1], появилась сравнительно недавно. Поясним на уровне физической строгости, что симплекс – это n -мерный многогранник, имеющий $(n + 1)$ вершин, не лежащих в одной $(n - 1)$ -мерной плоскости. Применительно к ансамблям Курамото, вершинам симплексов соответствуют фазы взаимодействующих осцилляторов. Например, симплексу с $n = 1$ соответствует отрезок, и динамика ансамбля зависит от разности фаз каждых таких пар осцилляторов. При $n = 2$ симплекс представляет собой треугольник, и связи представляют собой функции от линейной комбинации фаз трех осцилляторов, а при $n = 3$ – тетраэдр и т. д. Примерами систем с симплексными соединениями при $n \geq 2$ являются сети мозга, сети взаимодействующих белков, ансамбли электрохимических осцилляторов и др. Несмотря на активное развитие этой области нелинейной динамики, в настоящее время очень мало работ, касающихся исследований симплексных связей в сложных сетях, в которых коллективная динамика формируется в результате взаимной эволюции состояний элементов и связей между ними. Это так называемые коэволюционные (адаптивные) сети [2, 3].

В докладе продемонстрировано, что наличие одновременно симплексных и адаптивных связей в ансамблях Курамото приводит к возникновению новых эффектов в области синхронизации и динамического хаоса. Выделены условия на параметры функции адаптации, при которых ансамбли Курамото демонстрируют синхронизацию как в случае симплексных связей первого порядка, так и в случае симплексных связей второго порядка. Впервые показано, что процесс разрушения синхронных режимов в коэволюционных сетях осцилляторов Курамото при изменении параметра, характеризующего правило адаптации, происходит иерархически. При этом в случае симплексных связей первого порядка разрушение происходит через состояния частичной синхронизации, а в случае симплексных связей второго порядка имеет место резкий скачкообразный переход к асинхронному режиму. Показано, что в коэволюционном ансамбле осцилляторов Курамото с симплексными связями второго порядка существует третий тип хаоса – смешанная динамика [4], свойства которой отличаются от случая симплексных связей первого порядка. Продемонстрировано, что ансамбли Курамото с адаптивными симплексными связями первого и второго порядков можно рассматривать как модели спайковых нейронных сетей. При этом в случае смешанной динамики ансамбль осцилляторов Курамото воспроизводит сложные спайковые последовательности, которые не могут быть реализованы в рамках хаотической диссипативной динамики. Показано, что установленные свойства коэволюционных ансамблей осцилляторов Курамото с симплексными связями первого и второго порядков позволяют описать возможные механизмы ряда сложных явлений в нейродинамике.

Работа выполнена в рамках проекта РФФ № 24-12-00245.

1. *Voccaletti S., De Lellis P., del Genio C. I., Alfaro-Bittner K., Criado R., Jalan S., and Romance M.* The structure and dynamics of networks with higher order interactions // *Physics Reports*. 2023. Vol. 1018. P. 1–64.
2. *Масленников О. В., Некоркин В. И.* Адаптивные динамические сети // *Успехи физических наук (УФН)*. 2017. Т. 187, № 7. С. 745–756.
3. *Berner R., Gross T., Kuehn C., Kurths J., and Yanchuk S.* Adaptive dynamical networks // *Physics Reports*. 2023. Vol. 1031. P. 1–59.
4. *Гонченко С. В., Тураев Д. В.* О трех типах динамики и понятии аттрактора // *Труды математического института им. В. А. Стеклова*. 2017. Т. 297. С. 133–157.
5. *Emelianova A. A., Nekorkin V. I.* Adaptation rules inducing synchronization of heterogeneous Kuramoto oscillator network with triadic couplings // *Chaos*. 2024. Vol. 34, no. 2. P. 023112.
6. *Emelianova A. A., Nekorkin V. I.* The third type of chaos in a system of adaptively coupled phase oscillators with higher-order interactions // *Mathematics*. 2023. Vol. 11, no. 19. P. 4024.

РЕАЛИЗАЦИЯ БЛОКА ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ СЕТИ ИМПУЛЬСНО СВЯЗАННЫХ ХИМИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

А. А. Ефимов, И. С. Проскуркин, А. И. Лаврова

Центр нелинейной химии БФУ им. И. Канта, Калининград

Неизбежно растущий интерес исследователей к возможности воспроизведения работы мозга в искусственных нейронных сетях делает сети связанных осцилляторов все более привлекательными для модельного изучения [1]. Среди известных моделей нейроподобных сетей можно выделить сети химических осцилляторов, основанных на протекании автокаталитической реакции Белоусова – Жаботинского (БЖ). Следуя правилам построения нейросетевой архитектуры живых систем, с помощью сетей БЖ-осцилляторов были созданы такие динамические функциональные блоки, как Центральный генератор ритмов (ЦГР) [2, 3], приемник внешних сигналов (антенна), декодер (или ридер), блок принятия решений [4]. В настоящей работе представлен новый блок, необходимый для экспериментального моделирования когнитивных процессов, а именно блок памяти. В этом блоке реализованы адаптированные нами для сетей химических осцилляторов правила Хебба [5, 6], составляющие основу механизма синаптической пластичности, ответственного за обучение и память.

Для того, чтобы наша сеть обладала таким свойством как память, мы воспользовались наличием нескольких мод (или режимов) в сети при одних и тех же параметрах связи. Для исследования была построена сеть из 4 импульсно связанных по кругу почти идентичных БЖ-осцилляторов с ингибиторной связью (рис. 1, а), обладающая биритмичностью. При увеличении (или уменьшении) силы связи $C_{n,n+1}$ (для $n = 1, 2, 3, 4$, при условии, что $n+1 = 1$ для $n = 4$) между осцилляторами происходит переключение сети из одного режима в другой, а при возвращении к исходному значению $C_{n,n+1}$ последний режим будет сохраняться, что говорит о наличии петли гистерезиса, как раз необходимого для создания памяти.

Опишем принципиальную работу нашей сети на примере фрагмента, ограниченного осцилляторами #1–#2. Для возможности регулировать силу связи $C_{1,2}$ между осцилляторами мы вносим в сеть некий «химический синапс C_{12} », управляемый по правилам Хебба [6]. Вспомогательные возбудимые ячейки #5 и #6 генерируют спайки благодаря активаторным импульсам, приходящим от осцилляторов #1 и #2 с одинаковой временной задержкой. Взаимная ингибиторная связь ячеек #5 и #6 (зеленые стрелочки на рис. 1, а) делает возможным сделать одну из ячеек неактивной на некоторое время при возникновении спайка в другой ячейке. Импульсы, приходящие от возбудимых ячеек #5 или #6 на синапс « C_{12} », в свою очередь влияют на увеличение или уменьшение силы связи $C_{1,2}$ соответственно. Таким образом, в сети реализуется синаптическая пластичность, отвечающая следующему правилу: если спайк в осцилляторе #1 возник раньше, чем в осцилляторе #2, то связь между ними усиливается, если наоборот, то уменьшается. Однако, если между спайками довольно большая разница фаз, то $C_{1,2}$ в сети может меняться в режиме меандра, бесконечно приближаясь к некоторому среднему значению. Остальные пары ячеек сети связаны соответствующим образом, как и пара #1–#2. Управляя извне активностью вспомогательных ячеек, мы можем устанавливать внешнее воздействие, которое наша сеть должна запомнить, изменяя свой режим и сохраняя его.

Для экспериментальной реализации блока памяти мы использовали 4 БЖ-микроосциллятора со светочувствительным катализатором. Связь между осцилляторами осуществляется с помощью импульсов света, подавляющего ход реакции. Для регистрации спайков и управления импульсными связями была создана программа на языке программирования LabVIEW, которая позволяет с помощью проектора проецировать на микрореакторы световую динамическую маску, устанавливать временные задержки и значения силы связи. В этой же программе были реализованы виртуальные вспомогательные ячейки и «химические синапсы $C_{n,n+1}$ ». Концентрации БЖ-раствора: $[MA] = 0,4$ М, $[H_2SO_4] = 0,08$ М, $[NaBrO_3] = 0,3$ М, $[ferroin] = 3$ мМ, $[Ru(bpy)^{2+}_3] = 1,2$ мМ.

Для выбранной временной задержки $\tau_d = 5$ с и диапазона силы связи $C_{n,n+1} = 6,02 \cdot 10^{-6} \div 7,8 \times 10^{-4}$ М/с в представленной сети была обнаружена биритмичность, а именно наличие двух режимов: AP (антифаза) и WR (обратный шаг) (рис. 1, б). Искусственно управляя активностью вспомогательных ячеек, отвечающих за настройку силы связи $C_{n,n+1}$, мы выводили систему за указанные пределы сосуществования двух режимов, что вынуждало сеть перейти в другой режим, который далее сохранялся при обратном возвращении системы в диапазон существования биритмичности.

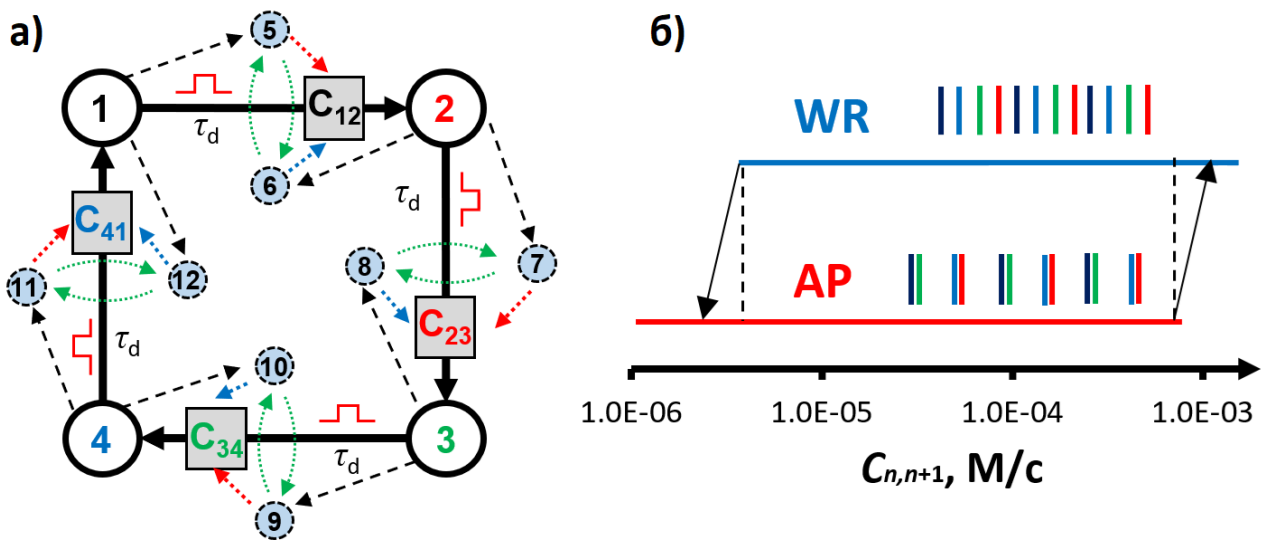


Рис. 1. Сеть из четырех химических осцилляторов (а), связанных ингибиторной импульсной связью с использованием «химических синапсов» и вспомогательных возбудимых ячеек; τ_d – временная задержка между моментом спайка в осцилляторе #n и приходом ингибиторного импульса от него на осциллятор #n+1. Пунктирными стрелками показаны импульсные связи, необходимые для регуляции синапсов по правилам Хебба. Диаграмма перехода сети из одного режима в другой (б) в зависимости от силы ингибиторной связи между осцилляторами $C_{n,n+1}$

Таким образом, был успешно протестирован блок памяти, основанный на работе сети из четырех импульсно связанных БЖ-осцилляторов с самонастраивающимися связями, реализованными по правилам Хебба. В ответ на внешнее событие (управление вспомогательными ячейками) сеть способна в автоматическом режиме производить переход из одного устойчивого режима в другой. В ходе экспериментов было реализовано два переключения: из WR в AP и из AP в WR.

Это исследование получило финансовую поддержку из гранта № 24-11-00347 Российского научного фонда.

1. Mersing D., Tyler S. A., Ponboonjaroenchai B., Tinsley M. R. and Showalter K. Novel modes of synchronization in star networks of coupled chemical oscillators // *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. 2021. Vol. 31, no. 9.
2. Litschel T., Norton M. M., Tserunyan V. and Fraden S. Engineering reaction–diffusion networks with properties of neural tissue // *Lab on a Chip*. 2018. Vol. 18, no. 5. P. 714–722.
3. Hunter I., Norton M. M., Chen B., Simonetti C., Moustaka M. E., Touboul J. and Fraden S. Pattern formation in a four-ring reaction-diffusion network with heterogeneity // *Physical Review E*. 2022. Vol. 105, no. 2. P. 024310.
4. Proskurkin I. S., Smelov P. S. and Vanag V. K. Experimental verification of an opto-chemical “neurocomputer” // *Physical Chemistry Chemical Physics*. 2020. Vol. 22, no. 34. P. 19 359–19 367.
5. Widrow B. Hebbian learning // *Cybernetics 2.0: A General Theory of Adaptivity and Homeostasis in the Brain and in the Body*. Springer, 2022. P. 11–22.
6. Vanag V. K. Plasticity in networks of active chemical cells with pulse coupling // *Chaos*. 2022. Vol. 32, no. 12. P. 123108.

О ПОНЯТИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ИНТЕГРИРУЕМОСТИ ДИСКРЕТНОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Л. С. Ефремова

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
Московский физико-технический институт, Долгопрудный

Введено понятие геометрической интегрируемости дискретной динамической системы. Установлены основные свойства такого рода систем, доказаны критерии их различения. Рассмотрен пример геометрически интегрируемой дискретной динамической системы на компактном двумерном цилиндре, допускающей глобальный аттрактор с множеством точек ветвления мощности континуум.

Исследование поддержано Российским научным фондом (проект № 24-21-00242), <https://rscf.ru/en/project/24-21-00242/>.

1. *Efremova L. S.* Introduction to completely geometrically integrable maps in high dimensions // *Mathematics*. 2023. Vol. 11. P. 926.
2. *Efremova L. S.* Ramified continua as global attractors of C^1 -smooth self-maps of a cylinder close to skew products // *JDEA*, Special Issue “Lozi, Henon and other chaotic attractors. Theory and applications”. 2023. Vol. 28, no. 9–12. P. 1244–1274.

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ГИРОТРОНОВ

В. Е. Запевалов

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Гиротрон – вакуумный электронный прибор, основанный на синхронном взаимодействии винтового электронного пучка (ВЭП) и электромагнитной волны в условиях циклотронного резонанса [1–4]. Типичная конфигурация резонатора и структура ВЧ-поля показаны на рис. 1, *а*, а система формирования активной среды – винтового электронного пучка (ВЭП) – электронно-оптическая система (ЭОС) на рис. 1, *б*.

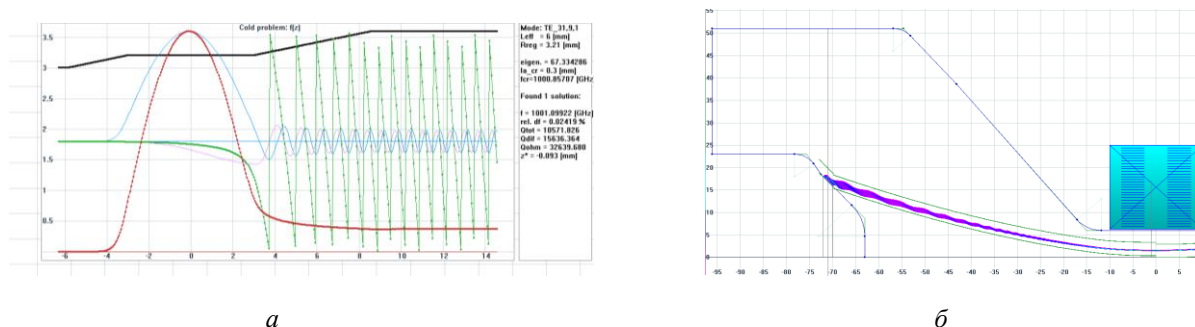


Рис. 1. Профиль резонатора (*а*), ЭОС гиротрона (*б*)

За минувшие годы созданы мощные высокоэффективные гиротроны мм- и субмм-диапазонов [1–4] и сформировался ряд научных направлений, развитие которых обусловлено наличием этих источников [3–5]. Высокая сверхразмерность пространства взаимодействия мод с активной средой делает гиротрон сложным объектом нелинейной динамики, для анализа которого развиваются специальные методы [6]. Для ряда приложений нужны повышение частоты и мощности гиротронов, но сложность задачи обостряется техническими возможностями современных магнитных систем [3, 4, 7, 8], проблемой конкуренции мод и омических потерь, особенно в гиротронах, работающих на гармониках циклотронной частоты [2, 3]. В процессе разработки гироприборов и гиротронных комплексов требуется учет как физических факторов (конкуренция мод, омические потери и др.), так и конструктивных особенностей основных подсистем.

Среди основных приложений гиротронов, работающих в непрерывном режиме в стационарном магнитном поле, воздействие на плазму в установках УТС (токамаки, стеллараторы и др.), спектроскопические приложения (ДПЯ ЯМР, нелинейная спектроскопия и др.). Эти приложения основаны на резонансном воздействии на объект, и есть устойчивая тенденция к повышению рабочих частот.

Успешное многолетнее использование гиротронов для УТС привело к разработке ЭЦР-комплексов нового поколения для токамака ITER и стелларатора W-7X. Рабочие частоты гиротронов при этом потребовалось увеличить до 140 и 170 ГГц, а для будущего DEMO необходимо нарастить до 230–250 ГГц, при сохранении мощности единичного гиротрона на уровне 1 МВт в непрерывном режиме. Для работы всех этих гиротронов необходимы соответствующие криомагниты с величиной магнитного поля от 5 до 10 Тл и проходным отверстием от 160 до 240 мм, как правило «сухие» (т. е. без сжиженных газов). Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что после вывода в стационарный режим генерация на рабочей моде гиротрона остается устойчивой, подавляя конкурирующие моды в результате нелинейных эффектов. Расчеты множества вариантов таких гиротронов с частотой до 300 ГГц и могут быть перемасштабированы на другие частоты.

Использование десятков гиротронов в составе ЭЦ-комплексов выдвигает ряд специфических задач, связанных с разработкой эффективных сценариев включения, повышением надежности, защиты при пробоях и восстановления работоспособности после пробоя. Сейчас эти задачи решаются для одиночных гиротронов в «ручном режиме», на основе эмпирических рекомендаций, но в больших системах это должно быть автоматизировано с использованием специальных алгоритмов с учетом четкой физической картины процессов. Дополнительные требования возникают при решении задач по управлению параметрами плазмы, например, подавление неустойчивостей. В этом случае требуется амплитудная модуляция излучения гиротрона или изменение рабочей частоты, что может вызвать

резкое повышение нагрузки на элементы гиротрона и кардинально меняет задачу оптимизации системы. Анализ переходных процессов в системе многомодовый резонатор – винтовой электронный пучок в этом случае требует учета множества факторов: неоднородность эмиссии, пространственный заряд пучка и его ионная компенсация, термомеханические эффекты электродинамической системы и т. д.

Кроме системы пучок-резонатор в гиротроне есть и другие подсистемы, где анализ динамических и стохастических эффектов является крайне актуальным. Прежде всего это область электронной пушки, где возможно возбуждение паразитных колебаний дециметрового и метрового диапазона большой (киловаттного уровня) мощности [3]. Помимо того, что эти колебания существенно снижают эффективность гиротрона, они и сами по себе способны оказывать воздействие на близкую и довольно удаленную электронную аппаратуру. Следует отметить, что иногда эти паразитные явления возникают по мере эксплуатации гиротрона или после пробоя и могут быть ослаблены специальной тренировкой лампы.

Динамическая поляризация ядер (ДПЯ) позволяет резко повысить чувствительность ЯМР-спектрометров. Требуемая мощность гиротронов порядка 40–100 Вт, но требуется высокая стабильность параметров и конкретные рабочие частоты. Основной производитель гиротронных комплексов для ДПЯ фирма Брукер (Bruker) в кооперации с СиПиАй (CPI), США, которая выпустила более 20 установок за последние годы с частотами от 0,26 до 0,59 ТГц. В ИПФ РАН также были разработаны установки такого назначения [7]. В плане повышения рабочих частот и расширения диапазона перестройки для спектроскопических приложений и диагностики плазмы представляются перспективными многоствольные гиротроны, в которых высокая степень селекции подобна гиротронам с большой орбитой, но магнитная система заметно проще [9]. Продвижение к более высоким частотам источников излучения для ДПЯ продолжается. Кроме того, в последнее время возникает запрос на формирование сигналов сложной формы, в том числе импульсных с управляемой фазой. Это стимулирует исследование переходных процессов в таких источниках, разработку не только автономных, но и синхронизованных генераторов и широкополосных усилителей.

Таким образом, рассмотрены проблемы нелинейной динамики гиротронов и некоторые перспективные подходы к их решению с точки зрения повышения частоты, мощности, эффективности и надежности в плане долговременной работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта ИПФ РАН № FFUF-2022-0007.

1. *Nusinovich G. S., Thumm M., Petelin M. I.* The Gyrotron at 50: Historical Overview. *J. Infrared Mm THz Waves* 2014. Vol. 35. P. 325–381.
2. *Nusinovich G. S.* Introduction to the Physics of Gyrotrons. Baltimore: The Johns Hopkins University Press, 2004.
3. *Tsimring Sh. E.* Electron beams and microwave vacuum electronics, John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2007.
4. *Thumm M.* State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers. KIT Scientific Publishing, 2018.
5. *Applications of High-Power Microwaves.* ed. By *A. V. Gaponov-Grekhov and V. L. Granatstein*, Artech House, Norwood, MA, 1994.
6. *Семенов Е. С., Завалов В. Е., Зуев А. С.* Methods for Simulation the Nonlinear Dynamics of Gyrotrons. *Communications in Computer and Information Science*. 2021. Vol. 1413. P. 49–62 10.1007/978-3-030-78759-2
7. *Glyavin M. Yu, Sabchevski S., Idehara T. et al.* Novel and Emerging Applications of the Gyrotrons Worldwide: Current Status and Prospects. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2021. Vol. 42. P. 1–27.
8. *Монтгомери Д. Б.* Получение сильных магнитных полей: с помощью соленоидов. Изд-во «Мир», 1972.
9. *Завалов В. Е., Зуев А. С., Куфтин А. Н.* Многоствольные гиротроны. *Изв. вузов. Радиофизика*, 2020. Т. 63, № 2. С. 105–114. 10.1007/s11141-020-10038-8

ЧИРПИРОВАННЫЕ ВОЛОКОННЫЕ БРЭГГОВСКИЕ РЕШЕТКИ, ЗАПИСАННЫЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРОМ В АКТИВНОМ ВОЛОКНЕ, ЛЕГИРОВАННОМ ИТТЕРБИЕМ, ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРА, КОМПЕНСАЦИИ ПОТЕРЬ И ЭФФЕКТИВНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В СРА-СХЕМЕ

*А. Е. Запрядлов¹, М. Ю. Контев¹, А. А. Вольф², Д. С. Липатов³, М. Е. Лихачев⁴,
С. В. Муравьев¹, А. В. Ким¹*

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск

³Институт химии особо чистых веществ им. Г. Г. Девярых РАН, Нижний Новгород

⁴Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики
им. Е. М. Дианова, Москва

Построение полностью волоконного стретчера для СРА-систем является достаточно сложной задачей, особенно если требуется обеспечить растяжение фемтосекундных импульсов до длительностей 100 и более пикосекунд с последующим эффективным сжатием. Для таких задач становится существенным влияние дисперсий высших порядков и нелинейных эффектов при усилении на форму сжатого импульса [1]. Использование куска оптоволокна в качестве стретчера, даже если его дисперсионный профиль соответствует профилю компрессора, не лучшая идея, так как такие стретчеры требуют большого количества волокна, а также их параметры дисперсии невозможно регулировать в процессе эксплуатации. Другая проблема стретчеров на основе куска волокна состоит в том, что при использовании компрессора Трейси от стретчера требуется нормальная дисперсия групповой скорости, что легко обеспечить (из-за свойств кварцевого стекла) в диапазоне 1 мкм и гораздо сложнее в диапазонах 1,5 и 2 мкм [2]. Лучшим решением для растяжения импульсов в волоконных системах СРА является использование чирпированных волоконных брэгговских решеток.

В этой работе представлен новый подход, основанный на точечной РbР-записи чирпированных брэгговских решеток [3] в высоколегированном активном иттербиевом волокне. Основная идея заключается в том, что спектрально-зависимые потери, характерные для метода РbР, могут быть компенсированы путем усиления в иттербиевом волокне, поскольку коротковолновые компоненты, которые испытывают большие потери на отражение, получают более высокий коэффициент усиления из-за большего пробега в активном волокне. Использование активного волокна также помогает решить проблему высоких потерь на рассеяние, свойственных РbР-методу. В работе были исследованы спектральные и усиливающие свойства таких решеток в зависимости от мощности и направления накачки. Применение CFBG с оптимальной накачкой позволило растянуть 300-фемтосекундные импульсы до 100 пикосекунд, а затем усилить и сжать их до длительности, близкой к исходной, что, как нам известно, является первым успешным примером использования CFBG, записанных методом РbР, в качестве стретчера в оптоволоконной системе СРА [4].

1. Бодров С. Б. Фемтосекундные волновые процессы: учебное пособие / С. Б. Бодров ; Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2017. 73 с.
2. Звелто О. Принципы лазеров. Пер. под науч. ред. Т. А. Шаонова. 4-е изд. : учебные пособия для вузов. Специальная литература / О. Звелто ; СПб: Издательство «Лань», 2008. 720 с. ISBN 978-5-8114-0844-3.
3. Femtosecond laser inscribed chirped fiber Bragg gratings / X.-P. Pan, Q. Guo, Y.-D. Wu, S.-R. Liu, B. Wang, Y.-S. Yu, H.-B. Sun // Opt. Lett. 2021. Vol. 46, no. 2059. <https://doi.org/10.1364/OL.422576>
4. Ulyanov I. Point-by-point inscription of chirped apodized fiber Bragg gratings for application as ultrashort pulse stretchers / I. Ulyanov, D.V. Przhialkovskii, O.V. Butov // Results in Physics. 2022. Vol. 32 P. 105101. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2021.105101>.

АНСАМБЛЕВЫЕ МЕТОДЫ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ДАННЫХ фМРТ В ФОРМЕ ГРАФОВ ДЛЯ КЛАССИФИКАЦИИ КОГНИТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ МОЗГА

Д. В. Власенко¹, А. А. Заикин², Д. Г. Захаров¹

¹Высшая школа экономики, Москва, Россия

²Университетский колледж Лондона, Лондон, Великобритания

Одной из наиболее актуальных задач современной науки является выявление фундаментальных механизмов функционирования центральной нервной системы человека на основе исследования активности мозга физическими методами. В этом контексте функциональная магнитно-резонансная томография (фМРТ) [1] является важным инструментом для получения данных о такой активности [2, 3]. Однако анализ данных фМРТ представляет собой сложную задачу из-за их высокой размерности и ограниченного количества испытуемых, что существенно осложняет использование методов машинного обучения. Одно из возможных решений этой задачи – применение методов представления данных фМРТ описывающих функциональные связи между различными областями мозга [4, 5], в виде графа. Эти методы позволяют строить модель мозга в виде сети, где узлами являются воксели (области мозга), а ребрами – функциональные связи между ними. Использование сетевых методов анализа фМРТ-данных позволяет не только исследовать характеристики функциональных сетей мозга, но и их топологию с использованием методов машинного обучения [6, 7].

В данной работе мы представляем новый подход к построению графов связности, который ранее не использовался в этой области, основанный на ансамблевом обучении [8]. Этот метод предназначен для задачи бинарной классификации состояний мозга при выполнении когнитивных задач и имеет существенные преимущества. Во-первых, ансамблевое обучение позволяет успешно работать с зашумленными данными, что свойственно данным нейровизуализации, а также с индивидуальной разницей в протекании когнитивных процессов. Во-вторых, предварительная обработка данных с использованием методов машинного обучения перед использованием сложной модели классификации приводит к лучшей точности классификации. В-третьих, наш метод репрезентации фМРТ-данных позволяет заключать в сети полезную информацию, которую несут различные метрики связности и характеристики временных рядов регионов мозга. В-четвертых, такой подход дает хорошую интерпретируемость получаемых результатов. Другими словами, предлагаемый метод позволяет объединить в себе достоинства различных метрик. Это приводит к экономии вычислительных ресурсов, затрачиваемых на последующий сетевой анализ данных.

Идея ансамблевых графов заключается в методе вычисления весов ребер, а именно вес ребра вычисляется как разница двух условных вероятностей:

$$w_{ij} = P\left(2 \mid f_1(x_i, x_j), \dots, f_k(x_i, x_j)\right) - P\left(1 \mid f_1(x_i, x_j), \dots, f_k(x_i, x_j)\right),$$

где w_{ij} – вес ребра между регионами мозга i и j ; f_1, \dots, f_k – некоторый набор функций от временных рядов регионов x_i и x_j . На практике в качестве f_1, \dots, f_k мы использовали средние значения двух регионов и корреляцию Пирсона между ними.

Для демонстрации вышеописанных утверждений нами на основе данных HCP 1200 Subject Release [9] были построены корреляционные графы, выбранные как простой и популярный метод представления фМРТ-данных, и ансамблевые графы; после к ним были применены графовые нейронные сети со *skip connections* и разным числом скрытых слоев для классификации состояний мозга. Наши результаты показали, что точность классификации предлагаемого нами метода репрезентации при различных архитектурах ГНС выше в среднем на 20%, чем при использовании корреляционных графов.

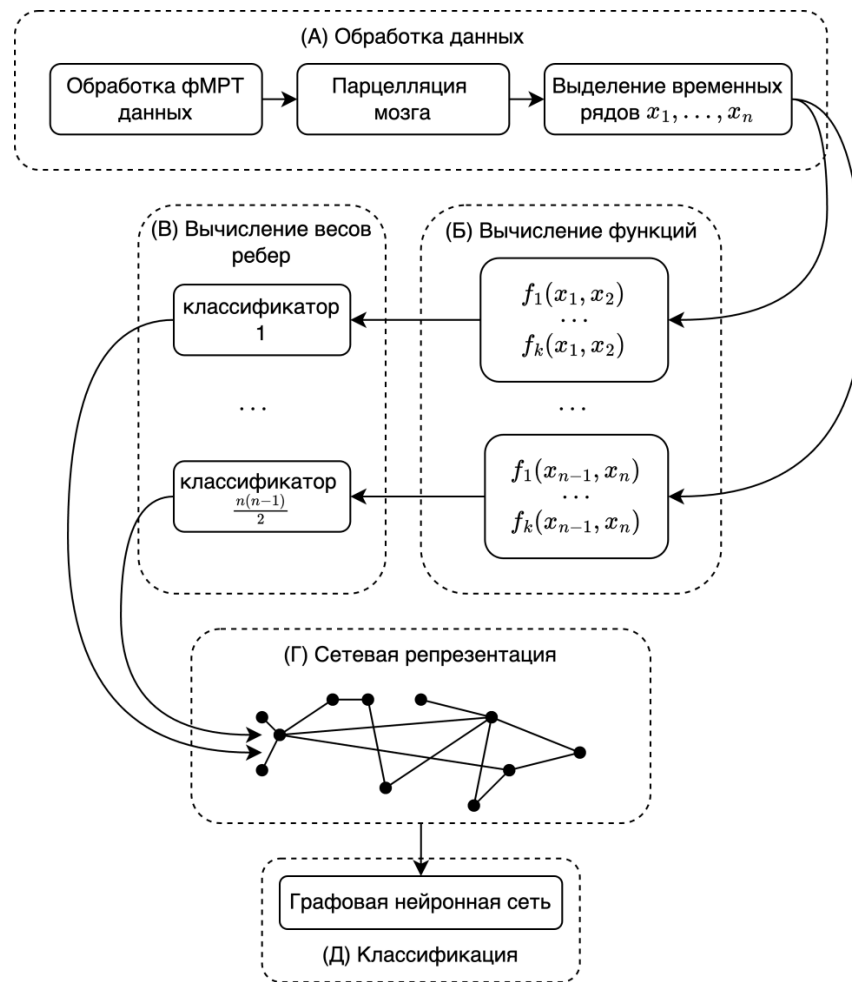


Рис. 1. Вначале данные подвергаются необходимой предварительной обработке, из них извлекаются временные ряды (а). Затем на временных рядах вычисляются функции (б), значения которых подаются в классификаторы для вычисления весов ребер графа (в). После этого данные представляются в виде графа (г) и подаются на метаклассификатор, например, графовую нейронную сеть, для окончательной классификации (д)

1. Heeger D. J. What does fMRI tell us about neuronal activity? / D. J. Heeger, D. Ress // Nature Reviews Neuroscience. 2002. Vol. 3, no. 2. P. 142–151.
2. Arribas J. I. Automatic Bayesian Classification of Healthy Controls, Bipolar Disorder, and Schizophrenia Using Intrinsic Connectivity Maps From fMRI Data / J. I. Arribas, V. D. Calhoun, T. Adali // IEEE Transactions on Biomedical Engineering. – 2010. Vol. 57, no. 12. P. 2850–2860.
3. A Deep Learning Approach for Automated Diagnosis and Multi-Class Classification of Alzheimer’s Disease Stages Using Resting-State fMRI and Residual Neural Networks / F. Ramzan, M. U. G. Khan, A. Rehmat [et al.] // Journal of Medical Systems. 2019. Vol. 44, no. 2. P. 37.
4. Wang J. Graph-based network analysis of resting-state functional MRI / J. Wang, X. Zuo, Y. He. Text : electronic // Frontiers in Systems Neuroscience. 2010. Vol. 4. URL: <https://www.frontiersin.org/journals/systems-neuroscience/articles/10.3389/fnsys.2010.00016/full> (date accessed: 07.09.2024).
5. Decoding brain states from fMRI connectivity graphs : Multivariate Decoding and Brain Reading / J. Richiardi, H. Eryilmaz, S. Schwartz [et al.] // NeuroImage. 2011. Vol. 56, no. 2. P. 616–626.
6. BrainGNN: Interpretable Brain Graph Neural Network for fMRI Analysis / X. Li, Y. Zhou, N. Dvornek [et al.] // Medical Image Analysis. 2021. Vol. 74. BrainGNN. P. 102233.
7. Decoding Task-Based fMRI Data with Graph Neural Networks, Considering Individual Differences / M. Saeidi, W. Karwowski, F. V. Farahani [et al.] // Brain Sciences. 2022. Vol. 12, no. 8. P. 1094.
8. Ensemble deep learning: A review / M. A. Ganaie, M. Hu, A. K. Malik [et al.] // Engineering Applications of Artificial Intelligence. 2022. Vol. 115. Ensemble deep learning. P. 105151.
9. The WU-Minn Human Connectome Project: An Overview / D. C. V. Essen, S. M. Smith, D. M. Barch [et al.] // NeuroImage. 2013. Vol. 80. The WU-Minn Human Connectome Project. P. 62.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВСТРЕЧНЫХ ПОТОКОВ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

*Р. С. Земсков, А. В. Котов, С. Е. Перевалов, А. А. Мурзанев, А. А. Соловьев, А. Н. Степанов,
Вл. В. Кочаровский, М. В. Стародубцев*

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Ударные волны, возникающие в результате столкновения сверхзвуковых потоков плазмы, наблюдаются в разнообразных астрофизических объектах, например, в остатках сверхновых, молодых звездах и джетах активных галактических ядер [1]. Взаимодействующие бесстолкновительные ударные волны считаются возможными источниками ускоренных до 10^{15} эВ частиц, наблюдаемых во Вселенной [2]. В отличие от столкновительных ударных волн, бесстолкновительные ударные волны формируются в результате плазменных кинетических неустойчивостей и самогенерируемых электромагнитных полей [3]. Современные наблюдательные инструменты не позволяют напрямую измерить сгенерированные электромагнитные поля, играющие ключевую роль для нелинейной динамики бесстолкновительной ударной волны и ускорения частиц. Однако современные сверхмощные лазерные установки позволяют создавать условия, необходимые для формирования бесстолкновительных ударных волн, и предоставляют уникальную возможность для изучения роли кинетических филаментационных (вейбелевских) неустойчивостей в динамике бесстолкновительных ударных волн [4].

В работе приведены результаты экспериментов на петаваттном лазерном комплексе PEARL (Нижний Новгород) [5, 6], направленных на исследование бесстолкновительных ударных волн, сгенерированных в результате столкновения двух высокоскоростных (>100 км/с) потоков плазмы, возникающих в результате облучения твердых пластиковых мишеней лазерным излучением с интенсивностью более 10^{18} Вт/см². В эксперименте была применена оригинальная методика, позволяющая генерировать два и более встречных потока лазерной плазмы с помощью одного сверхмощного лазерного импульса. В экспериментах исследовались условия образования электромагнитной филаментационной неустойчивости вейбелевского типа в проникающих друг в друга потоках плазмы и самогенерации магнитных полей при формировании ударной волны. Экспериментально исследовалось влияние внешних магнитных полей индукции более 17 Тл на формирование ударной волны. В экспериментах возникновение ударных уплотнений регистрировалось с использованием интерферометрической диагностики; также было выполнено измерение самогенерированного магнитного поля с помощью поляриметрической диагностики, основанной на фарадеевском вращении зондирующего импульса.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-62-00032.

1. *Ghavamian P.* The optical spectrum of the SN 1006 supernova remnant revisited / P. Ghavamian, P. F. Winkler, J. C. Raymond, K. S. Long // *Astrophysical J.* 2002. Vol. 572, no. 2. P. 888.
2. *Abraham J.* Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects / J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta et al. // *Science.* 2007. Vol. 318, no. 5852. P. 938–943.
3. *Schlickeiser R.* Cosmological magnetic field generation by the Weibel instability / R. Schlickeiser, P. K. Shukla // *The Astrophysical Journal.* 2003. Vol. 599, no. 2. P. L57.
4. *Fazzini A.* Particle energization in colliding subcritical collisionless shocks investigated in the laboratory/ A. Fazzini, W. Yao, K. Burdonov et al. // *Astronomy & Astrophysics.* 2022. Vol. 665. P. A87.
5. *Soloviev A. A.* Research in plasma physics and particle acceleration using the PEARL petawatt laser / A. A. Soloviev, K. F. Burdonov, V. N. Ginzburg // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk.* 2024. Vol. 194, no. 3. P. 313–335.
6. *Lozhkarev V. V.* Compact 0.56 petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals / V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg // *Laser Physics Letters.* 2007. Vol. 4, no. 6. P. 421.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ АПОДИЗАЦИИ ЗУБЧАТОЙ ДИАФРАГМОЙ

М. А. Золотавин, А. А. Соловьев

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Апертурное разделение мощного лазерного излучения может быть реализовано только с использованием жестких диафрагм, применение которых приводит к существенному влиянию дифракционных эффектов на пространственное распределение интенсивности, выражающемуся в возникновении локальных максимумов, в ряде случаев приводящих к пробое оптических элементов. Уменьшению дифракционных неоднородностей в профиле интенсивности способствует использование специальных зубчатых диафрагм в сочетании с пространственным фильтром (рис. 1) [1, 2]. Вопрос использования зубчатых диафрагм достаточно подробно изучен для узкополосного излучения, в частности мощных наносекундных импульсов. В то же время вопрос апертурного разделения фемтосекундных импульсов ранее в литературе не изучался, хотя и является актуальным, например, для экспериментов pump-probe [3, 4] и больших многоканальных фемтосекундных установок типа XCELS [5]. В отличие от монохроматического излучения дифракция широкополосных фемтосекундных импульсов приводит к локальным модуляциям спектра и спектральной фазы. В данной работе с помощью численного моделирования изучается пространственно-временная динамика фемтосекундных лазерных импульсов после апертурного разделения на зубчатой диафрагме и последующей пространственной фильтрации. Результаты исследования могут быть полезны при реализации апертурного разделения фемтосекундного излучения в лазерных системах тераваттного [6] и более высоких уровней мощности [5].

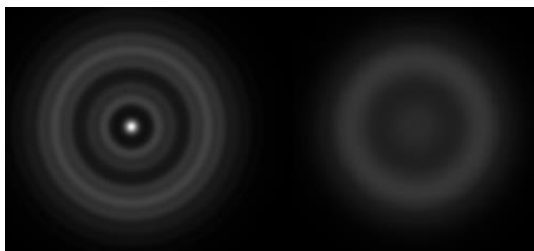


Рис. 1. Вид распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного луча на некотором расстоянии от диафрагмы при использовании классической круглой диафрагмы (слева) и зубчатой диафрагмы в сочетании с пространственным фильтром (справа)

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Физика высоких плотностей энергии. Этап 2023–2025»).

1. Celliers P. M., Estabrook K. G., Wallace R. J., Murray J. E., Da Silva L. B., MacGowan B. J., Van Wousterghem B. M. and Manes K. R. Spatial filter pinhole for high-energy pulsed lasers // *Applied Optics*. 1998. Vol. 37, no. 12. P. 2371–2378.
2. Бурдонов К. Ф., Соловьев А. А., Егоров А. С., Шайкин А. А., Потемкин А. К. Короткие пространственные фильтры со сферическими линзами для мощных импульсных лазеров // *Квантовая электроника*. 2013. Т. 43, № 11. С. 1082–1087.
3. Соловьев А. А., Бурдонов К. Ф., Гинзбург В. Н., Глявин М. Ю., Земсков Р. С., Котов А. В., Кочетков А. А., Кузьмин А. А., Мурзанов А. А., Мухин И. Б., Перевалов С. Е., Пикуз С. А., Стародубцев М. В., Степанов А. Н., Фукс Ж., Шайкин И. А., Шайкин А. А., Яковлев И. В., Хазанов Е. А. Исследования в области физики плазмы и ускорения частиц на петаваттном лазере PEARL // *Успехи физических наук*. 2024. Т. 194, № 3. С. 313–335.
4. Kotov A. V., Esirkepov T. Z., Soloviev A. A., Sagisaka A., Ogura K., Bierwage A., Kando M., Kiriya H., Starodubtsev M. V., Khazanov E. A., Mironov S. Yu., Pirozhkov A. S. Enhanced diagnostics of radiating relativistic singularities and BISER by non-linear post-compression of optical probe pulse // *Journal of Instrumentation*. 2022. Vol. 17, no. 07. P. P07035.
5. Bashinov A. V., Gonoskov A. A., Kim A. V., Mourou G., Sergeev A. M. New horizons for extreme light physics with megascience project XCELS // *The European Physical Journal Special Topics*. 2014. Vol. 223. P. 1105–1112.
6. Вайс О. Е., Лобок М. Г., Соловьев А. А., Миронов С. Ю., Хазанов Е. А., Быченков В. Ю. Эффективное ускорение электронов фемтосекундными лазерными импульсами умеренной мощности // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2023. Т. 118, № 12. С. 871–876.

СОПОСТАВЛЕНИЕ РАДИОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МОРФОМЕТРИЧЕСКИХ, ФИЗИОЛОГИЧЕСКИХ И СИГНАЛЬНЫХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ У ПРОРОСТКОВ ПШЕНИЦЫ ПРИ ДЕЙСТВИИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. В. Иванова, Ю. А. Немцова, П. А. Пирогова, В. А. Воденев, М. А. Гринберг

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Растения во время роста и развития подвергаются действию ряда неблагоприятных факторов, способных вызывать стресс. Несмотря на то, что у растений развиты мощные защитные механизмы, они не всегда способны сохранять физиологические показатели в норме. Одним из наиболее сильных стрессовых факторов является ионизирующее излучение (ИИ), которое встречается на участках с повышенным радиационным фоном в местах загрязнений радионуклидами, радиационных аварий. Ионизирующее излучение опасно не только в пределах земной поверхности, но и в космических условиях, затрудняя возможность выращивания растений на космических станциях.

Известно, что растения под действием ИИ формируют ответ со сложной зависимостью. Облучение в малых дозах оказывает стимулирующий эффект, а в высоких – угнетающий. Однако дозовые зависимости для ряда показателей, таких как активность фотосинтетических параметров, морфометрические показатели и дистанционный сигналинг мало изучены. Есть основания полагать, что электрические дистанционные сигналы растений обладают большей радиочувствительностью в сравнении с базовыми физиологическими показателями.

Исследования проводились на проростках пшеницы мягкой (*Triticum aestivum* L.). Облучение сухих семян электронами с энергией 3 МэВ проводилось на линейном ускорителе в диапазоне 25–400 Гр, мощность дозы составляла 10 Гр/мин. В настоящем эксперименте производилось определение морфометрических показателей, активности фотосинтеза и параметров стрессовых электрических сигналов. Регистрация активности фотосинтеза проводилась методом РАМ-флуориметрии. Электрический сигнал индуцировался погружением кончика листа в кювету с водой.

Морфометрические и физиологические параметры оказались менее радиочувствительными. Их изменения начинались с 75 Гр. Амплитуда и время начала электрического сигнала начиналось с меньшей из исследованных доз – 25 Гр. Полученные результаты указывают на высокую чувствительность стрессовых сигналов к облучению.

Работа выполнена при поддержке программы 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика» НЦФМ.

ПОГЛОЩЕНИЕ ИНЕРЦИОННЫХ ВОЛН В КРИТИЧЕСКОМ СЛОЕ ГЕОСТРОФИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

Н. А. Ивченко, С. С. Вергелес

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Для течений несжимаемой жидкости ($\rho = 1$) во вращающихся системах при достаточно большой угловой скорости обращения Ω сила Кориолиса может преобладать над инерционными силами в динамике поля скорости \mathbf{v} . Этим течениям соответствует малое число Россби: $Ro = |\nabla \mathbf{v}| / 2\Omega \ll 1$. В таких турбулентных системах могут устанавливаться когерентные геострофические течения (например, столбовые вихри), скорость которых не зависит от координаты вдоль оси вращения, если пренебрегать влиянием границ системы. При этом их важным отличием от двумерных систем, где тоже формируются когерентные структуры [1], является наличие инерционных волн – возмущений с быстрой динамикой, для которых сила Кориолиса является возвращающей в осциллирующем движении. Пренебрегая эффектами вязкости, которые считаем слабыми, для каждого \mathbf{k} – волнового вектора в фурье-пространстве реализуются 2 поляризации постоянной амплитуды с законом дисперсии:

$$\omega = 2s\Omega \cos\theta_{\mathbf{k}}, \quad s = \pm 1, \quad \theta_{\mathbf{k}} = \angle(\Omega, \mathbf{k}). \quad (1)$$

Взаимодействие различных типов течений во вращательной турбулентности активно исследуется как экспериментально [2], так и в численном счете [3]. Представляет интерес обмен энергией и импульсом между инерционными волнами, переносящими его по системе и геострофическим течением, которое должно поддерживать себя и компенсировать потери энергии от вязкой диссипации. В теоретической работе [4] исследовалась аналитическая модель, в которой ансамбль волн возбуждался однородно внутри столбового вихря на малых масштабах, и те поглощались в ходе распространения по его телу. В результате такого механизма подпитки от турбулентных флуктуаций в модели была найдена средняя скорость течения вихря, – оно рассматривалось как осесимметричное вращение с азимутальной скоростью $U(r)$, характеризующееся сдвигом $\Sigma = r\partial_r(U/r)$.

В данной работе мы изучаем неоднородную задачу, в которой инерционная волна попадает в область когерентного течения, будучи возбужденной извне (например, в эксперименте [2] – у границы системы). Мы рассматриваем модель среднего сдвигового течения с прямолинейными линиями тока $U(y)\mathbf{e}_x$ (ось Oz направлена вдоль Ω). Считая для динамики волны $\mathbf{u} = (u, v, w)$ в сильном среднем потоке нелинейное взаимодействие инерционных волн пренебрежимо малым, мы пользуемся однородностью линейной задачи и переходим к фурье-представлению по t, x, z . На компоненту скорости $v(y)$ монохроматической волны в невязком пределе выводится уравнение Тейлора – Голдстейна:

$$v'' + q^2 v + \left[\frac{2\Omega(2\Omega - U')k_z^2}{(\omega - k_x U)^2} - \left(\frac{2\Omega k_z}{\omega} \right)^2 \right] v + \frac{k_x U''}{\omega - k_x U} v = 0, \quad q^2 = \left(\frac{2\Omega k_z}{\omega} \right)^2 - k_x^2 - k_z^2, \quad (2)$$

которое асимптотически при $y \rightarrow -\infty$ описывает решение с волновым числом $k_y^0 = \pm q$ (см. рис. 1).

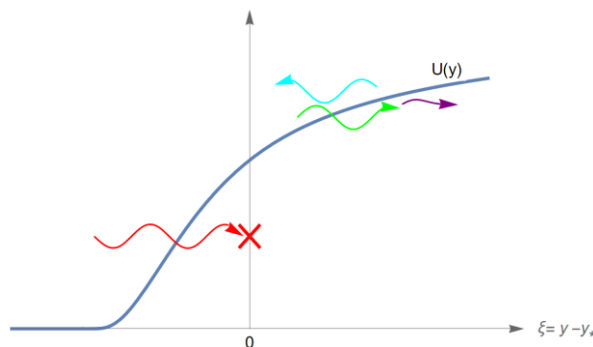


Рис. 1. Схема распространения инерционной волны, попадающей извне в сдвиговое течение. Вверху: для одной из поляризаций при достаточно большом значении U падающая волна (зеленый) проходит в область затухания (фиолетовый) с образованием отраженной волны (голубой). Внизу: волна с другой поляризацией достигает критической точки $\omega = k_x U(y_*)$

Проникая вглубь среднего течения, одна из поляризаций волны оказывается захваченной внутри него и не может распространяться дальше (см. верх рис. 1), в то время как другая поляризация, удовлетворяющая условиям $\omega k_x > 0$, $\omega k_y^0 < 0$, способна достичь сингулярной точки уравнения y_* (красный крест на рис. 1): $\omega = k_x U(y_*)$, описывающий критический слой течения в декартовых координатах. С точки зрения средних потоков импульса (x -компоненты, как у среднего течения) и энергии

$$\langle uv \rangle = -\frac{k_x}{2(k_x^2 + k_z^2)} \text{Im } v'v'^*, \quad j_y^E = -\frac{\omega}{2(k_x^2 + k_z^2)} \text{Im } v'v'^* \quad (3)$$

нас интересует второй случай, т. к. эти выражения должны сохраняться для решения (2), но при прохождении сингулярной точки y_* могут изменить свое значение. Задача прохождения подобного критического слоя изучалась ранее при исследовании движения в среднем сдвиговом течении внутренних гравитационных волн, возникающих в стратифицированной жидкости [5, 6].

При рассмотрении поведения в окрестности критической точки $\xi = y - y_*$, $\omega - k_x U \approx -k_x \Sigma \xi$ возникает параметр локального числа Россби $\rho = |k_x \Sigma / 2\Omega k_z|$, полагаемый малым для большинства попадающих волн. Было показано, что при $\rho < 2$ уравнение (2) описывает нейтральные осциллирующие моды, а поле \mathbf{v} волны в критической точке регуляризуется путем восстановления диссипации на малом масштабе $|v / \Omega k_z|^{1/3}$, где ν – кинематическая вязкость. При возвращении к невязкому пределу было найдено, что волна с малым ρ , прошедшая через критический слой, имеет существенно меньшую амплитуду, $t \sim e^{-\pi/\rho} \ll 1$, а ее прохождение можно считать безотражательным. Таким образом, учет малой вязкости приводит к тому, что в пределе $\rho \ll 1$ инерционная волна эффективно обращает в ноль свой поток импульса $\langle uv \rangle$ около точки y_* , передавая его среднему течению, равно как и свою энергию.

Было изучено распространение квазимонохроматического волнового пакета в сдвиговом течении: при $y \rightarrow -\infty$, двигаясь с групповой скоростью невозмущенной инерционной волны

$$c_g = \frac{-\omega k_y^{(0)}}{(k^{(0)})^2} > 0, \quad (k^{(0)})^2 = \left(\frac{2\Omega k_z}{\omega} \right)^2, \quad (4)$$

пакет замедляется по мере приближения к критической точке (определенной для центральной монохроматической волны в пакете).

Работа поддержана грантом РНФ 23-72-30006.

1. *Sommeria J. / J. Sommeria* Experimental study of the two-dimensional inverse energy cascade in a square box // J. Fluid Mech. 1986. Vol. 170. P. 139–168.
2. *Тумачев Д. Д. / Д. Д. Тумачев, С. В. Филатов, С. С. Вергелес, А. А. Левченко.* Два режима динамики когерентных столбовых вихрей во вращающейся жидкости // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118, вып. 6. С. 430–437.
3. *Pizzi F. / F. Pizzi, G. Mamatsashvili, A. J. Barker, A. Giesecke, F. Stefani.* Interplay between geostrophic vortices and inertial waves in precession-driven turbulence // Phys. Fluids. 2022. Vol. 34. P. 125135(1)–125135(21).
4. *Kolokolov I. V. / I. V. Kolokolov, L. L. Ogorodnikov, and S. S. Vergeles.* Structure of coherent columnar vortices in three-dimensional rotating turbulent flow // Phys. Rev. Fluids. 2020. Vol. 5, no. 6. P. 034604(1)–034604(11).
5. *Miles J. W. / J. W. Miles* On the stability of heterogeneous shear flows // J. Fluid Mech. 1961. Vol. 10, no. 4. P. 496–508.
6. *Booker J. R. / John R. Booker and Francis P. Bretherton.* The critical layer for internal gravity waves in a shear flow // J. Fluid Mech. 1967. Vol. 27, no. 3. P. 513–539.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТОРОИДАЛЬНОГО ВИХРЯ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ

Д. Ю. Кардаш

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Динамика и структура вихревых потоков в тороидальной геометрии является важной задачей из-за широкой области прикладного применения. Ламинарные и турбулентные закрученные потоки возникают в различных технических системах, таких как гидравлические установки, камеры сгорания, торообразные реакторы.

Была создана экспериментальная установка по исследованию тороидального вихревого движения. Установка представляет собой цилиндрический сосуд из алюминия, с внутренним диаметром 80 см, толщиной стенки 4 см и высотой 38 см. На дно емкости была установлена текстолитовая плита с закрепленным на ней нагревателем, который представляет собой длинную силиконовую ленту с резистивным нагревателем длиной 20 м с рядом нагревательных элементов внутри, мощностью до 2 кВт. Нагревательная лента свернута в спираль и расположена у внешней стенки сосуда. Внутренняя поверхность имела разные формы, представляющие собой осесимметричные препятствия конической и цилиндрической формы. На установку была смонтирована система регистрации движения потоков жидкости. Она представляет собой генератор лазерного листа и видеокамеру. Луч лазера проходит через линзу Пауэлла и обеспечивает равномерное освещение выделенной вертикальной плоскости, проходящей через центр цилиндра. Сбоку над поверхностью была установлена видеокамера. Емкость заполнялась дистиллированной водой с добавленными нейтрально-плавучими полиамидными частицами PA-12 диаметром около 90 мкм. Объем жидкости около 200 л. При обработке полученных видео движения декорирующих частиц в толще воды методом PIV (*particle image velocimetry*) были рассчитаны поля скоростей.

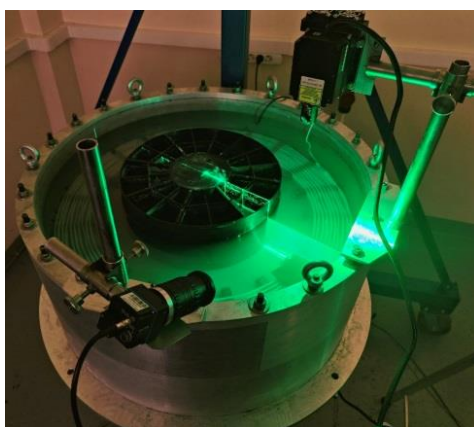


Рис. 1. Экспериментальная установка

Установлено наличие тороидального вихря в данной системе, при этом измерения показали, что средняя скорость такого вихря меньше трехмерных флуктуаций скорости. Также измерения показали, что после окончания формирования вихря восходящий поток жидкости от нагревателя прижимается к внешней поверхности сосуда. Центр сформировавшегося вихря в течение проведенных экспериментов оставался приблизительно в одном и том же месте, ближе к внешней стенке над нагревателем и около поверхности воды. Проведена серия экспериментов с расширенной ограничивающей вставкой в центральной области. Геометрия преобразовывалась таким образом, чтобы поперечное сечение, в котором формируется тороидальный вихрь, имело приблизительно квадратную форму, а отношение радиуса поперечного сечения к радиусу тора было сравнительно небольшим ($\approx 0,25$), аналогично геометрии тонкого тора в работе [1]. Проведена серия экспериментов для различных мощностей накачки.

Исходя из полученных результатов, можно заключить, что форма внутренней поверхности не имеет большого влияния на тороидальные скорости течения жидкости и общую энергию системы, а основной эффект заключается в изменении формы поперечного профиля вихря. Увеличение мощно-

сти накачки увеличивает энергосодержание вихря, но уменьшает время его жизни. Также получены профили скоростей и динамика эволюции тороидальных вихрей для разных параметров накачки.

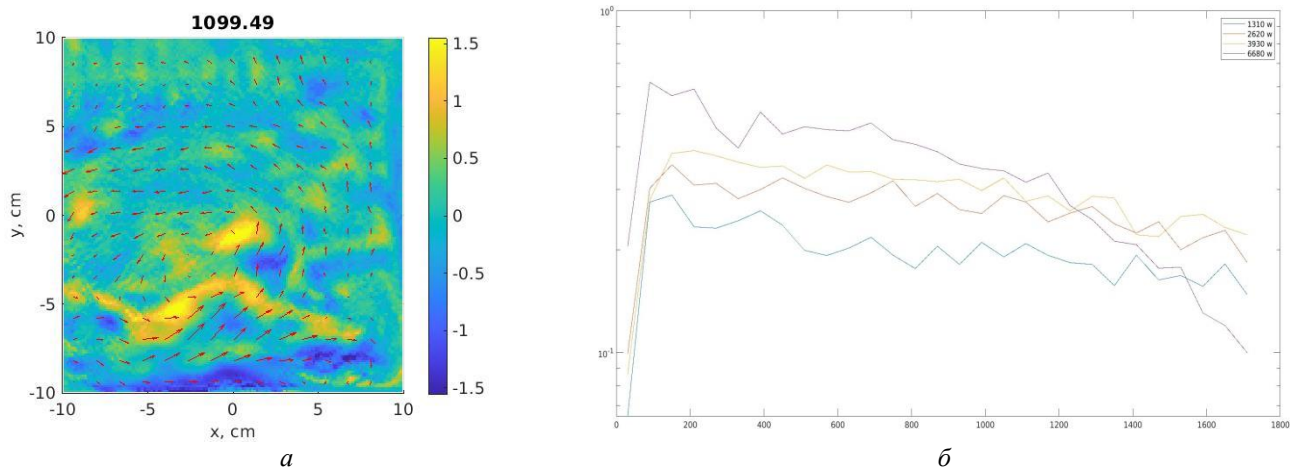


Рис. 2. Пример поля скоростей в поперечном сечении кольцевого вихря, цветом отображено значение завихренности (*a*). Значения полной энергии в профиле вихря в зависимости от времени для разных мощностей накачки (*б*)

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-72-30006.

1. *Sukhanovskii A. et al.* Unsteady Turbulent Swirling Flows in a Thick Torus // Heat Transfer Engineering. 2022. Vol. 44, no. 13. P. 1099–1107.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОЭЛАСТИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ С ПРЕПЯТСТВИЕМ ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

И. Ю. Кардаш

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Хорошо известно, какую важную роль в современной химической промышленности и, безусловно, в биологии играют полимеры. Из повседневного опыта понятно, что поведение полимерных растворов (таких как жевательная резинка, тесто) сильно отличается от поведения обычных жидкостей. В биологических системах из-за малого масштаба число Рейнольдса мало, однако из-за присутствия в растворе длинных полимерных цепочек поведение таких растворов оказывается сложным.

Добавление даже малого количества (порядка 10^{-5} массовой доли) гибких и длинных полимерных цепей сильно меняет характер течения жидкости. Молекула полимера, попадая в сдвиговое течение, начинает растягиваться и ориентироваться, что приводит к изменению поля напряжений и анизотропии в жидкости, другими словами, жидкость становится неньютоновской. Такие жидкости называются вязкоэластическими.

Возникновение хаотического потока при малых скоростях (малых числах Рейнольдса), называемого эластической турбулентностью, сейчас является широко исследуемым явлением. Однако механизмы возникновения и развития эластической турбулентности до сих пор мало изучены.

В ламинарном потоке эластическая турбулентность экспериментально наблюдается при числе Рейнольдса $Re = \rho VL/\eta \ll 1$ и числом Вайсенберга $Wi = \lambda V/L \gg 1$, где λ – наибольшее время релаксации полимера (число Вайсенберга – это критерий подобия, характеризующий вязкоупругое течение и выражающийся как соотношение между временем релаксации и сдвиговой скоростью). Отношение инерционных и эластичных сил определяет параметр, называемый эластичностью:

$$El = \frac{Wi}{Re} = \lambda\eta/\rho L^2.$$

Этот параметр зависит только от характеристик растворителя и добавленного туда полимера. Как видно, есть значительная разница в определении этих двух контрольных параметров: число Рейнольдса зависит от модуля скорости, в то время как число Вайсенберга от градиента скорости. Следовательно, при помощи выбора геометрии экспериментальных установок можно изучать только неустойчивость, вызванную нелинейным эластическим напряжением в среде, которая возникает из-за растяжения полимерных цепочек потоком жидкости.

В эксперименте измерялась зависимость коэффициента потерь f_D от числа Рейнольдса. f_D определяется из уравнения Дарси – Вейсбаха

$$\frac{\Delta P}{L} = f_D \frac{\rho V^2}{2D_h}.$$

В случае ньютоновской жидкости характер ламинарного течения внутри канала соответствует течению Пуазейля $V = \frac{\Delta P}{4\eta L} R^2$. Следовательно, зависимость коэффициента потерь от числа Рейнольдса для ламинарного потока должна выражаться как $f_D \sim \frac{1}{Re}$. В случае полимерного раствора эта зависимость не выполняется [1].

Экспериментальная установка для измерения коэффициента потерь схематически изображена на рис. 1, *а* и состоит из системы нагнетания давления (использовался шприцевой насос Shenchen SPLab02), экспериментального канала, изготовленного методом фотополимерной 3D-печати (схема канала приведена на рис. 1, *б*), дифференциальных датчиков давления в канале и емкости для сбора вытекшей из канала жидкости, установленной на весы для контроля массового расхода жидкости.

В работе была получена экспериментальная зависимость коэффициента потерь от числа Рейнольдса для ньютоновской и вязкоэластической жидкости (рис. 2, *а*). Для того чтобы лучше увидеть различия в течениях ньютоновской и вязкоэластической жидкости, был построен скомпенсированный график коэффициента потерь (рис. 2, *б*, экспериментально измеренный коэффициент потерь для

вязкоэластической жидкости делится на экспериментально вычисленную зависимость для ньютоновской жидкости).

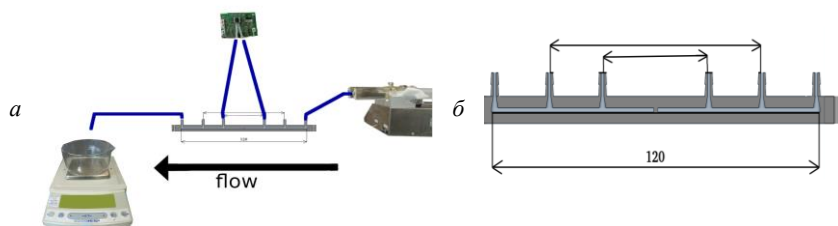


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а), б – схематическое изображение канала

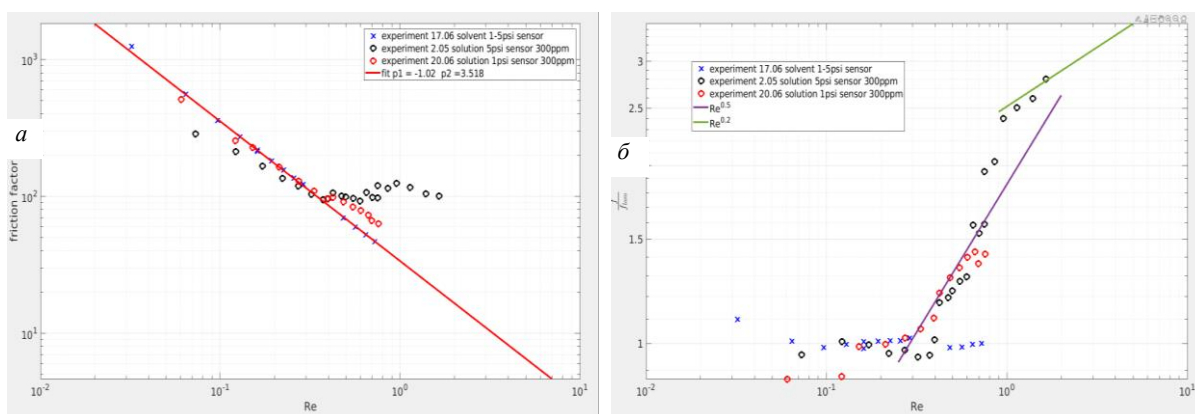


Рис. 2. Экспериментальные данные, синие кресты – ньютоновская жидкость, красные и черные круги – вязкоэластическая; а – график зависимости коэффициента потерь от числа Рейнольдса, б – скомпенсированный график коэффициента потерь от числа Рейнольдса

На графиках видно, что сначала течение вязкоэластической жидкости ламинарно. Затем, при переходе через некоторое критическое значение числа Рейнольдса, зависимость коэффициента потерь от Рейнольдса скачком меняет степень (с -1 до $-0,5$).

При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса происходит второй переход. Второй режим течения вязкоэластической жидкости называется эластической турбулентностью – это хаотический поток, характеризующийся большим увеличением сопротивления потока жидкости, степенным законом убывания в спектре скорости и на порядок большим смешиванием в сравнении с диффузией [2].

Таким образом, в работе были исследованы различные режимы течения вязкоэластической жидкости. Получены зависимости коэффициента потерь, флуктуаций давления в канале от числа Рейнольдса.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-72-30006.

1. Varshney A., Steinberg V. Elastic wake instabilities in a creeping flow between two obstacles / Physical Review Fluids. 2017. Vol. 2, no 5. P. 051301.
2. Steinberg V. Elastic turbulence: an experimental view on inertialess random flow // Annual Review of Fluid Mechanics. 2021. Vol. 53. P. 27–58.

ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СКОРОСТЬ ПРОЛИФЕРАЦИИ КЛЕТОК ЭМБРИОНАЛЬНОЙ ПОЧКИ ЧЕЛОВЕКА

*М. А. Карпова¹, Л. М. Сенча¹, А. А. Долинин², Ф. Г. Сарафанов², Н. В. Ильин², Е. А. Мареев²,
И. В. Балалаева¹*

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

²Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Магнитное поле (МП) – важнейший физический фактор окружающей среды, играющий роль в развитии и жизнедеятельности организмов. МП способно воздействовать на физиологические и поведенческие показатели живых существ, что опосредовано его влиянием на клеточном и молекулярном уровнях биологической организации. Ранее были показаны эффекты МП в отношении транскрипции генов, пролиферации клеток, окислительно-восстановительного гомеостаза и других процессов. В последнее время изучению влияния МП на биологические объекты уделяется особое внимание, так как современная городская среда, характеризующаяся большим количеством металлических конструкций, электрических приборов и линий электропередач, способна сильно исказить геомагнитный фон.

Целью данного исследования была оценка влияния различных параметров МП на рост культуры клеток НЕК293Т. В работе использовалась культура клеток эмбриональной почки человека НЕК293Т, которая выращивалась при различных значениях МП. Было исследовано влияние на клетки квазистатических МП в диапазоне от 10 мкТл до 72 мкТл. Кроме этого, мы инкубировали клеточную культуру в условиях с постоянными крайне низкочастотными колебаниями МП с размахом колебаний от 5 мкТл до 26 мкТл. В дальнейшем для повышения чувствительности клеток к изменениям МП мы создали дефицит сыворотки, сократив ее содержание в среде с 10% до 7%, что само по себе снижало скорость пролиферации клеток примерно в 2 раза.

В результате различные величины квазистатического МП не оказали влияния на рост клеток как самостоятельно, так и в условиях сывороточной депривации. Инкубирование клеточной культуры в среде с крайне низкочастотными колебаниями МП привело к большим различиям в количестве клеток. Показаны статистически значимые различия для скорости роста клеток для значений размаха колебаний 5 мкТл и 15,5 мкТл, однако каких-либо четких зависимостей выявлено не было. Кроме этого, восприимчивость клеток к крайне низкочастотным колебаниям МП существенно возросла в условиях дефицита сыворотки.

Полученные данные указывают на то, что даже довольно незначительные изменения параметров МП могут оказывать воздействие на клетки, в частности влиять на клеточный рост, что было показано нами на примере культуры НЕК293Т. Мы наблюдали изменение роста клеток в обстановке, характеризующейся постоянными крайне низкочастотными колебаниями МП, при этом полученный эффект усиливался в условиях сывороточной депривации, выступающей в роли дополнительного стрессового фактора.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика» НЦФМ.

ОПТИМИЗАЦИЯ ОПЕРАЦИИ СВЕРТКИ ДЛЯ АРХИТЕКТУРЫ INTEL XEON GOLD И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ КЛИМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ИВМ РАН

Б. А. Карпочев

Московский физико-технический институт, Долгопрудный
Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука РАН, Москва
АО «Московский центр SPARC-технологий», Москва

Операция свертки играет ключевую роль во многих областях вычислений. В климатических моделях, разрабатываемых ИВМ РАН, эффективная реализация таких операций критична для достижения требуемой точности и скорости расчетов.

Методы оптимизации.

1. Наивная реализация.

В основе наивной реализации лежит прямое вычисление свертки $A_{ij}B_{jkl}$ без учета архитектурных особенностей процессора. Этот подход является базовым для дальнейших оптимизаций.

2. Оптимизация через перераспределение данных и использование библиотеки MKL[1].

Один из самых эффективных методов повышения производительности заключается в оптимизации доступа к данным через перераспределение массивов для дальнейшего использования Math Kernel Library (MKL). MKL предоставляет высокопроизводительные функции для архитектуры Intel. MKL оптимизирует выполнение свертки, загружая вычислительные ядра процессора максимально сильно.

3. Архитектурно-специфическая оптимизация.

Для архитектуры Intel Xeon Gold была реализована версия, использующая оптимальную раскрутку циклов, векторизацию и учет количества доступных регистров процессора. Это позволило сократить количество операций чтения-записи из памяти и более эффективно распределить нагрузку на вычислительные блоки процессора.

Примеры и результаты.

Три версии алгоритма были протестированы в задачах климатического моделирования. Наивная реализация продемонстрировала базовую производительность, которая была значительно улучшена в результате оптимизаций, таких как раскрутка циклов, векторизация и учет количества доступных регистров процессора. Перераспределение данных и использование MKL позволило еще больше повысить эффективность вычислений, что является важным фактором для ресурсоемких задач климатического моделирования.

Таким образом, применение различных методов оптимизации для операции свертки на архитектуре Intel Xeon Gold позволяет повысить производительность достаточно сложных приложений. Эти методы способствуют более эффективному использованию вычислительных ресурсов, что имеет ключевое значение для высокопроизводительных вычислений.

1. Intel. Intel® Developer Reference for Intel® oneAPI Math Kernel Library C. Intel Corporation, 2021. URL: <https://www.intel.com/content/www/us/en/docs/onemkl/developer-reference-c/2024-2/overview.html> (дата обращения: 10.09.2024).

ДИНАМИКА БОЛЬШИХ ЦЕПОЧЕК СВЯЗАННЫХ УРАВНЕНИЙ ВАН-ДЕР-ПОЛЯ

С. А. Кащенко

Региональный научно-образовательный математический центр
при Ярославском государственном университете им. П. Г. Демидова, Ярославль

Рассматриваются цепочки, состоящие из одинаковых нелинейных уравнений Ван-дер-Поля и со связями в линейных элементах. Основное предположение заключается в том, что количество элементов цепочки является достаточно большим. Это позволяет перейти от исходной системы со многими элементами к изучению нелинейного интегро-дифференциального уравнения второго порядка с периодическими краевыми условиями. Центральное место занимает исследование локальной динамики цепочек с односторонними, двусторонними типами связей и полносвязных цепочек. Выделены критические случаи в задаче об устойчивости состояний равновесия. Эти критические случаи имеют бесконечную размерность, то есть бесконечно много корней характеристического уравнения стремятся к мнимой оси при стремлении к нулю малого параметра. Методика исследования основывается на предложенном автором методе бесконечномерной нормализации – методе квазинормальных форм. Основным результатом состоит в том, что для рассматриваемых цепочек построены квазинормальные формы, определяющие асимптотику главных членов асимптотических разложений решений исходной системы. Рассмотрен вопрос о динамических свойствах уравнения Ван-дер-Поля с большим запаздыванием в связях. В явном виде определить параметры для реализации критических случаев помогает условие достаточно большого запаздывания.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-71-30011, <https://rscf.ru/project/21-71-30011/>

ИССЛЕДОВАНИЕ ЕМКОСТИ РАБОЧЕЙ ПАМЯТИ СПАЙКОВОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ С УЧЕТОМ ДВУХ ТИПОВ ПЛАСТИЧНОСТИ

Н. С. Ковалева, В. В. Матросов, М. А. Мищенко

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Рабочая память (РП) – это ограниченная по емкости часть памяти человека, которая сочетает в себе кратковременное хранение и обработку информации и играет важную роль в сложных когнитивных задачах. В синаптической теории РП запоминаемые элементы поддерживаются путем кратковременного усиления связей в выборочных, заранее сформированных популяциях нейронов [1]. В данной работе рассматривается гибкая модель рабочей памяти сети на основе синаптической теории с двумя типами пластичности [2, 3], в которой популяции, кодирующие элементы, формируются посредством синхронного воздействия стимула на группу нейронов из-за механизмов пластичности, зависящей от времени импульсов на нейронах (STDP). Таким образом, связи в рассматриваемой модели не формируются заранее по отношению к хранимому объекту, что соответствует механизмам РП.

Проведено математическое моделирование спайковой нейронной сети с двумя типами пластичности, демонстрирующей эффекты РП. В качестве элементов нейронной сети используется модель нейрона – порогового интегратора, все элементы сети находятся в возбужденном режиме. Получена зависимость емкости РП с двумя типами пластичности в зависимости от времен синаптической пластичности. Показано, что емкость рассматриваемой гибкой модели увеличивается в среднем при увеличении параметра времени восстановления уровня кальция или при уменьшении параметра времени восстановления нейротрансмиттеров. Полученные результаты схожи с зависимостью емкости РП от времен синаптической пластичности, полученной ранее для модели с одним типом пластичности – кратковременной [4], что подтверждает релевантность рассматриваемой гибкой модели. Показано, что увеличение параметра скорости обучения STDP приводит к увеличению емкости РП в среднем, при этом зависимость от времен синаптической пластичности сохраняется. Таким образом, скорость обучения STDP играет масштабирующую роль в емкости РП.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSWR-2023-0031).

1. *Mongillo G. / G. Mongillo, O. Barak, M. Tsodyks. Synaptic Theory of Working Memory // Science. 2008. Vol. 319, no. 5869. P. 1543–1546.*
2. *Ковалева Н. С. / Н. С. Ковалева, В. В. Матросов, М. А. Мищенко. Формирование рабочей памяти в нейронной сети с учетом двух типов пластичности // Тезисы докладов XX научной школы «Нелинейные волны-2022». ИПФ РАН. 2022. С. 131.*
3. *Ковалева Н. С. / Н. С. Ковалева, В. В. Матросов, М. А. Мищенко. Моделирование спайковых нейронных сетей с учетом двух типов пластичности // Труды XXVI научной конференции по радиофизике, посвященной 120-летию М. Т. Греховой. 2022. С. 215–218.*
4. *Ковалева Н. С. / Н. С. Ковалева, В. В. Матросов, М. А. Мищенко. Емкость рабочей памяти: роль параметров импульсной нейронной сети // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2023. Т. 31, вып. 1. С. 86–102.*

ВОЛНЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Е. И. Ковычева, К. Б. Циберкин

Пермский государственный университет

В данной работе рассмотрено движение электронов в определенном интервале температур, когда движение может быть описано уравнением типа Навье – Стокса. Изучены случаи при наличии и отсутствии вязкости в постоянном электрическом поле. Кроме этого, рассмотрен случай с переменным электрическим полем, а также нелинейная задача.

Для электронов реализуется расширенное уравнение фильтрации – модель Бринкмана [1]:

$$Nm \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) - \mu \Delta \mathbf{v} + \nabla p = Ne(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - N \frac{m}{\tau} \mathbf{v}, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0.$$

Простейший вид граничных условий для электронов в вязком режиме эквивалентен условиям прилипания жидкости [1–2]:

$$\mathbf{v}_n = 0, \quad \mathbf{v}_{tg} = 0, \quad (2)$$

$$\mathbf{J}_n = 0, \quad \mathbf{J}_{tg} = 0.$$

Под воздействием постоянного и переменного электрического поля реализуется стационарное течение, возмущения в котором затухают за время, близкое ко времени релаксации электронов проводимости в металле.

Далее учитываются нелинейные эффекты и возмущения плотности. Модель гидродинамики электронов по структуре подобна уравнениям для ионной плотности плазмы, допускающей существование солитонов и преобразование к уравнению Кортевега – де – Вриза [3]. Уравнения допускают решение в виде солитона: $\eta = \varepsilon^{1/2}(x - vt)$, $\tau = \varepsilon^{3/2}t$. Используя метод многих масштабов для решения системы нелинейных уравнений (раскладываем функции в ряд по степеням малого параметра $\varepsilon^1, \varepsilon^{3/2}, \varepsilon^2, \varepsilon^{5/2}$), с учетом подстановок и преобразований, а также учитывая, что уравнение допускает решение в виде солитона, приходим к уравнению типа Кортевега – де – Вриза. Решение U зависит от переменной $\xi = \eta - c\tau$, а не от величин η и τ в отдельности [4], поэтому запишем в следующем виде:

$$-c \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3} + 2 \cdot U \frac{\partial U}{\partial \xi} - \frac{1}{2} \frac{\partial R_2}{\partial \xi} = 0. \quad (3)$$

В качестве примера для численного моделирования уравнения (3) неоднородность R_2 , обусловленная изменениями плотности, была задана в виде солитона, соответствующего стандартному решению:

$$R = \frac{R_0}{2} \cosh^2(\xi). \quad (4)$$

Выбрав параметры следующим образом: $R_0 = 10^{-4}$, $\xi_0 = 0$, $c = 1$, с нулевыми начальными условиями получаем график зависимости скорости от переменной ξ [4]. На полученном графике (рис. 1) видим, что учет R_2 приводит к формированию цепочки солитонов:

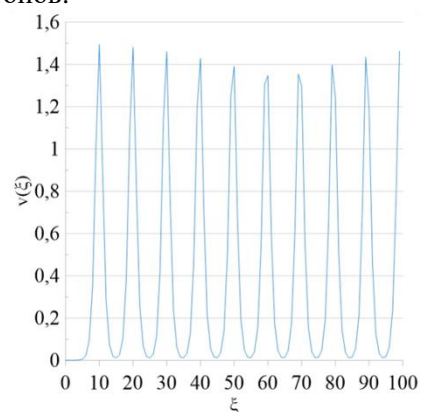


Рис. 1. Зависимость возмущения скорости от переменной $\xi = \eta - c\tau$

Далее пробуем более точно оценить неоднородность R_2 . Для этого пользуемся разложениями более высоких порядков ($\varepsilon^3, \varepsilon^{7/2}$). В пренебрежении функциями третьего порядка, после всех подстановок получаем вид неоднородности:

$$R_2 = \frac{-U^3 + cU^2 - \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} U}{U - c}. \quad (5)$$

В этом случае реализуются гармонические возмущения плотности вблизи некоторого постоянного значения (рис. 2):

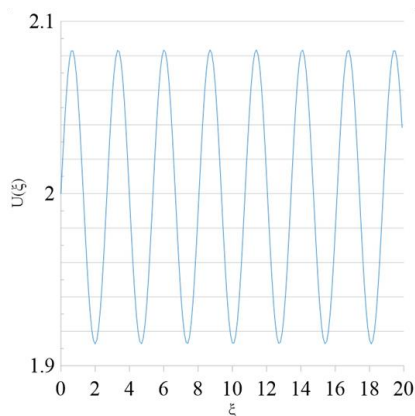


Рис. 2. График для амплитуды U

1. Jaggi R. Electron-fluid model for DC size effect // Journal of Applied Physics. 1991. Vol. 69. P. 816.
2. Ударные волны и акустические явления: учеб. пособие / В. А. Демин. Пермь: изд-во Перм. гос. нац. исслед. ун-та, 2016. 112 с.
3. Чен Ф.Ф. Введение в физику плазмы / Ф. Ф. Чен; пер. с англ. М. : Мир, 1987. 398 с.
4. Полянин А. Д. Справочник. Нелинейные уравнения математической физики (точные решения): справочник / А. Д. Полянин, В. Ф. Зайцев. М. : Физматлит, 2002. 475 с.

СПИНОВАЯ НАКАЧКА ИЗ СКОШЕННЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Е. Е. Козлова^{1,2}, *Д. А. Габриелян*^{1,3}, *Д. А. Волков*^{1,3}, *А. Р. Сафин*^{1,3}, *Д. В. Калябин*^{1,2,4},
С. А. Никитов^{1,2,5}

¹Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный

³НИИ «Московский энергетический институт», Москва

⁴Высшая школа экономики, Москва

⁵Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Эксперименты по спиновой накачке были проведены с различными АФМ-материалами, а именно с Cr_2O_3 [1] и MnF_2 [2]. Причем приведенные выше материалы обладают резонансными частотами от сотен гигагерц до единиц терагерц, что значительно усложняет экспериментальные измерения резонансных характеристик детектированием спиновых токов. Однако есть АФМ-материалы со слабым ферромагнетизмом, обусловленным взаимодействием Дзялошинского – Мория, имеющие резонансные частоты как в несколько сотен гигагерц, так и в единицы и десятки гигагерц, что открывает новые возможности для экспериментального исследования спиновых токов в АФМ. Генерация спиновых токов в различных скошенных многоподрешеточных магнетиках представляет собой важную и не исследованную область.

Физическая структура детектора на основе структуры скошенных АФМ/Pt представлена на рис. 1, а. Под воздействием внешнего переменного СВЧ-излучения с линейной поляризацией в АФМ происходит однородная прецессия магнитных подрешеток $\mathbf{M}_{1,2}$, что приводит к спиновой накачке на границе АФМ/Pt и возбуждению спинового тока \mathbf{j}_{sp} [3]:

$$\mathbf{j}_{sp} = \frac{\hbar}{2\pi} \left[\frac{d\mathbf{l}}{dt} \times \mathbf{l} + \frac{d\mathbf{m}}{dt} \times \mathbf{m} \right], \quad (1)$$

где g_r – действительная часть проводимости на границе АФМ/Pt и \hbar – постоянная Планка, $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_s$ – вектор намагниченности, $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_s$ – вектор Нееля и M_s – намагниченность насыщения АФМ.

Для нахождения спинового тока необходимо рассмотреть динамику вектора намагниченности \mathbf{m} и вектора Нееля \mathbf{l} , описываемых уравнениями, соответственно [4–7]:

$$\mathbf{m} = \frac{1}{\omega_{ex}} \left(\left[\frac{d\mathbf{l}}{dt} \times \mathbf{l} \right] + [\mathbf{l} \times \gamma(\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_{AC})] \times \mathbf{l} + [\mathbf{l} \times \gamma \mathbf{H}_{DMI}] \right), \quad (2)$$

$$\mathbf{l} \times \left[\frac{d^2\mathbf{l}}{dt^2} + \gamma_{eff} \frac{d\mathbf{l}}{dt} + \frac{\partial W}{\partial \mathbf{l}} - 2\gamma \left[\frac{d\mathbf{l}}{dt} \times \mathbf{H} \right] \right] = \gamma \left[\frac{d\mathbf{H}}{dt} \times \mathbf{l} \right], \quad (3)$$

где $\gamma_{eff} = \alpha_{eff}\omega_{ex}$ – ширина спектральной линии АФМ резонанса, α_{eff} – эффективное затухание, включающее в себя константу Гильберта и эффекты спиновой накачки, ω_{ex} – обменная частота, $\gamma = 2\pi \times 28$ ГГц/Тл – гиромагнитное отношение, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{DMI} + \mathbf{h}_{AC}$, здесь $\mathbf{H}_0 = H_0\mathbf{e}_1$ – внешнее постоянное магнитное поле, $\mathbf{H}_{DMI} = H_{DMI}\mathbf{e}_3$ – поле Дзялошинского – Мория и составляющая магнитного поля микроволнового излучения с линейной поляризацией $\mathbf{h}_{AC} = h_{AC} \times \cos(\omega t)\mathbf{e}_2$, $W(\mathbf{l}, \mathbf{H}_0)$ – плотность магнитной энергии при наличии постоянного магнитного поля [8, 9]:

Характерные частоты здесь: $\omega_{ex} = 2\gamma H_{ex}$, $\omega_A = \gamma H_A$, $\omega_{me} = \gamma H_{me}$, и H_{ex} – внутреннее обменное поле, $\mathbf{H}_A = H_A\mathbf{e}_2$ – поле анизотропии, $\mathbf{H}_{me} = H_{me}\mathbf{e}_1$ – поле спонтанной магнитострикции [10].

Выражение для чувствительности детектора с учетом мощности входного переменного микроволнового сигнала $P_{AC} = cS\mu_0 h_{AC}^2/2$, где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, c – скорость света, S – площадь поперечного сечения слоя АФМ:

$$R(\omega) = \frac{2\gamma^2 \kappa}{cS\mu_0 \omega_{ex}^2} \cdot \frac{(\omega_H + \omega_{DMI})\omega_{DMI}^2}{(\omega^2 - \omega_{QFMR}^2)^2 + (\gamma_{eff}\omega)^2} \omega^2, \quad (4)$$

где κ – феноменологический параметр соответствия, полученный путем сравнения экспериментальных данных с теоретической моделью, $\omega_{QFMR} = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H\omega_{DMI} + \omega_{ex}\omega_{me}}$ – частота квазиферромагнитного резонанса.

Рисунки 1, б и в демонстрируют сравнение теоретических кривых, полученных из уравнения (4), с экспериментальными зависимостями обратного спин-Холл-напряжения от приложенного внешнего магнитного поля для бората железа и гематита соответственно. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов показывает хорошее подтверждение теоретической модели, представленной

выше. Небольшие различия обусловлены паразитными эффектами на выходных контактах при экспериментальном измерении, которые не учитываются в теоретическом описании.

Исследование структур на основе антиферромагнетиков со слабым ферромагнетизмом позволяет расширить представление о спиновой динамике, а также дает представление о реальном применении таких материалов, например, для создания СВЧ-приборов, детекторов слабых сигналов, магнитной памяти и устройств спиновой логики. Благодаря этим преимуществам антиферромагнитные материалы в конечном итоге смогут заменить классические ферромагнитные структуры во многих областях их применения.

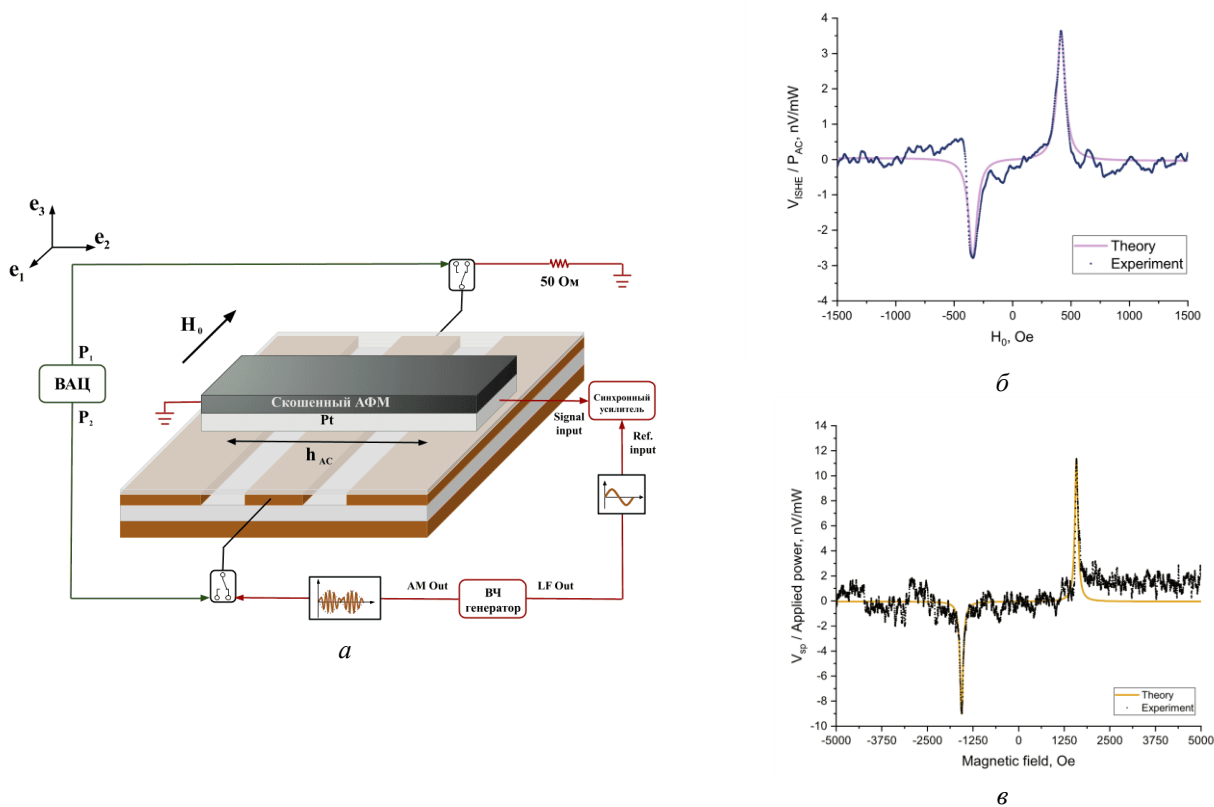


Рис. 1. Физическая структура детектора на основе структуры скошенный АФМ/Pt (а); зеленым контуром показана установка для измерения ФМР, а красным – для измерения спиновой накачки; б – сравнение теоретической кривой, полученной из уравнения (4), с экспериментальными данными обратного спин-холл-напряжения на частоте 14,257 ГГц, нормированного на мощность входного переменного микроволнового сигнала для бора-та железа; в – сравнение теоретической кривой с экспериментальными данными выходного напряжения на частоте 20 ГГц, нормированного на входную мощность для гематита

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2024-538).

1. Li J. et al. Spin current from sub-terahertz-generated antiferromagnetic magnons // Nature. 2020. Vol. 578, no. 7793. P. 70–74.
2. Vaidya P. et al. Subterahertz spin pumping from an insulating anti-ferromagnet // Science. 2020. Vol. 368, no. 6487. P. 160–165.
3. Baltz V. et al. Antiferromagnetic spintronics // Reviews of Modern Physics. 2018. Vol. 90, no. 1.
4. Andreev A. F., Marchenko V. I. Symmetry and the macroscopic dynamics of magnetic materials // Soviet Physics Uspekhi. 1980. Vol. 23, no. 1. P. 21–34.
5. Zvezdin A. K. Dynamics of domain walls in weak ferromagnets // Pis'ma Zh. Exp. Teor. Fiz. 1979. Vol. 29, no. 10. P. 605–610.
6. Ozhogin V., Preobrazhenskii V. Effective anharmonicity of elastic sub- system of antiferromagnets // Sov. Phys. JETP. 1977. Vol. 73. P. 988–1000.
7. Bar'yakhtar I., Ivanov B. Nonlinear waves in antiferromagnets // Solid State Communications. 1980. Vol. 34, no. 7. P. 545–547.
8. Safin A. et al. Theory of Antiferromagnet-Based Detector of Terahertz Frequency Signals // Magnetochemistry. 2022. Vol. 8, no. 2. P. 26.
9. Ozhogin V. I., Preobrazhensky V. L. Anharmonicity of mixed modes and giant acoustic nonlinearity of antiferromagnetics // Soviet Physics Uspekhi. 1988. Vol. 31. P. 713–729.
10. Morrish A. H. Canted Antiferromagnetism: Hematite. WORLD SCIENTIFIC. 1995. Vol. 1.

ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННЕГО ШУМА НА ПРОЦЕСС ОБУЧЕНИЯ ГЛУБОКОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

И. Д. Колесников, Н. И. Семенова

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Нейронные сети в последние годы стали мощным инструментом в области машинного обучения и искусственного интеллекта, имеют высокую производительность в сравнении с традиционными методами машинного обучения, что делает их более востребованными в различных областях.

Существуют аппаратные нейронные сети, функционирование которых реализуется не при помощи моделирования на компьютере, а реализовано физически в виде отдельного устройства. Однако в реальных условиях их работа часто нарушается шумовыми воздействиями, которые могут существенно влиять на производительность и устойчивость моделей [1]. Такие нейронные сети часто сталкиваются с шумами внутренних компонент, что может существенно снижать их эффективность и надежность [2]. В данной работе мы сосредоточились на основных типах шума: аддитивном и мультипликативном.

В рамках нашего исследования была разработана модель нейронной сети для распознавания рукописных цифр, состоящая из 784 нейронов во входном слое, 20 в скрытом и 10 в выходном слоях, основанную на классификации цифр из набора данных MNIST.

Модель в данной работе обучается методом градиентного спуска. Этот метод позволяет изменять веса на основе случайно выбранных подмножеств данных, это помогает избежать локальных минимумов и делает обучение более устойчивым [3]. В процессе обучения модель подстраивает веса и параметры сети таким образом, чтобы минимизировать ошибку и повысить точность распознавания рукописных цифр. Мы использовали набор данных MNIST, который является стандартом в задачах распознавания изображений.

В ходе экспериментов было установлено, что разные виды шумов, как внедренные во время обучения нейронной сети, так и добавленные к обучающим данным, по-разному влияют на точность нейронных сетей в скрытых и выходных слоях. В скрытом слое воздействие аддитивного шума приводит к быстрому снижению точности, поскольку он затрудняет выделение ключевых признаков из данных. Это связано с тем, что аддитивный шум может «маскировать» важные детали, которые необходимы для правильной классификации. Мультипликативный шум оказался более устойчивым к негативным воздействиям. Это может быть связано с тем, что он изменяет масштаб входных данных, но не искажает их структуру так сильно, как аддитивный шум. В результате нейронные сети демонстрируют большую устойчивость к мультипликативному шуму, что позволяет им лучше сохранять свою производительность при наличии таких искажений (рис. 1).

Для оценки влияния шума в численном эксперименте применяются две ключевые характеристики: вариация (которая представляет собой квадрат стандартного отклонения) и отношение сигнал/шум (SNR). Это отношение вычисляется как отношение квадрата среднего выходного сигнала к его вариации.

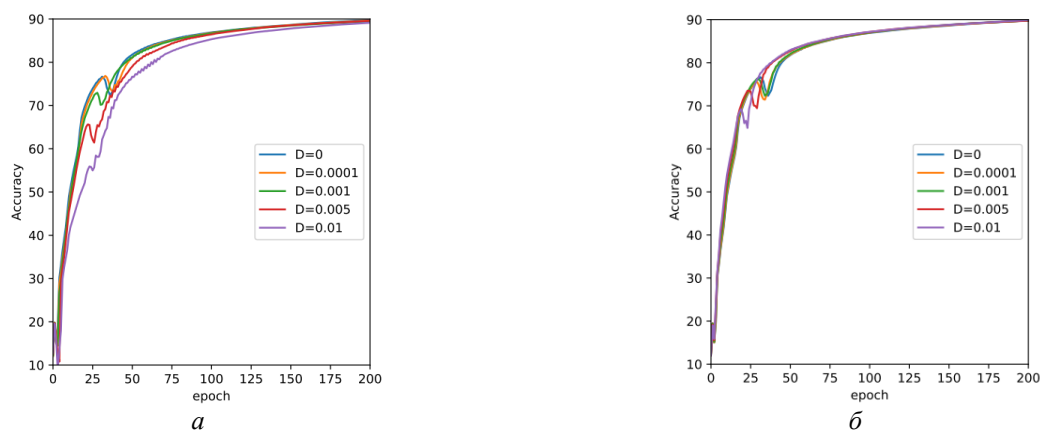


Рис. 1. Влияние мультипликативного шума, внедренного в процессе обучения с различной интенсивностью D , на точность обучения для случаев введения в скрытый (a) или выходной (b) слой. (Синий цвет соответствует $D = 0$, оранжевый – $D = 0,0001$, зеленый – $D = 0,001$, красный – $D = 0,005$, фиолетовый – $D = 0,01$)

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-72-01094, <https://rscf.ru/project/23-72-01094/>.

1. *Semenova N.* Understanding and mitigating noise in trained deep neural networks / N. Semenova, L. Larger, D. Brunner // *Neural Networks*. 2022. Vol. 146. P. 151–160.
2. *Москвитин В. М.* Влияние шума на рекуррентные нейронные сети с нелинейными нейронами / В. М. Москвитин, Н. И. Семенова // *Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика*. 2023. Т. 31, № 4. С. 484–500.
3. *Semenova N.* Noise-mitigation strategies in physical feedforward neural networks / N. Semenova., D. Brunner // *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. 2022. Vol. 32, no. 6. P. 061106.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ПОПУЛЯЦИИ В РЕКУРРЕНТНЫХ НЕЙРОСЕТЯХ, ОБУЧЕННЫХ ЗАДАЧЕ КОНТЕКСТНО-ЗАВИСИМОГО ВЫБОРА

Р. А. Кононов¹, О. В. Масленников^{1,2}, В. И. Некоркин^{1,2}

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Современные исследования когнитивных функций нередко опираются на модели, полученные при помощи машинного обучения из эмпирических данных. [1–3] Проблема подобного подхода в том, что полученная путем численной оптимизации нейронная сеть – черный ящик, требующий дальнейшего исследования [4, 5].

Часто исследование динамики полученных ИНС ограничивается анализом численных траекторий активности сети [6] и полагается на понижение размерности траектории, даже в случае достаточно просто заданных систем, например, вида:

$$x_{n+1} = \text{ReLU}(x_n W^h + I_n W^l), \quad (1)$$

$$\text{ReLU}(x) = \begin{cases} x, & x > 0 \\ 0, & x \leq 0 \end{cases}$$

В нашем докладе мы анализируем динамический механизм [7], формируемый в нейронной сети вида (1) при обучении ее классической когнитивной задаче двухальтернативного выбора с контекстом [8] с точки зрения устройства фазового пространства. Отдельное испытание состоит из трех этапов, первый из которых служит для разделения испытаний, на втором подаются две пары зашумленных стимулов и сигнал контекста, выделяющий одну из этих пар. От сети требуется сравнить стимулы в этой паре и выбрать наибольший, на третьем этапе стимулы отсутствуют, а от агента требуется удержать решение в памяти и дать ответ в конце испытания. Разницу между стимулами в одной паре обозначим как coh , тогда каждое испытание конфигурируется контекстом и парой $(coh_A, coh_B) \in [0,1]$.

Стимулы внутри одного этапа – постоянные сигналы с аддитивным шумом, мы рассмотрели их как параметры и изучили автономную динамику внутри каждого из этапов. Сформулировали критерий, позволяющий найти неподвижные точки и квазипериодические аттракторы в сети, полагаясь на структуру связей активных нейронов. Это позволило выделить нейронные популяции, стоящие за объектами в фазовом пространстве, кодирующими входные стимулы или принятое решение.

Эволюция данных популяций в процессе машинного обучения продемонстрирована на рис. 1, а. Зарождение пары популяций, кодирующих решения сети, согласуется с появлением у сети нетривиальной стратегии решения задачи. Несмотря на то что стимулы одного знака coh кодируются одной популяцией, тип кодирующего аттрактора может меняться в зависимости от этого параметра. На рис. 1, в показано, что один и тот же знак может кодироваться как неподвижной точкой, так и квазипериодическими аттракторами с разной частотой.

В ходе работы был обучен ансамбль моделей методами обучения с подкреплением. Установлена сложная зависимость между coh стимулов и типом аттрактора, кодирующего ее на соответствующем этапе испытания. Показано, что квазипериодический аттрактор чаще кодирует пары стимулов в испытаниях с малой по модулю coh .

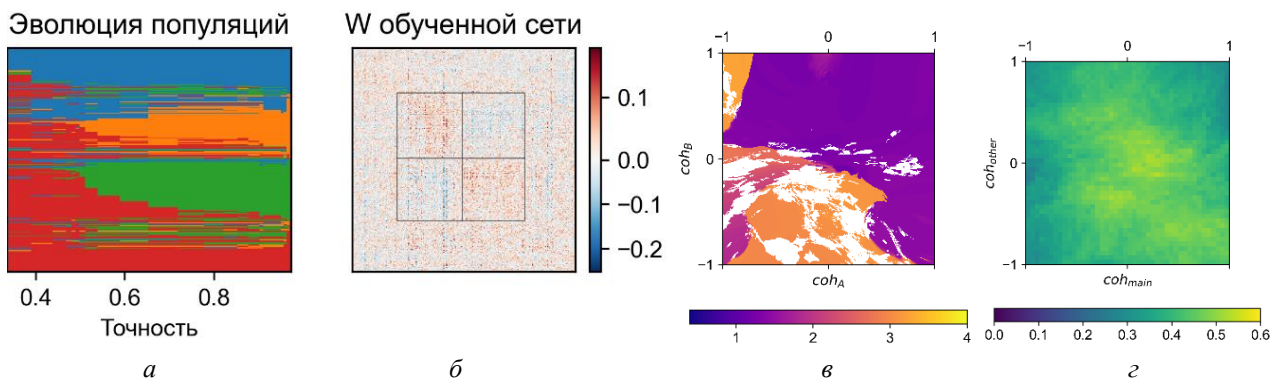


Рис. 1. Эволюция популяций нейросети (а) и ее матрица связности после обучения (б). Зависимость частоты кодирующего аттрактора на плоскости параметров испытания для одной сети (в) и распределение квазипериодических аттракторов на этой плоскости для ансамбля сетей (г)

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-72-10088.

1. *Saurabh Vyas et al.* Computation through neural population dynamics // *Annual Review of Neuroscience*. 2020. Vol. 43. P. 249–275.
2. *Richards B. A., Lillicrap T. P., Beaudoin P. et al.* A deep learning framework for neuroscience // *Nat Neurosci*. 2019. Vol. 22. P. 1761–1770.
3. *Omri Barak.* Recurrent neural networks as versatile tools of neuroscience research // *Current Opinion in Neurobiology*. 2017. Vol. 46. P. 1–6.
4. *Масленников О. В., Пугавко М. М., Щапин Д. С., Некоркин В. И.* Нелинейная динамика и машинное обучение рекуррентных спайковых нейронных сетей // 2022. УФН. Т. 192. С. 1089–1109.
5. *Pugavko M. M., Maslennikov O. V. and Nekorkin V. I.* Multitask computation through dynamics in recurrent spiking neural networks // *Sci Rep*. 2023. Vol. 13. P. 3997.
6. *Yang, G. R. et al.* Artificial Neural Networks for Neuroscientists: A Primer // *Neuron*. Vol. 107, no. 6. P. 1048-107.
7. *Кононов Р. А., Масленников О. В., Некоркин В. И.* Динамика рекуррентных нейронных сетей с кусочно-линейной функцией активации в задаче контекстно-зависимого принятия решения // *Известия вузов. ПНД (принята к публикации)*. 2025.
8. *Valerio Mante et al.* Context-dependent computation by recurrent dynamics in prefrontal cortex // *Nature*. 2013. 503.7474 , P. 78–84.

СТАЦИОНАРНЫЕ НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПЛАЗМЕННО-ПОЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

А. В. Коржиманов

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Неравновесные состояния плазмы, то есть состояния, в которых плазма неоднородна в пространстве, а функции распределения ее частиц по скоростям далеки от максвелловских, представляют большой интерес как с фундаментальной точки зрения, поскольку проявляют большое разнообразие наблюдаемых физических явлений (развитие неустойчивостей, турбулизация, генерация пучков ускоренных частиц и крупномасштабных магнитных полей), так и с прикладной, поскольку встречается в целом ряде важных приложений (магнитное пересоединение и ударные волны в космической плазме, лазерно-плазменные источники энергичных электронов, ионов, яркого рентгеновского излучения и т. д.)

В основе описания неравновесных состояний плазмы лежит кинетическое уравнение с самосогласованным электромагнитным полем, известное как уравнение Власова. В середине XX века были получены отдельные точные решения для этого уравнения, совместные с уравнением Пуассона (нелинейные волны Бернштейна – Грина – Крускала [1]) или с законом Ампера (решения для границы плазма – магнитное поле Грэда [2], Соловьева и Морозова [3], токовый слой Харриса [4] и др.). Эти уравнения породили целый круг исследований в области бесстолкновительных ударных волн в плазме, магнитного пересоединения, устойчивых конфигураций плазмы в магнитных ловушках и т. д.

Несмотря на длительную историю исследований, интерес к точным решениям уравнения Власова сохраняется до сих пор в силу их многообразности и важности для анализа наблюдений и экспериментов [5]. В частности, значительный интерес представляют состояния, содержащие так называемые «электронные дыры» в фазовом пространстве [6].

В 2000-е годы были также получены решения системы уравнений Власова – Максвелла для релятивистски интенсивных электромагнитных волн в плазме [7, 8].

В рамках данной работы получены новые решения уравнений Власова – Максвелла, отвечающие случаю полного или частичного отражения релятивистски интенсивной электромагнитной волны от слоя плазмы и представляющие собой стоячие волны, самосогласованные со стационарным распределением электронной плотности в плазменном слое. Подобные плазменно-полевые структуры были ранее получены в приближении холодной гидродинамики [9, 10], однако в полностью кинетическом случае показана возможность образования «электронных дыр» в фазовом пространстве, которые могут оказывать существенное влияние на вид решения. Проведено также исследование устойчивости таких структур и показано, что она зависит не только от амплитуды электромагнитной волны и плотности плазмы, но и от температуры электронов, что согласуется с предыдущим анализом, основанным на приближении холодной гидродинамики [11, 12].

1. *Bernstein I. B.* / I. V. Bernstein, J. M. Greene, M. D. Kruskal. Exact Nonlinear Plasma Oscillations // *Physical Review*. 1957. Vol. 108, no. 3. P. 546–550.
2. *Grad H.* Boundary Layer between a Plasma and a Magnetic Field // *Phys. Fluids*. — 1961. — Vol. 4, no. 11. — P. 1366.
3. *Морозов А. И., Соловьев Л. С.* Кинетическое рассмотрение некоторых равновесных плазменных конфигураций // *ЖЭТФ*. 1961. Т. 40. С. 1316–1324.
4. *Harris E. G.* On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field // *Nuovo Cim*. 1962. Vol. 23, no. 1. P. 115–121.
5. *Кочаровский В. В.* / В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский, В. Ю. Мартьянов, С. В. Тарасов. Аналитическая теория самосогласованных токовых структур в бесстолкновительной плазме // *УФН*. 2016. Т. 186, № 12. С. 1267–1314.
6. *Hutchinson I. H.* Electron holes in phase space: What they are and why they matter // *Physics of Plasmas*. 2017. Vol. 24, no. 5. P. 055601.
7. *Lontano M.* / M. Lontano, S. V. Bulanov, J. Koga, M. Passoni, T. Tajima. A kinetic model for the one-dimensional electromagnetic solitons in an isothermal plasma // *Phys. Plasmas*. 2002. Vol. 9, no. 6. P. 2562–2568.
8. *Shukla P. K., Eliasson B.* Localization of Intense Electromagnetic Waves in a Relativistically Hot Plasma // *Phys. Rev. Lett*. 2005. Vol. 94, no. 6. P. 065002.
9. *Marburger J. H., Cooper R. F.* Nonlinear Optical Standing Waves in Overdense Plasmas // *Phys. Rev. Lett*. 1975. Vol. 35, no. 15. P. 1001–1004.
10. *Коржиманов А. В.* / А. В. Коржиманов, В. И. Еремин, А. В. Ким, М. Р. Тушенцов. О взаимодействии релятивистски сильных электромагнитных волн со слоем закритической плазмы // *ЖЭТФ*. 2007. Т. 132, № 4. С. 771–784.
11. *Siminos E.* / E. Siminos, M. Grech, S. Skupin, T. Schlegel, V. T. Tikhonchuk. Effect of electron heating on self-induced transparency in relativistic-intensity laser-plasma interactions // *Phys. Rev. E*. 2012. Vol. 86, no. 5. P. 056404.
12. *Михейцев Н. А., Коржиманов А. В.* Влияние конечности массы ионов на эффект релятивистской самоиндуцированной прозрачности плазменных слоев с резкой границей // *Квантовая электроника*. 2020. Т. 50, № 8. С. 776–781.

О ПЕРЕДАЧЕ ОРБИТАЛЬНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СТРУКТУРИРОВАННОГО СВЕТА НА ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ

Е. О. Дмитриев, Ф. А. Корнеев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Под действием циркулярно-поляризованной волны в плазме может наблюдаться обратный эффект Фарадея, соответствующий возбуждению в системе заряженных частиц кольцевых токов, то есть передаче момента импульса от волны к частицам. Аналогичный процесс может происходить в случае структурированной волны, имеющей угловой орбитальный момент. В настоящее время не существует последовательной теории данного процесса. Имеются лишь разрозненные результаты, в основном полученные с помощью численного моделирования.

В одной из первых работ на эту тему [1] продемонстрирована генерация магнитного поля при воздействии лазерного импульса с радиальной поляризацией на разреженную плазму в бесстолкновительном режиме. Позже подобный расчет был сделан для линейно-поляризованного импульса [2], при этом было показано, что в случае не взаимодействующих частиц эффект сохраняется. Таким образом, для построения последовательной модели представляет интерес рассмотрение одночастичной задачи; передача момента импульса при взаимодействии структурированного лазерного импульса на систему электронов может быть получена при усреднении по их начальному распределению.

Дальнейшие исследования в этом направлении показали, что передача момента импульса отдельному электрону может быть довольно эффективным процессом, однако при усреднении по однородному и изотропному распределению, а также при рассмотрении достаточно длинных импульсов средний переданный момент импульса оказывается чрезвычайно малым. Необходимая точность в численных расчетах может быть достигнута, таким образом, лишь при использовании достаточно большого числа частиц. С другой стороны, для получения аналитической оценки переданного момента импульса необходимо достаточно аккуратное описание электромагнитной волны [3] с учетом фокусировки и временного профиля.

В работе [4] сделана попытка получения качественной аналитической оценки для переданного системе частиц моменту импульса при облучении структурированным импульсом. Процесс рассчитан по теории возмущений по амплитуде поля. Показано, что передача углового орбитального момента изотропной системе частиц реализуется в четвертом порядке, в то время как отдельные частицы поглощают угловой орбитальный момент уже во втором порядке. С использованием приближенных выражений для структурированных импульсов продемонстрировано, что наиболее эффективен процесс передачи углового орбитального момента в полях, представляющих собой суперпозиции мод Лагерра – Гаусса. Проанализированы имеющиеся в литературе результаты.

1. *Nuter R., Korneev P., Thiele I., and Tikhonchuk V.* Plasma solenoid driven by a laser beam carrying an orbital angular momentum // *Physical Review E*. 2018. Vol. 98, no. 3. P. 033211.
2. *Nuter R., Korneev P., Dmitriev E., Thiele I., and Tikhonchuk V.* Gain of electron orbital angular momentum in a direct laser acceleration process // *Physical Review E*. 2020. Vol. 101, no. 5. P. 053202.
3. *Dmitriev E. and Korneev P. A.* On the effect of approximations on the conservation of integrals of motion in Laguerre – Gaussian beams // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. 2022. Vol. 49, no. 2. P. 48–54.
4. *Dmitriev E. and Korneev P.* Angular momentum gain by electrons under the action of intense structured light // *Physical Review A*. 2024. Vol. 110. P. 013514.

НАХОЖДЕНИЕ ЭТАЛОННОГО ВОЛНОВОГО ФРОНТА ДЛЯ КАЛИБРОВКИ АОС НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ФОКУСЕ И ВНЕ ФОКУСА ПРИ ПОМОЩИ СВЕРТОЧНОЙ НЕЙРОСЕТИ

А. В. Котов, А. А. Соловьев

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Основным фактором, ограничивающим качество фокусировки лазерного излучения, являются искажения волнового фронта. Они возникают из-за неидеальной формы поверхности оптических элементов, ошибок юстировки, термических и механических воздействий, а также влияния на волновой фронт потоков воздуха в открытых частях лазера.

Для коррекции волнового фронта лазерного импульса используются адаптивные оптические системы (АОС). АОС состоит из зеркала с управляемой формой поверхности – деформируемого зеркала (ДЗ), датчика волнового фронта (ДВФ), с помощью которого осуществляется обратная связь и системы управления. Наличие неравных искажений волнового фронта в канале фокусировки и в канале измерения приводит к тому, что даже при идеально плоском волновом фронте на ДВФ пятно фокусировки будет отличаться от идеального. Искажения волнового фронта, возникающие между областью фокусировки и плоскостью ДВФ, обычно называют разностными искажениями. При наличии разностных искажений в системе необходимо перекалибровать ДВФ, то есть найти волновой фронт, соответствующий оптимальной фокусировке.

В последние годы активно развиваются методы коррекции волнового фронта на основе нейронных сетей [1]. Их суть заключается в восстановлении волнового фронта по картине распределения интенсивности в фокальной плоскости. В отличие от классических подходов [2, 3], требующих длительного времени работы, эффективность которых зависит от процесса коррекции и начальной точки, нейросетевые методы способны предсказывать требуемый для коррекции волновой фронт за малое число итераций, вплоть до одной. Поэтому эти методы перспективны в задачах коррекции искажений волнового фронта.

Использование только одного распределения интенсивности в фокусе или вне фокуса для реконструкции волнового фронта вносит неопределенность в существование множественных форм волнового фронта, которые приводят к такому распределению. Поэтому для корректной реконструкции требуется однозначность распределения интенсивности для заданного волнового фронта. В данной работе мы выбрали метод фазового разнесения как наиболее простой и удобный в реализации. Помимо решения проблемы фазовой неоднозначности, картина расфокусированного фокального пятна также подчеркивает особенности искажений, что должно облегчить их распознавание нейронной сетью.

В данной работе для реконструкции волнового фронта была выбрана сверточная нейронная сеть типа кодер-декодер. Входными данными для нейронной сети были распределения интенсивности в фокусе и вне фокуса, а выходными данными – форма волнового фронта. Данные для обучения нейронной сети были сгенерированы численно.

Экспериментальная проверка предлагаемого метода была проведена на лазерной установке PEARL [4]. Диаметр пучка составил 18 см, фокусирующая система имела числовую апертуру $F/4$. Данная схема используется в экспериментах на предельной мощности лазера, что показывает практическую применимость разработанного метода.

С использованием численно сформированных данных метод показал погрешность определения формы волнового фронта менее 20% в диапазоне СКО волнового фронта от 0,075 до 0,75 длины волны. В реальных условиях ошибка определения волнового фронта составила порядка 35%.

Исследование поддержано Министерством науки и высшего образования РФ (проект № FFUF-2023-0001).

1. Guo Y. et al. Adaptive optics based on machine learning: a review // *Opto-Electronic Advances*. 2022. Vol. 5, no. 7. P. 200082-1–200082-20.
2. Kotov A. V. et al. Adaptive system for correcting optical aberrations of high-power lasers with dynamic determination of the reference wavefront // *Quantum Electronics*. 2021. Vol. 51, no. 7. P. 593.
3. Sheldakova J. V., Cherezova T. Y., Kudryashov A. V. Genetic and hill-climbing algorithms for high-power laser beam correction // *Topical Problems of Nonlinear Wave Physics*. SPIE. 2006. Vol. 5975. P. 265–272.
4. Soloviev A. A. et al. Research in plasma physics and particle acceleration using the PEARL petawatt laser // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. 2024. Vol. 194, no. 3. P. 313–335.

МЕХАНИЗМЫ СТРУКТУРИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ИНТЕНСИВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

К. С. Котова, И. В. Оладышкин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Возникновение лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (LIPSS) наблюдается при воздействии интенсивного видимого, ИК- и ТГц-излучения на многие полупроводники и металлы [1]. Данный эффект позволяет получать структурированные поверхности, управлять их оптическими, механическими и адгезионными свойствами.

Несмотря на интенсивные исследования, многие фундаментальные аспекты формирования LIPSS остаются невыясненными. Например, в экспериментах по воздействию ИК- и ТГц-импульсов на кремний [2, 3] наблюдается возникновение структур с пространственным периодом много меньшим длины волны падающего излучения. Этот эффект может быть связан с возникновением высокопроводящего слоя вблизи поверхности образца и возбуждением в нем стоячей волны поверхностных плазмон-поляритонов.

В данной работе найдены дисперсионные характеристики поверхностных волн, распространяющихся в трехслойной структуре, а также решены некоторые аналитические задачи, связанные с возбуждением и распространением поверхностных волн на границе проводящей среды. Также были численно исследованы режимы проникновения интенсивного ТГц-излучения в полупроводник (на примере кремния [4]) с учетом ударной ионизации и найдены амплитуды поля, при которых возникающий проводящий слой существенно влияет на проникновение излучения.

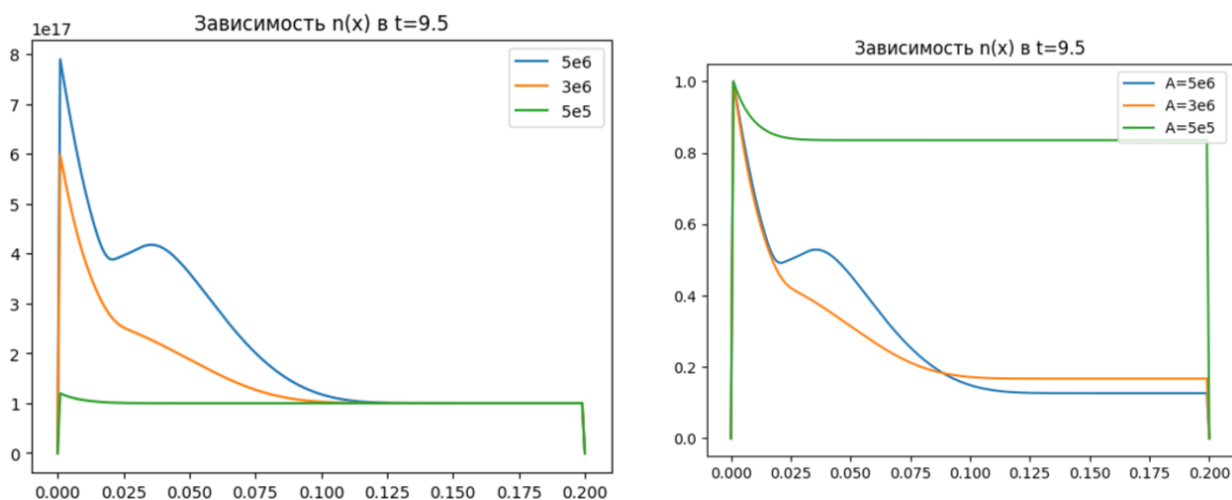


Рис. 1. Зависимость концентрации свободных электронов от глубины для различных амплитуд падающего поля (слева – ненормированный график, справа каждая кривая нормирована на максимум)

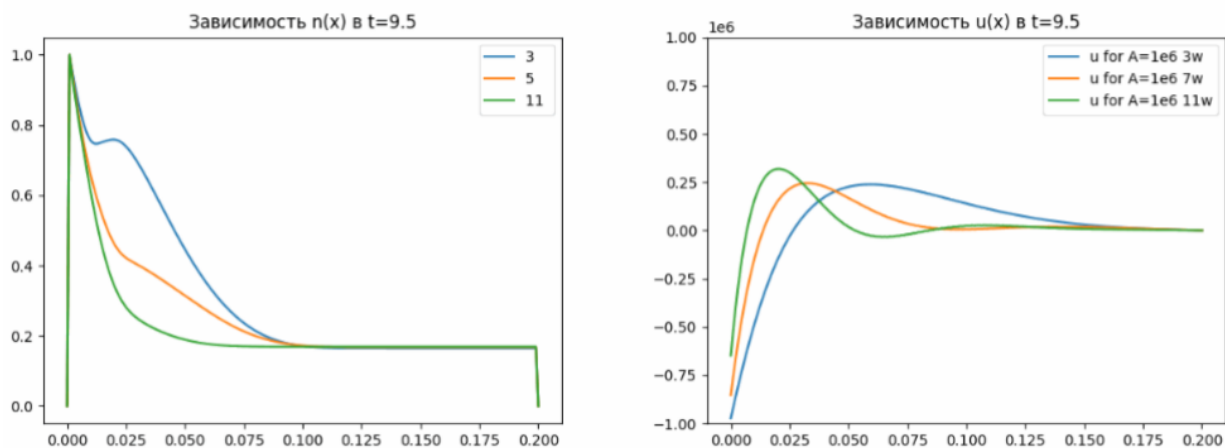


Рис. 2. Зависимость концентрации свободных электронов (слева) и амплитуды электрического поля (справа) от глубины для различных частот падающего поля

В расчетах применялось одномерное приближение, использовались типичные параметры ТГц-импульсов из экспериментальных работ [2, 3]. Рассмотрим профиль распределения концентрации при нормальном падении импульса с различными значениями амплитуды на образец. На рис. 1 справа: нормированное распределение, отображающее общий максимум и позволяющее качественно сравнить различия в профилях; слева: ненормированные профили распределения концентрации для сопоставления их абсолютных значений и оценки относительных изменений. Моделирование показало, что поле с большей частотой испытывает более сильное отражение от поверхности слоя, что приводит к меньшему проникновению в среду, см. рис. 2. Это связано с тем, что с увеличением частоты длина волны и глубина скин-слоя уменьшается, что приводит к усилению взаимодействия поля с поверхностью. И наоборот: поле с меньшей частотой глубже проникает в поверхность. В результате моделирования была получена зависимость глубины проникновения излучения в слой от его частоты. Это подтверждается в экспериментальной работе [2]. Полученные результаты могут быть использованы для оптимизации параметров систем излучения и приема, а также для разработки методов неразрушающего контроля материалов. Также было установлено, что при амплитудах падающего поля порядка нескольких МВ/см концентрация свободных электронов может достигать значений порядка 10^{18} см^{-3} , то есть оказывается критической для излучения накачки.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИПФ РАН, тема FFUF-2023-0002.

1. *Bonse J. et al.* Femtosecond laser-induced periodic surface structures // Journal of laser applications. 2012. Vol. 24, no. 4.
2. *Irizawa A. et al.* Laser-induced fine structures on silicon exposed to THz-FEL // Applied Physics Letters. 2017. Vol. 111, no. 25.
3. *Miyagawa R. et al.* Crystallinity in periodic nanostructure surface on Si substrates induced by near- and mid-infrared femtosecond laser irradiation // Scientific Reports. 2022. Vol. 12, no. 1. P. 20955.
4. *Maes W. et al.* Impact ionization of silicon: a review and update // Solid-State Electronics. 1990. Vol. 33, no. 6. P. 705.

СЦЕНАРИИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ СВЕРХИЗЛУЧАЮЩЕГО ЛАЗЕРА С ДВУМЯ ТИПАМИ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ ВОЛН

Е. Р. Кочаровская, Вл. В. Кочаровский

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

В лазерах с комбинированными резонаторами Фабри – Перо, обладающими разными коэффициентами отражения $R_{1,2}$ противоположных зеркал и распределенной обратной связью (РОС) встречных волн (ФП-РОС), при значительной мощности накачки формируется нелинейная полуволновая решетка инверсии населенностей рабочих энергетических уровней активной среды. У лазеров с высокодобротным резонатором и активной средой, имеющей большое время жизни инверсии населенностей T_1 , влияние этой решетки на свойства генерируемых (и создающих ее) встречных волн является слабым, поскольку ее амплитуда пропорциональна малому времени фазовой релаксации T_2 (обычно $T_2 \ll T_1$) поляризации активной среды, т. е. плотности оптических дипольных моментов активных центров.

Однако в лазерах класса С и D, или сверхизлучающих лазерах, где время фазовой релаксации T_2 больше или порядка времени жизни T_E фотонов в низкодобротном комбинированном резонаторе ФП-РОС, указанная самосогласованная решетка может существенно влиять на взаимодействие и конкуренцию встречных волн. Эта решетка играет роль сосредоточенного в небольшой области пространства неоднородного брэгговского зеркала, обладающего полуволновой модуляцией действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости активной среды. Такое дополнительное зеркало с осциллирующим во времени и пространстве профилем значительно обогащает динамику лазера [1–5].

Для ансамбля активных центров процессы коллективного типа, к которым относится сверхизлучение (или коллективное спонтанное излучение), возможны в плотных активных средах со слабым неоднородным уширением спектральной линии, много меньшим спектральной ширины мод резонатора $2/T_E$ и меньшим однородного уширения спектральной линии $2/T_2$, которое должно быть много меньше так называемой кооперативной частоты инвертированной двухуровневой среды лазера:

$$\nu_c = \sqrt{\frac{2\pi d^2 \omega_0 N_0}{\hbar \epsilon_0}}. \quad (1)$$

Здесь d – дипольный момент активных центров на частоте перехода ω_0 , N_0 – концентрация активных центров, в которых создается инверсия населенностей двух рабочих энергетических уровней, ϵ_0 – средняя диэлектрическая проницаемость матрицы активной среды, \hbar – постоянная Планка. Кооперативная частота определяет как максимальный инкремент диссипативной неустойчивости поляритонов активной среды, так и характерный пространственный масштаб $B_c = c(n_p \epsilon_0)^{1/2} / \nu_c$ (кооперативную длину) их усиления при заданной накачке инверсии населенностей двух рабочих уровней активных центров n_p (c – скорость света в вакууме). Кооперативная длина, в свою очередь, определяет ширину профиля решетки инверсии населенностей. Кроме того, на кооперативные частоту и длину удобно нормировать все временные, частотные и пространственные масштабы, в частности, частоту раби-осцилляций инверсии населенностей $\Omega_R = dE/\hbar$, принимающую вид $|\alpha(z, t)| \nu_c (\epsilon_0)^{1/2}$, где $\alpha = \alpha_+ \exp(ik_0 z) + \alpha_- \exp(-ik_0 z)$ – безразмерная комплексная амплитуда полного электрического поля.

Основные механизмы (сценарии) нестационарной генерации лазеров класса С и D исследовались в рамках полуклассической модели лазера, в которой электромагнитное поле встречных волн описывается классическими уравнениями Максвелла, а активная среда – усредненными по ансамблю излучающих диполей квантовыми уравнениями Блоха [1–3]. Численное моделирование нелинейных уравнений Максвелла – Блоха выявило ряд нестационарных, одно- и многомодовых режимов (рис. 1) асимметричной генерации сверхизлучающего лазера с однородно уширенной спектральной линией двухуровневой активной среды, помещенной в низкодобротный комбинированный резонатор ФП-РОС.

Конкуренция двух брэгговских структур – сосредоточенной в малом объеме решетке инверсии населенностей и распределенной по всей длине лазера (РОС) – может существенно влиять на характеристики установившейся генерации при заданном уровне непрерывной накачки n_p . Степень влияния и достигаемая асимметрия излучения r , т. е. отношение интенсивностей излучения из противоположных торцов лазера, зависят от коэффициентов отражения зеркал, уровня накачки, отстройки частот брэгговского резонанса и центра спектральной линии активной среды Φ , длины лазера с инвер-

тированной активной средой L , времен релаксации поляризации и инверсии населенностей этой среды.

Благодаря наличию мод резонатора ФП-РОС влияние как данных параметров, так и брэгговских структур – каждой по отдельности и совместно – зависит немонотонно от указанной частотной отстройки Φ . Увеличение длины лазера и уровня накачки, а также уменьшение коэффициента РОС и разности коэффициентов отражения противоположных зеркал при фиксированных характеристиках активной среды усиливает это влияние. На определенном этапе изменений названных параметров одномодовая генерация лазера класса С и D, где $T_E \lesssim T_2$, становится неустойчивой, сначала автомодуляционной, а в дальнейшем и импульсно-сверхизлучательной (регулярной или хаотической) [5].

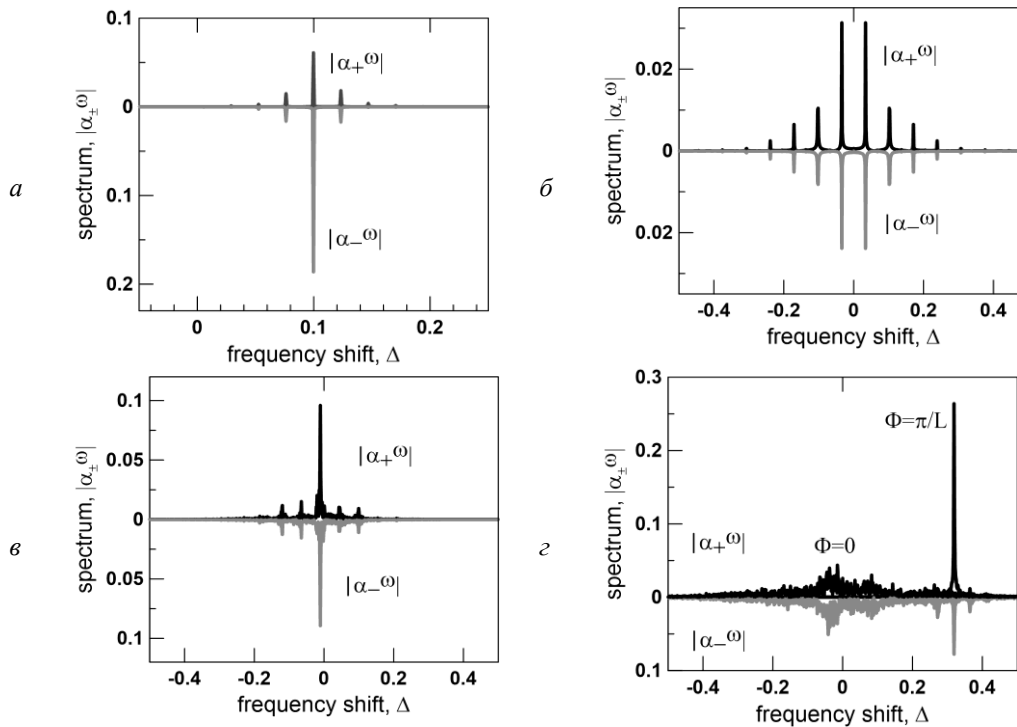


Рис. 1. Типичные спектры асимметричной генерации сверхизлучающего лазера: a – одномодовая автомодуляция; b – периодическая последовательность импульсов сверхизлучения; c – сверхизлучение регулярных импульсов со спонтанным зеркальным переключением структуры решетки инверсии населенностей; d – управляемое переключение режимов частотным сдвигом Φ : переход с нерегулярного сверхизлучения встречных импульсов (при $\Phi = 0$) на стационарный режим (при $\Phi = \pi/L$)

Для сверхизлучающего лазера дано описание основных механизмов и форм автомодуляции выходящего излучения, в общем случае, зеркально асимметричного, а также его спектров, содержащих дискретную и сплошную компоненты. Механизмами модуляции лазерной поляритонной моды являются: возбуждение соседних поляритонных мод благодаря раби-осцилляциям, обогащение спектра эквидистантными гармониками благодаря квадратичной нелинейности или нелинейности коллективного излучения Дике, расширение спектра из-за диссипативной (излучательной) неустойчивости или рассинхронизации импульсного сверхизлучения встречных волн. Показана возможность управления количественными и качественными характеристиками генерации сверхизлучающего лазера.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

1. Кочаровский Вл. В. Сверхизлучение: принципы генерации и реализация в лазерах / Вл. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский // УФН. 2017. Т. 187. С. 367–410.
2. Кочаровская Е. Р. Поляритонный резонанс в автомодуляции асимметричного состояния сверхизлучающего лазера / Е. Р. Кочаровская, А. В. Мишин, Вл. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский // ФТП. 2022. Т. 56. С. 651–658.
3. Кочаровская Е. Р. Поляритонные явления в генерации сверхизлучающего лазера с низкодобротным асимметричным резонатором Фабри – Перо / Е. Р. Кочаровская, Вл. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2023. Т. 66 (2–3). С. 187–201.
4. Кочаровская Е. Р. Структура и особенности автомодуляции сверхизлучательных состояний в асимметричном резонаторе Фабри – Перо / Е. Р. Кочаровская, Вл. В. Кочаровский // ФТП. 2023. Т. 57. С. 348–356.
5. Кочаровская Е. Р. Одновременная генерация слабо и сильно асимметричных мод в сверхизлучающем лазере с низкодобротным комбинированным резонатором / Е. Р. Кочаровская, Вл. В. Кочаровский // ФТП. 2024. Т. 58 (в печати).

**РЕЗОНАНСНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ
ВЫСОКИХ ГАРМОНИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В РЕЖИМЕ ИОНИЗАЦИИ,
ПРОМЕЖУТОЧНОМ МЕЖДУ МНОГОФОТОННЫМ И ТУННЕЛЬНЫМ**

А. Д. Крутин¹, В. В. Стрелков^{1,2}, М. Ю. Рябикин¹

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

В рамках одномерного уравнения Шредингера с модельными потенциалами мы теоретически исследуем процесс генерации высоких гармоник в водородоподобных атомах в области параметров, соответствующих промежуточному режиму между многофотонным и туннельным. В качестве модельного потенциала мы преимущественно используем 1D-потенциал Юкавы, позволяющий путем варьирования радиуса действия кулоновского центра без изменения величины потенциала ионизации, контролировать степень влияния кулоновских эффектов и отстройки промежуточных дискретных уровней от резонансных положений. Для конкретных форм потенциала мы изучаем эффективность резонансной генерации гармоник под действием разнообразных лазерных импульсов и исследуем условия достижения максимального резонансного выигрыша в рассматриваемом процессе.

КВАЗИЛИНЕЙНОЕ И РЕЗОНАНСНОЕ НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД В ПРОЦЕССЕ ФОРМИРОВАНИЯ МАГНИТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В БЕССТОЛКОВОЙ ПЛАЗМЕ С ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А. А. Кузнецов, М. А. Гарасев, Н. А. Емельянов, А. А. Нечаев, Вл. В. Кочаровский

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Анизотропные распределения электронов по скоростям, подверженные аperiodическим неустойчивостям вейбелевского типа, характерны для широкого класса явлений в различных областях неравновесной космической и лабораторной плазмы. Вследствие развития подобных неустойчивостей формируются мелкомасштабные токовых филаменты и согласованные с ними квазимагнитостатические турбулентные поля, которые существенно изменяют кинетику частиц в плазме.

Настоящий доклад посвящен выявлению роли интегрального квазилинейного и резонансного нелинейного взаимодействия мод (пространственных гармоник) в эволюции спектра магнитной турбулентности вейбелевского типа. В качестве начального распределения частиц по скоростям для определенности выбрано бимаксвелловское, у которого эффективная температура вдоль одного направления (оси анизотропии) больше, чем вдоль двух других. Механизмы взаимодействия мод в докладе изучены на основе двумерного и трехмерного моделирования немагнитной и магнитоактивной (внешнее магнитное поле сонаправлено с осью анизотропии) вейбелевской турбулентности.

Оригинальная двумерная система уравнений выведена из уравнений Максвелла – Власова и описывает эволюцию пространственных мод (гармоник) распределения скоростей частиц и связанных с ними электромагнитных полей [1, 2]. В этой системе учтено лишь квазилинейное взаимодействие мод, т. е. взаимодействие через их интегральное влияние на однородное распределение частиц по скоростям в пространстве. В широком диапазоне значений параметра анизотропии, включающем как малые, так и большие в сравнении с единицей значения, квазилинейные уравнения решаются для многих сотен мод с помощью метода Leapfrog. Волновые векторы мод плотно покрывают область неустойчивости в счетной плоскости, которая выбирается двумя способами. В одном случае ось анизотропии перпендикулярна плоскости расчета, а турбулентность состоит исключительно из ТЕМ-мод, у которых волновой вектор, магнитное поле и ось анизотропии взаимно ортогональны. В другом – ось анизотропии принадлежит плоскости счета, а турбулентность формируется ТМ-модами.

Полученные решения квазилинейной системы сопоставлены с результатами аналогичных расчетов кодом ЕРОСН, использующим метод «частиц в ячейках», который полностью учитывает нелинейное взаимодействие мод. Установлено, что в первом случае, когда расчетная плоскость перпендикулярна оси анизотропии, квазилинейное взаимодействие является определяющим для нелинейного развития турбулентности в течение длительного периода времени и выполняется инвариантное соотношение, связывающее масштаб турбулентности, среднеквадратичное магнитное поле и параметр анизотропии [3], несмотря на то что в расчетах методом частиц в ячейках в этом случае наблюдается генерация посредством нелинейного трехволнового взаимодействия линейно устойчивой ТЕ-моды (рис. 1, а). В случае, когда ось анизотропии лежит в плоскости счета, двумерный квазилинейный подход работает не так хорошо, предположительно, из-за особой роли наклонных мод. Сравнение с моделированием ЕРОСН показало наличие существенного вклада прямого нелинейного взаимодействия мод в некоторые части спектра турбулентности после насыщения линейного роста неустойчивости.

Преимуществом разработанного оригинального квазилинейного подхода является очень низкий уровень шума по сравнению с методом частиц в ячейках, в котором невозможен расчет динамики отдельных мод с такой же точностью. Это позволило впервые установить и изучить различные стадии их эволюции, включая экспоненциальный, сверхбыстрый и степенной рост, а также осцилляционное затухание (рис. 1). Также были установлены некоторые свойства нелинейной эволюции всего спектра турбулентности, включая его квазиавтомодельный характер и четко определенные степенные наклоны на длинноволновом и коротковолновом крыльях. Кроме того, выявлены типичные закономерности деформации (уплощения) самосогласованного распределения частиц по скоростям и исследована типичная эволюция как параметра электронной анизотропии, так и энергии магнитного поля.

Рассеяние частиц турбулентными магнитными полями существенно для прямого нелинейного взаимодействия мод, включая как резонансное, так и нерезонансное взаимодействие, которое не учитывается в квазилинейном приближении. Чтобы описать этот сложный нелинейный процесс в квазилинейном моделировании, мы аналитически оцениваем поперечное сечение рассеяния электронов на

магнитной турбулентности и добавляем аномальные столкновения в уравнение Власова в рамках простейшего БГК тау-приближения. Для моделирования в случае, когда расчетная плоскость перпендикулярна оси анизотропии, результат показывает лишь незначительные уточнения динамики турбулентности. В другом случае, когда ось анизотропии лежит в плоскости расчета и влияние прямого нелинейного взаимодействия мод значительно, результат улучшенного квазилинейного моделирования заметно меняется и вполне согласуется с результатом моделирования методом частиц в ячейках.

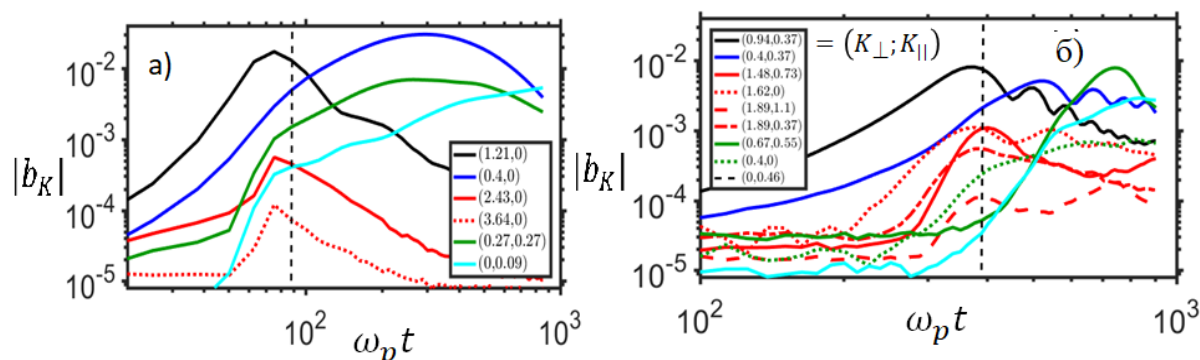


Рис. 1. Эволюция амплитуд, усредненных по аксиальному углу, типичных мод в отсутствие внешнего магнитного поля (а) $b_{\text{ext}} = 0$ и при его наличии (б) $b_{\text{ext}} = 0,71$ (нормировано на равномерное): наиболее линейно неустойчивой моды (черный цвет); линейно неустойчивой моды, испытывающей степенное нарастание (синий цвет); линейно устойчивых мод, затухающих непосредственно после сверхбыстрой генерации (красный цвет); линейно устойчивых мод, примерно степенным образом нарастающих после окончания сверхбыстрой генерации (зеленый цвет); наиболее энергонесущей моды, сонаправленной с осью анизотропии (бирюзовый цвет). Вертикальный пунктир соответствует первому локальному максимуму среднеквадратичного магнитного поля в каждом случае. Начальный параметр анизотропии температур $A_0 = 10$

При заданном однородном в пространстве распределении частиц по скоростям увеличение внешнего магнитного поля сужает область неустойчивых волновых чисел и уменьшает линейный инкремент нарастающих мод. С использованием метода частиц в ячейках на основе полностью трехмерного описания магнитной турбулентности найдены закономерности эволюции характерных масштабов и среднеквадратичной величины турбулентного магнитного поля, а также деформации однородного в пространстве распределения частиц по скоростям на нелинейной стадии развития турбулентности. Выявлен сверхбыстрый рост различных пространственных гармоник вследствие трехволнового и четырехволнового резонансного взаимодействия мод (рис. 1, б), а также элементы автомодельной динамики спектра, имеющие место на некоторых продолжительных этапах его эволюции при выполнении определенных условий. Указан ряд характеристик турбулентности, которые удается приближенно найти путем двумерного (2D3V) моделирования, и те ее свойства, которые выявляются лишь в полноценном трехмерном (3D3V) моделировании. Определены также возможности применения квазилинейного подхода к описанию слабой магнитной турбулентности в этом случае.

Полученные результаты указывают на перспективность использования квазилинейного подхода для детального изучения динамики спектра магнитной турбулентности в отсутствие внешнего магнитного поля, особенно в плазме с низкой анизотропией, где метод частиц в ячейках сложен в применении из-за высокого уровня шума. Вместе с тем при наличии достаточно сильного внешнего магнитного поля, существенно изменяющего спектр магнитной турбулентности, но еще не подавляющего ее развитие, как установлено, ограничиваться квазилинейным подходом нет оснований, поскольку на первый план выходит прямое трех- и четырехволновое взаимодействие мод, значительно усложняющее нелинейную динамику спектра и нарушающее его квазиавтомодельную эволюцию.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-62-00032, <https://rscf.ru/project/24-62-00032/>. Для численных расчетов использованы суперкомпьютерные ресурсы ЦКП ИПМ им. М. В. Келдыша РАН.

1. Кузнецов А. А., Нечаев А. А., Гарасев М. А., Кочаровский Вл. В. Квазилинейное моделирование развития вейбелевской турбулентности в анизотропной бесстолкновительной плазме // ЖЭТФ. 2023. Т. 164, вып. 6. С. 1098–1119.
2. Кузнецов А. А., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В., Нечаев А. А., Гарасев М. А. Насыщающее магнитное поле вейбелевской неустойчивости в плазме с бимаксвелловским и бикаппа-распределением частиц // Физика плазмы. 2022. Т. 48, вып. 9. С. 836–846.
3. Nechaev A. A., Kuznetsov A. A., Kocharovskiy Vl. V. On the analytical description of the nonlinear stage of the Weibel instability in collisionless anisotropic plasma // J. Plasma Phys. 2023. Vol. 89, no. 6. P. 175890601.

СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ В МИКРОРЕЗОНАТОРЕ С КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ ПРИ ДВУНАПРАВЛЕННОЙ НАКАЧКЕ

С. С. Кульпин^{1,2}, А. В. Андрианов¹, Е. А. Анашкина¹

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Оптические микрорезонаторы с модами шепчущей галереи обладают уникальным соотношением высокой добротности и субмиллиметровыми размерами. Они могут быть использованы в оптоэлектронике, вычислительной технике. В последние годы наблюдается возрастающий интерес к исследованию задач, связанных со спонтанным нарушением симметрии, а также с киральным и невязанным распространением света в нелинейных оптических микрорезонаторах. Этот интерес обусловлен такими приложениями, как немагнитные оптические изоляторы и циркуляторы, высокочувствительные сенсоры и многие другие.

В данной работе выполнено теоретическое исследование нелинейной динамики мод, распространяющихся в микрорезонаторе с керровской нелинейностью в двух направлениях, при двунаправленной накачке пучками с одинаковыми интенсивностями (см. рис. 1, *а*). Продемонстрированы режимы спонтанного нарушения симметрии и рассмотрены режимы автоколебаний.

Система дифференциальных уравнений, описывающая динамику комплексных огибающих полей E_{\pm} в рамках теории связанных мод с учетом керровской нелинейности, может быть записана в безразмерном виде [1, 2]:

$$\frac{dE_{\pm}}{dt} = E_{in} - E_{\pm} - i \Delta E_{\pm} + i|E_{\pm}|^2 E_{\pm} + 2i|E_{\mp}|^2 E_{\pm} \quad (1)$$

где t – медленное время, E_{in} – накачка, Δ – расстройка между резонансной частотой микрорезонатора и частотой накачки, слагаемые $-E_{\pm}$ описывают потери, слагаемые $i|E_{\pm}|^2 E_{\pm}$ и $2i|E_{\mp}|^2 E_{\pm}$ описывают керровскую фазовую самомодуляцию и кросс-модуляцию соответственно.

Были найдены все стационарные состояния системы (1) при различных мощностях накачки при $d/dt = 0$. Также выполнено независимое численное интегрирование динамической системы уравнений (1) при разных значениях отстройки на достаточно длительных временах, в результате чего система приходила к устойчивому состоянию равновесия или к устойчивому предельному циклу для каждого конкретного Δ при выбранных значениях мощности. Устойчивые стационарные решения, найденные при интегрировании динамической системы, совпадают с аналитическими решениями на соответствующих ветках.

Численные решения системы при разных интенсивностях накачки приведены на рис. 1, *б*. Сплошные кривые соответствуют устойчивым ветвям, пунктирные кривые соответствуют неустойчивым ветвям решений, точки соответствуют автоколебательным режимам. Отметим, что система (1) симметрична относительно замены E_{+} на E_{-} . Таким образом, имеются симметричные решения, когда поля обеих мод равны друг другу. Так, при $E_{in}^2 = 1$ решения симметричны при всех рассматриваемых Δ . В этом случае наблюдается характерный наклон резонанса с двумя устойчивыми симметричными ветвями и одной симметричной неустойчивой ветвью. С увеличением мощности накачки при достижении некоторого порогового значения зависимости существенно меняются. Начиная с определенного Δ , происходит спонтанное нарушение симметрии через бифуркацию типа «вилка»; симметричное решение теряет устойчивость, и возникают асимметричные устойчивые решения (соответствующий пример показан при $E_{in}^2 = 2$ на рис. 1, *б*). При дальнейшем увеличении мощности накачки на асимметричных ветвях наблюдается бифуркация Андронова – Хопфа [2], в результате чего в системе возникает устойчивый предельный цикл, и наблюдаются автоколебания (соответствующий пример показан при $E_{in}^2 = 3$ на рис. 1, *б*). Осциллограммы автоколебательных решений при $E_{in}^2 = 3$, $\Delta = 6$ показаны на рис. 1, *в*, а соответствующая фазовая траектория – на рис. 1, *г*. При дальнейшем увеличении E_{in} динамика системы усложняется [1, 2], но ее исследование выходит за рамки данной работы.

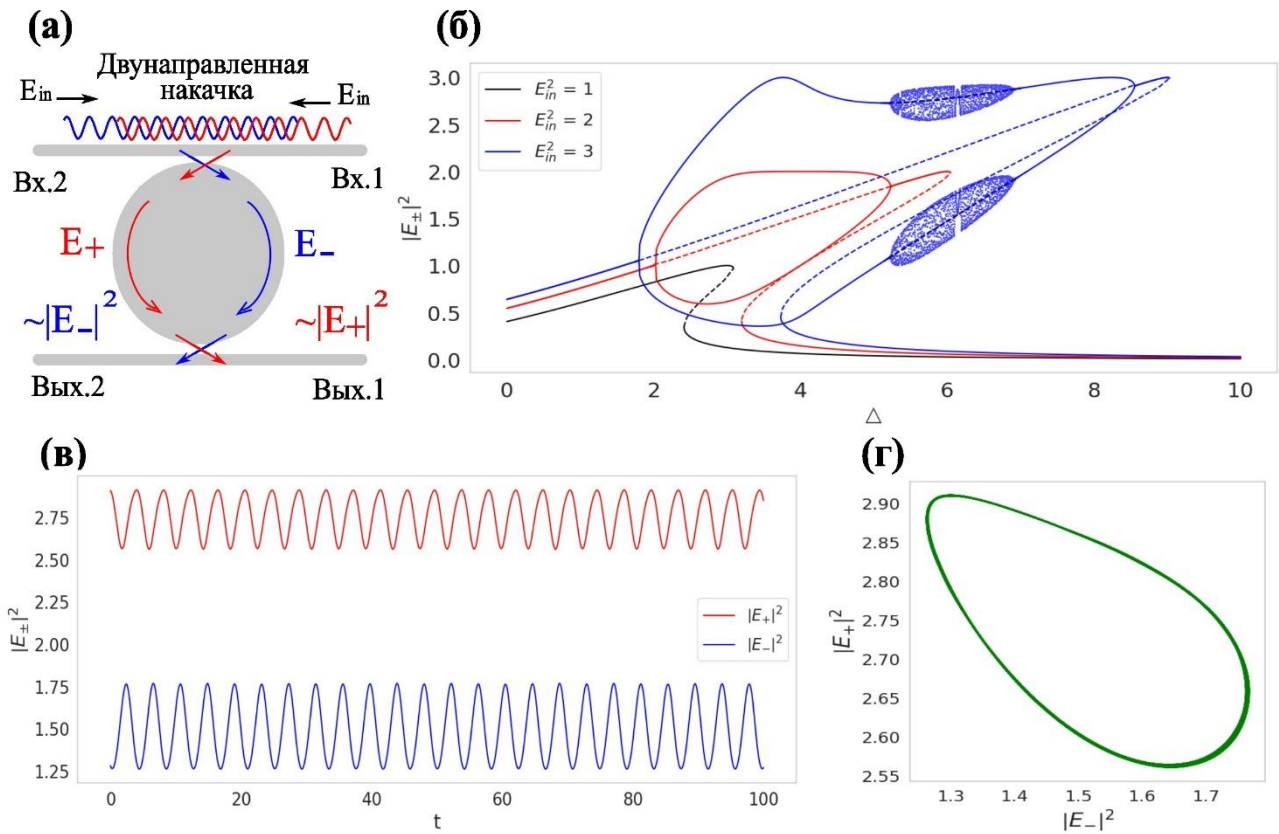


Рис. 1. Схема рассмотренной системы (а). Нелинейные резонансы при различных мощностях накачки (б). Пример автоколебательных решений при $E_{in}^2 = 3$, $\Delta = 6$ (в) и соответствующая фазовая траектория (г)

Работа поддержана Российским научным фондом (грант 20-72-10188-П).

1. M. T. M. Woodley, L. Hill, L. D. Bino, G. Oppo, P. Del'Haye. Self-Switching Kerr Oscillations of Counterpropagating Light in Microresonators // Phys. Rev. Lett. 2021. Vol. 126. P. 043901.
2. R. D. D. Bitha, A. Giraldo, N. G. R. Broderick, B. Krauskopf. Bifurcation analysis of complex switching oscillations in a Kerr microring resonator // Phys. Rev. E. 2023. Vol. 108. P. 064204.

ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В ОДНОМODOVOM РЕЗОНАТОРЕ С КОМПЗИТНЫМ ДИСКОВЫМ АКТИВНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ НА РАДИАТОРЕ СПЕЦИАЛЬНОЙ ФОРМЫ

Г. А. Курников^{1,2}, М. Р. Волков¹

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Лазеры на основе активных элементов дисковой геометрии в настоящее время позволяют достичь непрерывных мощностей излучения в десятки киловатт [1]. Однако в режиме генерации импульсов показатели дисковых лазеров значительно скромнее [2]. Малая запасаемая энергия в дисковом активном элементе (АЭ) обусловлена эффектом усиленного спонтанного излучения, наиболее выраженным для лучей, идущих под углом полного внутреннего отражения. Для решения данной проблемы можно использовать идею композитного АЭ [3], в котором люминесценция свободно покидает активную область благодаря наличию нелегированного слоя с близким показателем преломления. Однако из-за возросшей оптической толщины в неоднородно нагретой среде, становятся существенными термонаведенные искажения излучения. Для решения данной проблемы предложен, смоделирован и экспериментально проверен [4] способ подавления указанных искажений, основанный на искусственном ограничении поперечных потоков тепла путем профилирования радиатора, рис. 1, а, б.

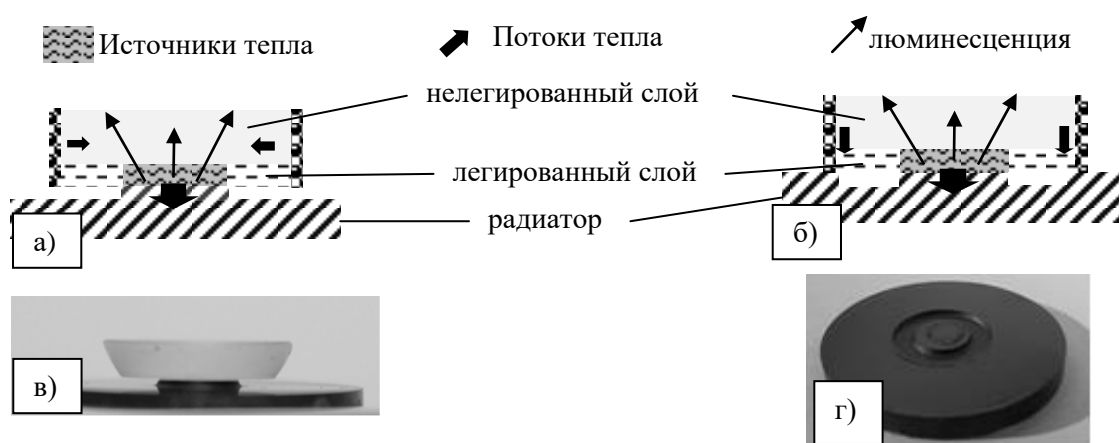


Рис. 1. Схематическое изображение композитного активного элемента на профилированном радиаторе первого типа (а), второго типа (б), в – фотография композитного активного элемента на профилированном радиаторе первого типа, г – фотография профилированного радиатора второго типа

В результате применение новой геометрии теплоотвода позволило снизить величину термонаведенной линзы в 2–4 раза по сравнению с плоским радиатором [4].

После произведенных улучшений основной целью являлось получение генерации и измерение эффективности системы в одномодовом импульсном режиме, при использовании ячейки Погкельса в качестве элемента, контролирующего добротность системы, путем регулировки количества энергии, покидающего резонатор через поляризационный выход. Для накачки дискового композитного АЭ (Yb:YAG/Sapphire) применялся многопроходный дисковый квантрон. Прежде чем переходить к импульсному режиму, следовало сконструировать одномодовый резонатор и проверить его эффективность в случае непрерывной накачки. Опыт показал, что КПД такой системы равен 26% (рис. 2), что соответствует (по порядку) эффективности ранее тестируемой системы (с тонким АЭ и плоским радиатором). Однако после введения в схему поляризатора обнаружился крайне низкий КПД (3–4 %). Как оказалось, причиной такого снижения стало наличие поляризационных искажений, вносимых композитным активным элементом, из-за чего терялась часть полезного сигнала на выходе из резонатора. Для борьбы с таким эффектом было предложено использовать поляризационные пластины ($\lambda/4$ и $\lambda/2$), определенная ориентация которых позволяет скомпенсировать появляющуюся деполяризацию. Как итог, удалось добиться КПД 12,5% (рис. 2), что явно демонстрирует частичную работоспо-

способность примененного метода. Однако в таком случае выходная мощность по-прежнему остается ниже (в 2,5 раза), чем полученная с резонатором без поляризационного выхода, что оставляет дальнейшее место для размышлений и исследований.

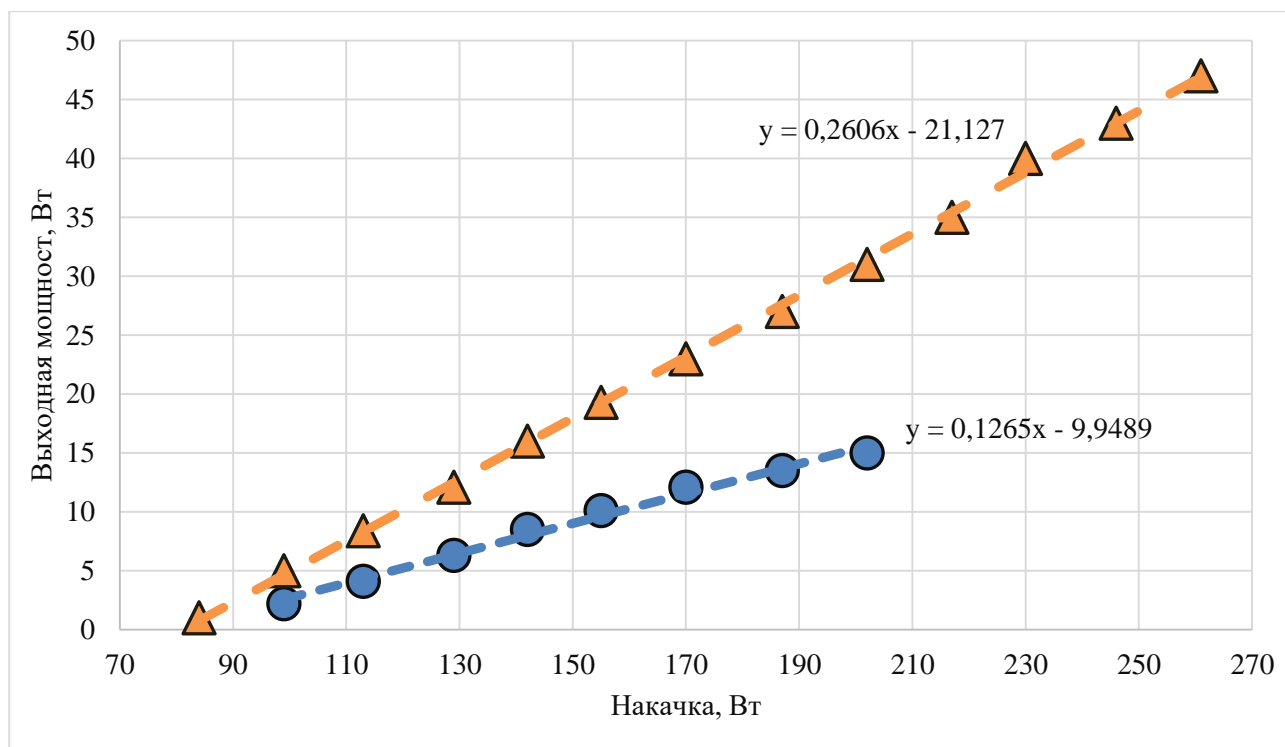


Рис. 2. Зависимость выходной мощности от мощности накачки для композита на Yb:YAG/Sapphire в многомодовом и одномодовом режиме

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

1. Ryba T., Zasko S., Schad S.-S., and Killi A. Latest advances in high power and high brightness laser technology (SPIE LASE). SPIE, 2019.
2. Krötz P. et al. Towards 2 kW, 20 kHz ultrafast thin-disk based regenerative amplifiers // Laser Congress 2019 (ASSL, LAC, LS&C), Vienna, 2019/09/29 2019: Optical Society of America, in OSA Technical Digest, p. ATh1A.8. [Online]. Available: <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ASSL-2019-ATh1A.8>. [Online]. Available: <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ASSL-2019-ATh1A.8>
3. Zapata L., Beach R., and Payne S. Composite thin-disc laser scaleable to 100 kW average power output and beyond / Preprint UCRL-JC-138786: Solid state and Diode Laser Technology Review, 2000.
4. Volkov M., Kuznetsov I., Kurnikov G., and Mukhin I. Suppression of thermally induced lens in composite disk active elements by shaping a heat-removing plate // Optics Continuum 2023. 2. 473–483. 10.1364/OPTCON.475153.

ПЕРЕНОС ПОТЕНЦИАЛЬНО ЗАГРЯЗНЕННЫХ ВОД ОТ АЭС «ФУКУСИМА-1» К ГРАНИЦАМ ЮЖНО-КУРИЛЬСКОЙ РЫБОЛОВНОЙ ЗОНЫ

М. А. Лебедева^{1,2}, *М. В. Будянский*^{1,2}, *А. А. Удалов*², *Т. В. Белоненко*¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет

²Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток

24 августа 2023 года Япония начала процесс сброса накопленной технической воды с АЭС «Фукусима-1» в Тихий океан. Сброс будет проходить порциями по несколько тысяч тонн в течение тридцати лет. Несмотря на возражения соседних с Японией стран, Международное агентство по атомной энергии (МАГАТЭ) дало согласие на осуществление этого процесса.

В исследовании на примере одного года (в период с 24 августа 2022 года по 24 августа 2023 года) рассматривается возможность проникновения сливаемых с АЭС «Фукусима-1» вод в Южно-Курильскую рыболовную зону России. Пути переноса пассивных маркеров были исследованы с помощью методов лагранжева моделирования [1–5]. Получены оценки времени переноса потенциально загрязненной воды от берегов Японии к границам Южно-Курильской рыболовной зоны в зависимости от даты слива.

Целью исследования является выявление возможных транспортных коридоров и механизмов адвекции вод, сбрасываемых с АЭС «Фукусима-1». Для достижения этой цели были использованы два набора данных: поле геострофических скоростей AVISO с пространственным разрешением $1/4^\circ$ скорости течений на глубине 0,5 м, полученные из океанического реанализа GLORYS12V1 на основе модели NEMO с пространственным разрешением $1/12^\circ$. Оба набора данных доступны на сайте Copernicus (<http://marine.copernicus.eu/>).

Сравнение результатов, полученных с использованием данных AVISO и GLORYS12V1, демонстрирует хорошее согласие в оценках времени переноса пассивных маркеров, имитирующих потенциально загрязненные частицы воды, а также выявляет схожие механизмы адвекции. В частности, установлено, что пассивные маркеры захватываются первым меандром Куроисио и переносятся в северо-восточном направлении с помощью локальной системы циклонических и антициклонических вихрей. Одним из ключевых выводов исследования является обнаружение гидрологического режима, при котором потенциально загрязненные воды с АЭС «Фукусима-1» могут достичь границ Южно-Курильской рыболовной зоны всего за две недели.

Работа выполнена при поддержке СПбГУ, шифр проекта № 116442164.

1. *Пранц С. В., Улейский М. Ю., Будянский М. В.* Численное моделирование распространения в океане радиоактивного загрязнения от АЭС «Фукусима Дайичи» // ДАН. 2011. Т. 439, № 6. С. 811–814.
2. *Prants S. V., Budyansky M. V., Ponomarev V. I., Uleysky M. Yu.* Lagrangian study of transport and mixing in a mesoscale eddy street // Ocean Modelling. 2011(a). Vol. 38, no. 1–2. P. 114–125.
3. *Prants S. V., Uleysky M. Yu., Budyansky M. V.* Numerical simulation of propagation of radioactive pollution in the ocean from the Fukushima Dai-ichi nuclear power plant // Doklady Earth Sciences. 2011(b). Vol. 439, no. 2. P. 1179–1182.
4. *Prants S. V., Ponomarev V. I., Budyansky M. V. et al.* Lagrangian analysis of mixing and transport of water masses in the marine bays // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2013. Vol. 49, no. 1. P. 82–96.
5. *Budyansky M. V., Goryachev V. A., Kaplunenko D. D., Lobanov V. B., Prants S. V., Sergeev A. F., Shlyk N. V., Uleysky M. Yu.* Role of mesoscale eddies in transport of Fukushima-9 derived cesium isotopes in the ocean // Deep-Sea Research I. 2015. Vol. 96. P. 15–27. DOI: 10.1016/j.dsr.2014.09.007.

НЕЛИНЕЙНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В СВЯЗАННЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Н. Д. Лобанов, О. В. Матвеев, М. А. Морозова

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

В последние годы магноника [1, 2] привлекла значительное внимание исследователей благодаря ее потенциалу для использования в устройствах нового поколения, где информация передается магнонами или спиновыми волнами. Одним из ключевых элементов для таких устройств являются магнонные кристаллы (МК) – периодические структуры на основе ферромагнитных пленок, в которых из-за наличия периодической геометрии возникает возможность для формирования запрещенных зон в спектре магнитостатических волн [3].

Ферромагнитные материалы обладают нелинейными свойствами [4], что приводит к возникновению новых эффектов при распространении магнитостатических волн. В частности, наблюдается нелинейный сдвиг запрещенных зон при увеличении мощности сигнала, что открывает возможности для использования магнонных кристаллов как фазовращателей и усилителей [5].

Особое внимание уделяется созданию связанных структур на основе ферромагнитных пленок для объединения магнонных элементов в сети. Эксперименты показали возможность переключения между выходными портами таких структур при определенных условиях, что делает их перспективными для нелинейного деления мощности [6].

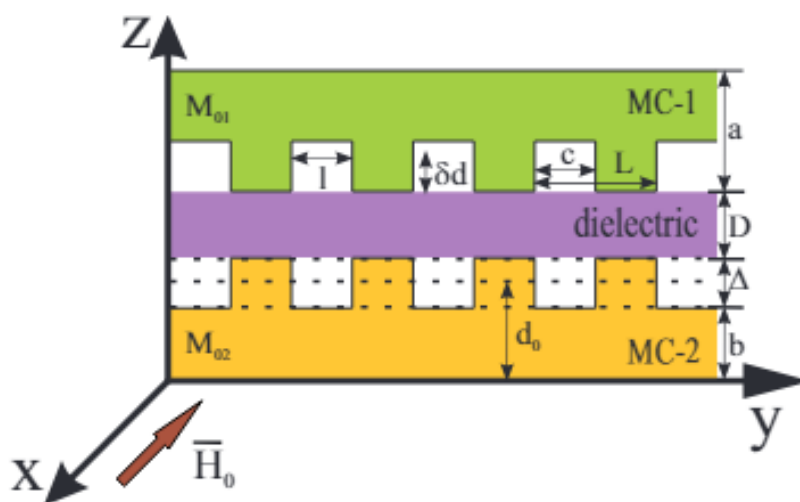


Рис. 1. Схема слоистой структуры в виде МК-1 (МК-1) и МК-2 (МК-2), разделенных диэлектрическим слоем (dielectric)

Исследовано, что в линейном режиме структура может образовывать несколько брэгговских резонансов, количество которых зависит от симметрии системы. Нелинейные эффекты влияют на каждый резонанс по-разному, и целью работы является изучение влияния нелинейности на брэгговские резонансы в вертикально связанных магнонных кристаллах с периодической системой канавок.

Показано, что при увеличении амплитуды входного сигнала имеет место сдвиг запрещенных зон вниз по частоте. Однако нелинейность по-разному влияет на частотное положение каждой из зон. В нелинейном случае частотный интервал между зонами становится меньше, чем в линейном случае. Чем больше разница между намагниченностями насыщения МК-1 и МК-2, тем более ярко выражен эффект нелинейного сближения запрещенных зон. При увеличении внешнего магнитного поля данный эффект также становится более ярко выраженным.

Выявленные особенности расширяют потенциал исследуемой структуры для частотно-селективной обработки сигналов, позволяя управлять частотной селективностью как с помощью статических параметров связи, периодичности и намагниченности слоев, так и динамически, изменяя мощность входного сигнала.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-20121).

1. *Никитов С. А., Сафин А. Р., Калябин Д. В., Садовников А. В., Бегинин Е. Н., Логунов М. В., Морозова М. А., Одинцов С. А., Осокин С. А., Шараевская А. Ю., Шараевский Ю. П., Кирилюк А. И.* Диэлектрическая магноника – от гигагерцев к терагерцам // Усп. физ. наук. 2020. Т. 190, вып. 10. С. 1009–1040.
2. *Barman A., Gubbiotti G., Ladak S., Adeyeye A. O., Krawczyk M., Gräfe J., Adelman C., Cotozana S., Naeemi A., Vasyuchka V. I., Hillebrands B., Nikitov S. A., Yu H., Grundler D., Sadovnikov A. V., Grachev A. A., Sheshukova S. E., Duquesne J.-Y., Marangolo M., Csaba G., Porod W., Demidov V. E., Urazhdin S., Demokritov S. O., Albisetti E., Petti D., Bertacco R., Schultheiss H., Kruglyak V. V., Poimanov V. D., Sahoo S., Sinha J., Yang H., Münzenberg M., Moriyama T., Mizukami S., Landeros P., Gallardo R. A., Carlotti G., Kim J.-V., Stamps R. L., Camley R. E., Rana B., Otani Y., Yu W., Yu T., Bauer G. E. W., Back C., Uhrig G. S., Dobrovolskiy O. V., Budinska B., Qin H., van Dijken S., Chumak A. V., Khitun A., Nikonov D. E., Young I. A., Zingssem B. W., Winklhofer M.* The 2021 Magnonics Roadmap // Journal of Physics: Condensed Matter. 2021. Vol. 33, no. 41. P. 413001.
3. *Krawczyk M., Grundler D.* Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure // Journal of Physics: Condensed Matter. 2014. Vol. 26, no. 12. P. 123202.
4. *Wang Q., Kewenig M., Schneider M., Verba R., Kohl F., Heinz B., Geilen M., Mohseni M., Lägler B., Ciubotaru F., Adelman C., Dubs C., Cotozana S. D., Dobrovolskiy O. V., Brächer T., Pirro P., Chumak A. V.* A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders // Nature Electronics. 2020. Vol. 3, no. 12. P. 765–774.
5. *Ustinov A. B., Drozdovskii A. V., Kalinikos B. A.* Multifunctional nonlinear magnonic devices for microwave signal processing // Applied Physics Letters. 2010. Vol. 96, no. 14. P. 142513.
6. *Morozova M. A., Matveev O. V., Romanenko D. V., Trukhanov A. V., Mednikov A. M., Sharaevskii Yu. P., Nikitov S. A.* Nonlinear spin wave switches in layered structure based on magnonic crystals // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2020. Vol. 508. P. 166836.

ГИСТЕРЕЗИС БРЭГГОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ СПИНОВЫХ ВОЛН В МУЛЬТИФЕРРОИДНОЙ СТРУКТУРЕ YIG/HZO

М. А. Морозова¹, Н. Д. Лобанов¹, О. В. Матвеев¹, А. М. Маркеев²

¹Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный

Одна из альтернативных концепций по преодолению ограничений, накладываемых стандартной КМОП-электроникой, лежит в области магноники, основной принцип которой заключается в использовании спиновых волн или магнонов вместо электронов в качестве носителей информации [1]. Однако наиболее перспективным является использование мультиферроидных материалов, свойствами спиновых волн в которых можно управлять с помощью не только магнитного, но и электрического поля [2]. Одним из наиболее широко распространенных материалов, в котором возможно распространение спиновых волн, является ферромагнитная пленка железо-иттриевого граната (YIG) [1], и одним из перспективных сегнетоэлектрических материалов в настоящее время является оксидный сегнетоэлектрик на основе оксида гафния [3].

В работе выявлены гистерезис и перестройка частоты запрещенных зон (полос непропускания в спектре спиновых волн) в многослойной структуре YIG/TiN/HZO/TiN (железо-иттриевый гранат / нитрид титана / оксид гафния-циркония / нитрид титана, 100 нм / 20 нм / 10 нм / 20 нм) с периодической модуляцией толщины. Данная структура создана с использованием жидкофазной эпитаксии пленки YIG и атомно-слоевого осаждения пленок TiN и HZO, что позволяет эффективно комбинировать слои и позволяет сохранить ферромагнитные и сегнетоэлектрические свойства каждого слоя. Полученная структура демонстрирует взаимодействие магнитной и сегнетоэлектрической подсистем. Разработанная технология создания канавок на поверхности делает такую конструкцию брэгговской отражающей решеткой.

В работе показано, что слой HZO в составе многослойной структуры демонстрирует свойство гистерезиса, двухуровневое состояние и эффект пробуждения. В слое YIG было обнаружено распространение спиновых волн. В полосе возбуждения спиновых волн наблюдается брэгговская запрещенная зона. Положение запрещенной зоны зависит от напряжения (поляризация HZO); при изменении напряжения происходит перестройка частоты; направление сдвига запрещенной зоны в электрическом поле изменялось при коэрцитивном напряжении. Зависимость частоты зоны от напряжения имела тип «бабочка».

Практическая значимость результата заключается в том, что гистерезисная зависимость положения запрещенной зоны спиновых волн от поляризации сегнетоэлектрика позволяет использовать такую структуру в качестве ячейки памяти.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 23-79-30027).

1. Barman A., Gubbiotti G., Ladak S., Adeyeye A. O., Krawczyk M., Gräfe J., Adelman C., Cotofana S., Naeemi A., Vasyuchka V. I., Hillebrands B., Nikitov S. A., Yu H., Grundler D., Sadovnikov A. V., Grachev A. A., Sheshukova S. E., Duquesne J.-Y., Marangolo M., Csaba G., Porod W., Demidov V. E., Urazhdin S., Demokritov S. O., Albisetti E., Petti D., Bertacco R., Schultheiss H., Kruglyak V. V., Poimanov V. D., Sahoo S., Sinha J., Yang H., Münzenberg M., Moriyama T., Mizukami S., Landeros P., Gallardo R. A., Carlotti G., Kim J.-V., Stamps R. L., Camley R. E., Rana B., Otani Y., Yu W., Yu T., Bauer G. E. W., Back C., Uhrig G. S., Dobrovolskiy O. V., Budinska B., Qin H., van Dijken S., Chumak A. V., Khitun A., Nikonov D. E., Young I. A., Zingsem B. W., Winklhofer M. The 2021 Magnonics Roadmap // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2021. Vol. 33, no. 41. P. 413001.
2. Fetisov Y. K., Srinivasan G. Nonlinear electric field tuning characteristics of yttrium iron garnet–lead zirconate titanate microwave resonators // *Applied Physics Letters*. 2008. Vol. 93, no. 3. P. 033508.
3. Mikheev V., Chouprik A., Lebedinskiy Y., Zarubin S., Markeev A. M., Zenkevich A. V., Negrov D. Memristor with a ferroelectric HfO₂ layer: in which case it is a ferroelectric tunnel junction // *Nanotechnology*. 2020. Vol. 31, no. 21. P. 215205.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭМОЦИОНАЛЬНЫХ ОБРАЗОВ

И. В. Лоскот, С. А. Полевая

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Решается задача объективной диагностики эмоционального состояния индивидов при воздействии внешних аудиовизуальных стимулов. Предложены, реализованы и исследуются экспериментальные методики, основанные на анализе динамики вариабельности сердечного ритма (ВСР) в зависимости от эмоциональной валентности (положительная, отрицательная) и модальности стимула (звук, изображение) с использованием инструментов телеметрии сердца. В рамках исследования проводилась оценка уровня эмоциональной дезадаптации индивида и самодиагностика эмоциональной реакции методикой SAM. По результатам исследования выявлены особенности воздействия аудиовизуальных стимулов, на основе которых возможна диагностика эмоционального состояния индивида в контексте внешней информационной среды.

Разработано множество инструментов определения эмоционального состояния, например, опросник SAM (Self-Assessment Manikin) [1]. Благодаря этому связываются объективные физиологические показатели с субъективной оценкой собственного состояния индивидом. В качестве стимульного материала в подобных исследованиях используются изображения, звуковые стимулы [1–3].

Человек мыслит на основе взаимодействующих многочисленных образов (репрезентаций). Данные образы хотя и имеют в основе своего функционирования вполне конкретную материальную структуру (электрическая и химическая активность в головном мозге человека), но при этом их описание обычными математическими моделями затруднено по ряду причин [4]. Для разработки схемы эксперимента необходимо предложить обоснование воздействия информационных образов на индивида. В данной статье предлагается описание активности информационных образов на основе математического аппарата квантовой физики [5].

В качестве основного метода был выбран анализ вариабельности сердечного ритма (ВСР). Показатели ВСР отображают тонус вегетативной системы в динамике [1, 6]. Для регистрации физиологических сигналов использовалась технология событийно-связанной телеметрии ритма сердца [8, 10].

В актуальных исследованиях эмоций большинством исследователей в качестве стимульного материала применяются нормативные базы IAPS и IADS. Для невербальной самооценки эмоционального воздействия стимулов предложено использовать опросник Self-Assessment Manikin (SAM) [7, 9–11].

В исследовании приняли участие 67 человек в возрасте от 17 до 56 лет (48 женщин и 19 мужчин). Все испытуемые являлись условно здоровыми, без выявленных сердечно-сосудистых заболеваний и психологических отклонений. Участники предварительно подписали информационное согласие на участие в исследовании.

В качестве стимульного материала было отобрано 24 аудиозаписи: 12 позитивных, т. е. с наивысшими средними значениями по шкале «валентность» в диапазоне от 2,33 до 2,9; 12 негативных, т. е. со средними значениями по шкале «валентность» в диапазоне от –3,43 до –2,96.

Стимульный материал аффективных изображений включал 24 фотографии: 12 позитивных, т. е. с наивысшими средними значениями по шкале «валентность» в диапазоне от 2 до 4; 12 негативных, т. е. со средними значениями по шкале «валентность» в диапазоне от –4 до –2.

Было решено сформировать 2 набора стимулов: базовый, с последовательно выстроенными к предъявлению негативным и позитивным аудиовизуальными стимульными наборами в форме единого видео; диссонансный (разновалентный), с последовательно выстроенными к предъявлению отрицательными изображениями и положительными звуками, затем с положительными изображениями и отрицательными звуками, в форме единого видео.

Испытуемым надевался датчик событийно-связной телеметрии для сбора данных ВСР на протяжении всего эксперимента. Для целей калибровки проводилось две ортопробы (3 минуты каждая) в состоянии покоя сидя и стоя. Далее испытуемым предъявлялся базовый или диссонансный набор и предлагалось оценить валентность с помощью методики SAM. Также испытуемые проходили мониторинг уровня эмоциональной дезадаптации (УЭД) [12]. Исследование длилось 24 минуты.

Функциональное состояние (ФС) испытуемых оценивалось по данным ВСР. Влияние взаимодействия стимулов на ФС проявляется в следующих эффектах: 1) вероятность «физиологической

нормы» выше при интеграции позитивных аффективных стимулов; 2) вероятность «преморбидного состояния» выше при интеграции негативных аффективных стимулов; 3) интеграция разновалентных стимулов снижает вероятность специфических функциональных состояний и повышает вероятность «донозологии».

По оценкам SAM шкале «валентность» 67% испытуемых имело стандартные оценки, 33% нестандартные: позитивные и негативные стимулы оценивались испытуемыми как нейтральные, либо позитивные стимулы оценивались как негативные. При сравнении средних значений валентности диссонансного комплекса отмечается склонность испытуемых к негативной оценке. Присутствие негативной аудиальной или визуальной компоненты склоняет субъективную оценку среды индивидом в негативную сторону.

В начале эксперимента имелась слабо выраженная дезадаптация; после негативной стимуляции произошел рост значений УЭД; после позитивной значения пришли в исходное состояние. При стимуляции с диссонансным набором изменение уровня эмоциональной дезадаптации сильно связано с валентностью звуковой компоненты и слабо зависит от визуальной компоненты – негативный визуальный стимул не дает такого эффекта. Для людей с высокой исходной дезадаптацией характерны обратные реакции на моновалентные аудиовизуальные стимулы.

Таким образом, нелинейность выражается в сложности предсказания реакций испытуемых на сочетания негативных и позитивных стимулов, а также в индивидуальных различиях восприятия и физиологических реакций.

1. *Васанов А. Ю., Марченко О. П., Севостьянова М. С.* Подбор культурно-специфичных эмоционально окрашенных фотоизображений для экспериментальных исследований // Экспериментальная психология. 2013; Т. 6, № 4; С. 105–114.
2. *Козачук И. В., Кириллова И. А., Ведерникова Т. Н., Симонов С. Н.* Эффекты аудиостимуляции в виде звуков природы на регуляцию сердечного ритма // Вестник ТГУ. 2012. Т. 17, № 4; С. 1270–1272.
3. *Kwang-Ho Choi, Junbeom Kim, O. Sang Kwon, Min Ji Kim, Yeon Hee Ryu, Ji-Eun Park.* Is heart rate variability (HRV) an adequate tool for evaluating human emotions? - A focus on the use of the International Affective Picture System (IAPS) // *Psychiatry Research*. 2017. Vol. 251. P. 192–196. <https://doi.org/10.1016/j.psychres.2017.02.025>
4. *Анохин К. В.* Генные зонды для картирования нервных сетей при обучении. Принципы и механизмы деятельности мозга человека. Ленинград : Наука, 1989.
5. *Физика микромира.* Москва : Наука, 1980.
6. *Ковалева А. В., Панова Е. Н., Горбачева А. К.* Анализ вариабельности ритма сердца и возможности его применения. Современная зарубежная психология. 2013. № 1. С. 35–50.
7. *Yun H., Fortenbacher A., Pinkwart N., Bisson T., Moukayed F.* A Pilot Study of Emotion Detection using Sensors in a Learning Context: Towards an Affective Learning Companion // *Proceedings of DeLFI and GMW Workshops*. 2017. Vol. 2092. P. 54–65
8. *Полевая С. А., Парин С. Б., Еремин Е. В., Буланов Н. А., Чернова М. А.* Разработка технологии событийно-связанной телеметрии для исследования когнитивных функций // XVIII Международная научно-техническая конференция «Нейроинформатика-2016»: Сборник научных трудов. М. : НИЯУ МИФИ. 2016. Ч. 1. С. 34–44. <https://doi.org/10.17691/stm2019.11.1.13>.
9. *Bradley M. M., Lang P. J.* The International Affective Digitized Sounds (2-nd Edition; IADS-2): Affective Ratings of Sounds and Instruction Manual Gainesville. FL : The Center for Research in Psychophysiology. University of Florida. 2007. P. 29–46.
10. *Lang P. J., Bradley M. M., Cuthbert B. N.* International affective picture system (IAPS): Instruction manual and affective ratings. Technical Report A-4. Gainesville, FL: The Center for Research in Psychophysiology, University of Florida. 1999.
11. *Косоногов В. В., Мартинес-Сельва Х. М., Санчес-Наварро Х. П.* Обзор современных методов измерения физиологических признаков знака и силы эмоциональных состояний // Теоретическая и экспериментальная психология. 2017. Т. 10, № 3; С. 63–78.
12. *Рунова Е. В., Григорьева В. Н., Бахчина А. В., Парин С. Б., Шишалов И. С., Кожевников В. В., Некрасова М. М., Каратушина Д. И., Григорьева К. А., Полевая С. А.* Вегетативные корреляты произвольных отображений эмоционального стресса // СТМ. 2013. Т. 5, № 4. С. 69–77.

ЭМПИРИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ИССЛЕДОВАНИЮ СОВМЕСТНОЙ ДИНАМИКИ ОКЕАНОВ

Е. М. Лоскутов, П. А. Мурзина, Д. Н. Мухин, А. С. Гаврилов

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Эмпирический подход к моделированию динамических систем заключается в построении оператора эволюции, описывающего наблюдаемую динамику моделируемой системы непосредственно по данным наблюдений. Такой подход позволяет строить относительно простые модели сложных высокоразмерных динамических систем, которые, несмотря на свою простоту, позволяют корректно воспроизводить наблюдаемую динамику на качественном уровне [1, 2]. Применение эмпирического подхода к исследованию динамики климата Земли позволяет решать некоторые задачи, не прибегая к использованию чрезвычайно сложных и требующих значительных вычислительных ресурсов моделей общей циркуляции. Одной из таких задач является выявление статистически обоснованной, содержащейся в данных наблюдения информации о наличии связей в динамике различных бассейнов Мирового океана. Метод выявления связи заключается в построении связанных и изолированных эмпирических моделей климатической динамики в различных регионах. В данной работе исследуемой климатической характеристикой является температура поверхности океана (ТПО). Связанная модель описывает динамику ТПО выбранных бассейнов Мирового океана при помощи единого оператора эволюции в то время, как изолированные модели используют отдельный оператор эволюции для каждого выбранного бассейна. Предполагается, что связь присутствует, если связанная модель описывает динамику характеристик океана лучше, чем изолированные модели для каждого океана. Связь обоюдная, если улучшения есть в обоих рассматриваемых регионах, и направленная, если в каком-то одном. Качество воспроизведения динамики ТПО оценивалось при помощи меры количественного соответствия между динамикой модели и наблюдаемыми данными. В качестве наблюдаемых данных использовались временные ряды реанализа ERSST (version 5) [3]. Результаты исследований выявили статистически обоснованное улучшение качества прогноза на один шаг для связанной модели Тихого и Индийского океанов по сравнению с изолированными моделями. Этот факт позволяет сделать предположение о наличии существенной обоюдной связи между динамикой ТПО Тихого и Индийского океанов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2023-0004).

1. *Molkov Ya. / Ya. Molkov, E. Loskutov, D. Mukhin, A. Feigin.* Random dynamical models from time series // *Phys. Rev. E.* 2012. Vol. 85.
2. *Mukhin D. / D. Mukhin, D. Kondrashov, E. Loskutov, A. Gavrilov, A. Feigin, M. Ghil.* Predicting Critical Transitions in ENSO models. Part II: Spatially Dependent Models // *J. Climate.* 2015. Vol. 28, no. 5. P. 1962–1976.
3. *Huang B.* Extended Reconstructed Sea Surface Temperature version 5 (ERSSTv5), Upgrades, validations, and intercomparisons. / *Peter W. Thorne et al.* // *Journal of Climate.* 2017. Vol. 30, issue 20. P. 8179–8205.

РАСЧЕТ СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЛИНЕЙНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСАХ

М. П. Малахов, А. М. Федотов

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

Изучение процесса взаимодействия интенсивного лазерного импульса с релятивистским пучком электронов представляет особый интерес из-за нелинейного характера протекания процесса. В таком режиме можно получать высокоэнергетические фотоны, частоты которых будут сильно превышать основную частоту лазера. Спектр для случая рассеяния электрона на монохроматических плоских волнах имеет аналитическое решение, а при наличии огибающей спектрально-угловое распределение можно получить только численно. В работе изучаются спектральные и угловые распределения фотонов, рассеянных электроном при лобовом столкновении с плосковолновым лазерным импульсом в нелинейном режиме. Для этого был разработан код для вычисления интеграла по фазе импульса в матричном элементе соответствующего квантово-электродинамического процесса в представлении Фарри [1]. В интересующем нас режиме подынтегральная функция быстро осциллирует, поэтому для расчета интеграла используется обобщенный метод Филона, основанный на работе [2]. Для расчета отдельных спектральных и угловых распределений далее выполняется интегрирование по углам вылета и частоте рассеянного фотона соответственно. Разработанный код позволяет выполнять расчеты для произвольных энергий электрона, а также интенсивности, поляризации, формы огибающей и длительности лазерного импульса.

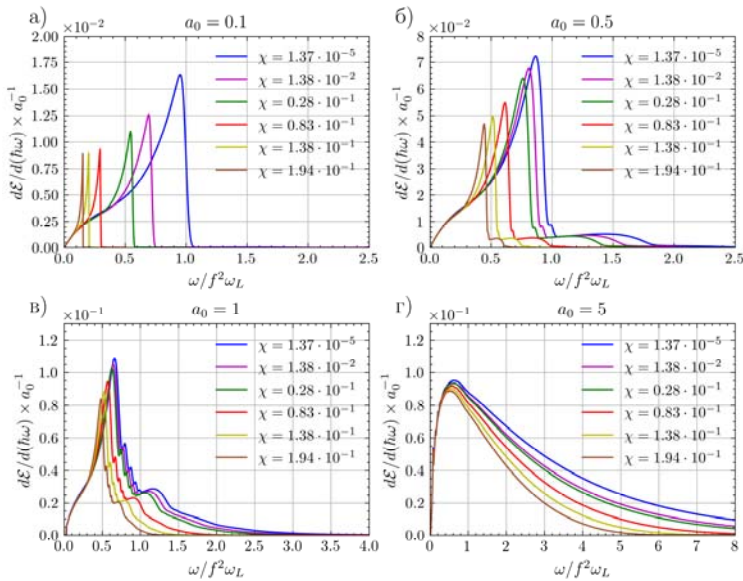


Рис. 1. Сравнение томсоновского и комптоновского спектров для гауссовой огибающей с циркулярной поляризацией $\xi = \pi/4$, $\Delta\phi = 30$, в зависимости от квантового параметра χ при различных a_0 : а – $a_0 = 0,1$, б – $a_0 = 0,5$ в – $a_0 = 1$, г – $a_0 = 5$. Значения χ приведены в легенде

С помощью разработанного кода исследованы зависимости спектрально-угловых, угловых распределений и спектра рассеянного фотона в зависимости от интенсивности, длительности импульса и квантового параметра. Рассмотрен случай циркулярной поляризации лазерного импульса с супергауссовой огибающей. Изменение спектра при переходе из режима нелинейного томсоновского рассеяния в режим нелинейного комптоновского рассеяния показано рис. 1. Видно, что при увеличении начальной скорости электрона наблюдается сильное покраснение спектра и уменьшение амплитуды, обусловленное квантовой отдачей, а при увеличении амплитуды поля спектр ставится синхротроноподобным.

1. *Seipt D., Kämpfer B.* Nonlinear Compton scattering of ultrashort intense laser pulses // Phys. Rev. A. 2011. Vol. 83. P. 022101.
2. *Thomas A. G. R.* Algorithm for calculating spectral intensity due to charged particles in arbitrary motion // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2010. Vol. 13. P. 020702.

ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ И ПИРАМИДЫ ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ

М. А. Гринберг, Е. А. Мареев

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Изучение трансформации электрической энергии в атмосфере является весьма важной в фундаментальном и прикладном плане проблемой. Между тем работ, посвященных трансформации и круговороту электрической энергии, а также его связи с круговоротом воды, крайне мало (см. [1–5]). Данная работа призвана частично заполнить этот пробел, развить и уточнить идеи предшественников и предложив новые. Основные идеи сводятся к следующему.

В атмосфере Земли существуют структуры с разным содержанием электрической энергии. Во многих случаях эти структуры связаны с формированием облаков и облачных систем (таких как мезомасштабные конвективные комплексы, холодные фронты), проявляющих молниевую активность (грозовые облака). Однако и в отсутствие молниевой активности многие облака проявляют электрическую активность (что видно из результатов наземных, авиационных, баллонных измерений) [6], и генерируемые ими токи дают определенный вклад в глобальную электрическую цепь [1]. С точки зрения электродинамики области, занятые облаками, удобно подразделять на электроактивные и электропассивные. Главным критерием «электропассивности» при этом можно считать совпадение направления приземного электрического поля под облаком с полем хорошей погоды (Fair weather). Под обширными областями слоистых облаков поле, как правило, совпадает по направлению с полем хорошей погоды, но меняет направление при наличии интенсивных осадков. В областях хорошей погоды в число электропассивных облаков также можно включить так называемые аэроэлектрические структуры (АЭЛС) [7–8]. Среди электроактивных облаков в последнее время особое внимание уделялось так называемым ESC (Electric Shower Clouds) и критериям их выделения среди множества облаков и облачных систем. В тропиках высокие облака образуются в результате конвекции, в более высоких широтах – из-за бароклинной неустойчивости.

По мере накопления электрической энергии структуры трансформируются, формируя последовательно ряд различающихся по параметрам и свойствам образований: электропассивные облака, электроактивные облака, грозовые облака и мезомасштабные конвективные системы (рис. 1).

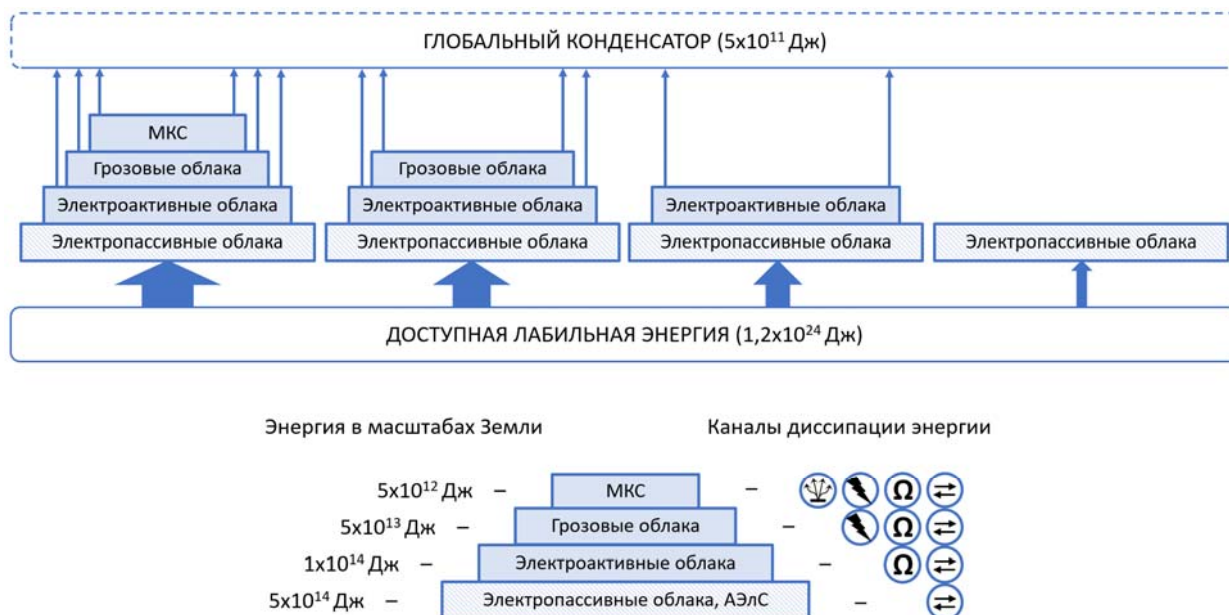


Рис. 1. «Пирамиды» накопления электрической энергии и ее диссипации в атмосфере

Важной особенностью предлагаемой концепции является то, что по мере развития системы только часть электрической энергии переносится на следующий «уровень», в то время как остальная энергия диссипирует по различным каналам. Количество и типы каналов диссипации определяются

электрической энергией, запасенной в структуре: с накоплением энергии и повышением «уровня» структуры возникают новые каналы диссипации. Возникновение нового канала диссипации представляется удобным индикатором перехода структуры на следующий уровень развития. Проведенные оценки позволяют изобразить соответствующие «пирамиды» накопления электрической энергии, а также ее диссипации в атмосфере; они представлены на рис. 1. Для сравнения порядков величин в отдельных блоках пирамид приведены значения энергии и ее диссипации, не относящиеся напрямую к электродинамическим процессам в атмосфере. Каналы диссипации энергии изображены символами, обозначающими диссипацию, обусловленную возмущениями проводимости, генерацией электрических токов («сторонних») в облаке и его окрестности, молниевых разрядов и разрядов над облаками и в средней атмосфере (спрайтов, джетов, гигантских джетов, эльфов, объединяемых иногда в англоязычной литературе термином TLE – Transient Luminous Events).

Развиваемый подход применим как для анализа отдельных областей, занятых разными типами облаков, так и электрических структур глобального масштаба (глобальная электрическая цепь – ГЭЦ). Отметим, что в работе [1] была предпринята попытка наглядно представить оценки, касающиеся глобальной электрической цепи, в виде пирамид накопления и диссипации электрической энергии. Но в отличие от пирамид, представленных в [1], данная работа учитывает последовательный перенос энергии между «уровнями» в процессе усложнения структуры. Такой подход сближает энергетические пирамиды в атмосфере с принятыми в теоретической экологии энергетическими пирамидами в экосистемах [9–11], демонстрируя общность законов трансформации энергии в живой и неживой природе.

Работа подготовлена в рамках Государственного задания ИПФ РАН на выполнение фундаментальных научных исследований FFUF-2023-0004.

1. *Мареєв Е. А. / Е. А. Мареєв, С. В. Анисимов, С. С. Давыденко.* Энергетика глобальной электрической цепи. Физика атмосферы: электрические процессы, радиофизические методы исследований. Материалы совещания по Программе фундаментальных исследований ОФН и ОНЗ РАН. 2–3 декабря 2004 г., г. Нижний Новгород. 2005. С. 39–45.
2. *Мареєв Е. А. / Е. А. Мареєв, А. Е. Сорокин.* Автоволновые режимы электризации грозового облака // *Известия ВУЗов. Радиофизика.* 2001. Т. 44, № 1–2. С. 148–162.
3. *Marshall T. C. / T. C. Marshall, M. Stolzenburg.* Electrical energy constraints on lightning // *Journal of Geophysical Research.* 2002. Vol. 107, no. D7.
4. *S. S. Davydenko / S. S. Davydenko, E. A. Mareev, T. C. Marshall and M. Stolzenburg.* On the calculation of electric fields and currents of mesoscale convective systems // *Journal of Geophysical Research.* 2004. Vol. 109, P. D11103.
5. *Mareev E. A. / E. A. Mareev, S. V. Anisimov.* Lifetime of the thunderstorm electric energy in the global atmospheric circuit and thunderstorm energy characteristics // *Atmos. Res.* 2009. Vol. 91, no. 1–4. P. 161–164.
6. *Имянитов И. М. / И. М. Имянитов, Е. В. Чубарина.* Электричество свободной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1965. 240 с.
7. *Anisimov S. V. / S. V. Anisimov, E. A. Mareev, S. S. Bakastov.* On the generation and evolution of aereoelectric structures in the surface layer // *J. Geophys. Res.* 1999. Vol. 104(D12). P. 14359–14367.
8. *Анисимов С. В. / С. В. Анисимов, Е. А. Мареєв.* Аэроэлектрические структуры в атмосфере // *Докл. РАН.* 2000. Т. 371, № 1. С. 101–104.
9. *Slobodkin L. B.* Energy in Animal Ecology // *Advances in Ecological Research.* 1962. Vol. 1. P. 69–101.
10. *Lindeman R. L.* The Trophic-Dynamic Aspect of Ecology // *Ecology.* 1942. Vol. 23, no. 4. P. 399–417.
11. *Pianka E. R.* Ecology and Natural History of Desert Lizards: Analyses of the Ecological Niche and Community Structure. Princeton University Press, 2017. 222 p.

ДИНАМИКА КОНЦЕНТРАЦИИ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА В ЮЖНОМ ПОЛУШАРИИ ПО ДАННЫМ 68 РАЭ

Е. А. Марчук¹, И. П. Чунчузов¹, И. А. Репина^{1,2}, Б. В. Иванов^{3,4}, А. М. Безгрешнов³

¹Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова РАН, Москва

²Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

³Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург

⁴Санкт-Петербургский государственный университет

Углекислый газ является важнейшим парниковым газом, содержание которого в атмосфере регулируется, в том числе, процессами взаимодействия атмосферы и океана. Установлено, что концентрация CO_2 в атмосфере Антарктики увеличилась на 3,7% с 1957 (315 мд) по 1971 год (380 мд). Настоящая работа посвящена исследованию влияния внутренних гравитационных волн (ВГВ) на вертикальные турбулентные потоки тепла, импульса и концентрации CO_2 в приводном слое атмосферы Антарктики. Эти исследования проводились на основе анализа данных измерений метеопараметров (скорости ветра, температуры воздуха), концентрации углекислого газа и температуры поверхности океана, полученных в периоды стоянки судна на российских антарктических станциях Прогресс и Мирный.

В рамках 68-й Российской антарктической экспедиции (2022–2023 гг.) проводились попутные измерения концентрации углекислого газа и температуры поверхности океана с борта судна НЭС «Академик Федоров» по маршруту «Кейптаун – Антарктические воды – Кейптаун».

Хотя океан и является активным стоком углекислого газа, однако наличие льда останавливает активный обмен углеродом между атмосферой и океаном. Различия в концентрации CO_2 были зафиксированы при переходе судна из зоны открытого моря в зону припайного льда. В первый заход судна на станцию Прогресс (стоянка в районе бухты Тала 1–2 января 2023 года) четко видно возрастания концентрации CO_2 при смене подстилающей поверхности в среднем на 10 мд. Во второй заход судна на станцию Прогресс 28–29 января 2023 года также прослеживается увеличение концентрации CO_2 с 355 мд до значений выше 365 мд.

Одновременно с этим на станции Прогресс в течение обеих стоянок наблюдалось увеличение концентрации CO_2 (при положительных температурах и при восточном, северо-восточном направлениях ветра). При увеличении влажности концентрация CO_2 падает. На станции Мирный концентрация углекислого газа выше при южном, западном и северо-западном направлениях ветра. Зависимость от других метеопараметров заметно ниже по сравнению со станцией Прогресс.

Наряду с описанными выше тенденциями в изменениях концентраций CO_2 в зависимости от скорости ветра, температуры и влажности на станциях Прогресс и Мирный, наблюдались суточные, полусуточные и часовые колебания во временных изменениях этих параметров. Путем анализа кросс-спектров метеопараметров (температуры воздуха и скорости ветра), температуры поверхности океана (SST), потоков тепла и концентрации CO_2 были выявлены колебания с периодами 11 мин, 60–67 мин, 80 мин, 2 ч, 5,5 ч. Анализ спектров турбулентных потоков явного (Q_H) и скрытого тепла (Q_L), динамической скорости u^* (τ) и кросс-спектра между вариациями параметра стратификации R и концентрации CO_2 , полученных за другой длинный промежуток времени стоянки судна на станции Прогресс (со 2 по 20 февраля 2023), показывает наличие в них спектральных пиков с суточным (24 ч) и полусуточным (12 ч) периодами. Колебания с набором доминантных периодов, найденных в спектрах и кросс-спектрах метеопараметров и турбулентных потоков, наблюдались и ранее в вариациях атмосферного давления и скорости ветра на сети разнесенных в пространстве микробарографов и содаров в Московском регионе [Chunchuzov et al. 2021]. Колебания с подобными периодами могут генерироваться регулярным источником ВГВ – солнечным терминатром [Hedlin et al. 2018; Chunchuzov et al. 2021].

1. Chunchuzov I. P., Kulichkov S. N., Popov O. E., Perepelkin V. G., Zaitseva D. V., Somsikov V. M. Wave Disturbances of Atmospheric Pressure and Wind Speed in the Troposphere Associated with the Solar Terminator // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2021. Vol. 57, no. 6. P. 581–593.
2. Hedlin M. A. H., de Groot-Hedlin C. D., Forbes J. M., and Drob D. P. Solar terminator waves in surface pressure observations // *Geophys. Res. Lett.* 2018. Vol. 45. P. 5213–5219.

СУБДИФФУЗИОННЫЙ ПЕРЕНОС ПАССИВНЫХ ЧАСТИЦ В ПЛОСКОМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ПОТОКЕ С АСИММЕТРИЧНЫМИ ВИХРЯМИ

Б. С. Марышев^{1,2}, Л. С. Клименко^{1,3}

¹Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

³Пермский государственный научно-исследовательский университет

Эффект замедления или ускорения движения частицы в сложном потоке, вызванный обтеканием тел или захватом частицы вихрем, может быть незаметен на фоне реальных диффузионных процессов, если число Пекле (отношение скорости потока к характерной скорости диффузии) порядка или меньше единицы. В противном случае эффекты, вызванные вязкими силами, значительны. Аномальный перенос наблюдается даже в стационарных ламинарных вязких течениях, когда они содержат изолированные точки стагнации или обтекают регулярные системы твердых препятствий. В обоих случаях источником аномального переноса является бесконечное время прохождения препятствия, обусловленное наличием точек или зон остановки потока.

В настоящей работе обобщено известное [1] аналитическое решение системы уравнений, описывающей двумерное течение вязкой жидкости при наличии дополнительной силы. Рассмотрим стационарное двумерное течение несжимаемой вязкой жидкости, генерируемое в квадратной области (элементарной ячейке) внешними силами. Предполагается, что внешняя сила имеет пространственный период, равный размеру элементарной ячейки, в этом случае генерируемое течение будет периодически по пространству. Таким образом, течение на всей плоскости может быть получено с помощью ее покрытия элементарными ячейками. Функция тока для подобного решения может быть записана в виде

$$\psi = \frac{\beta}{H}x - \frac{\alpha}{H}y + \phi(x, y), \tag{1}$$

$$\phi(x, y) = a \sin(kx) \cos(ky) - a \sin(kx) - a \cos(ky),$$

где H – размер элементарной ячейки (период), $k = 2\pi / H$ – волновое число, a – интенсивность течения, α, β – средние скорости в x - и y -направлениях соответственно. При достижении параметром a некоторого критического значения a_{cr} в ячейке появляется точка остановки (в которой движения нет), критическое значение определяется соотношением

$$a_{cr} = \frac{\sqrt{-6(\alpha^2 + \beta^2)(\alpha^2 + 6\alpha\beta + \beta^2)(\alpha^2 - 6\alpha\beta + \beta^2) + 6\sqrt{(\alpha^4 + 14\alpha^2\beta^2 + \beta^4)^3}}}{72\pi\alpha\beta}, \tag{2}$$

Для удобства применим следующее преобразование координат: $x \rightarrow x / H + 0,75$, $y \rightarrow y / H + 0,5$, тогда элементарная ячейка будет иметь единичный размер с координатами $x, y \in [-0,5; 0,5]$. Характерные изолинии течения при $a > a_{cr}$ представлены на рис. 1.

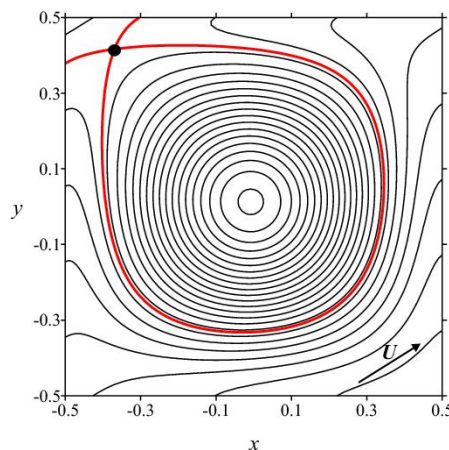


Рис. 1. Изолинии течения при $\alpha = 1$, $\beta = 0,5\sqrt{5} - 0,5$, $a = 1$, $a_{cr} \approx 0,1005$

На рис. 1 черной точкой указана точка остановки течения, красной линией показана линия тока, через нее проходящая. Таким образом, в элементарной ячейке появляется вихрь. Движение внутри вихря не приводит к глобальному переносу частицы вдоль решетки элементарных ячеек, а ведет к торможению транспорта. Рассмотрим движение частицы от левой границы ячейки к правой в присутствии теплового шума интенсивностью D , в рамках модели Ланжевена:

$$\begin{aligned}x^{i+1} &= x^i + u(x^i, y^i)\tau + \sqrt{2D\tau}G^i, \\y^{i+1} &= y^i + w(x^i, y^i)\tau + \sqrt{2D\tau}Q^i, \quad t^i = i\tau.\end{aligned}\quad (3)$$

Здесь i – номер шага по времени, τ – малый отрезок времени $u = \alpha - \partial\phi / \partial y$, $w = \beta + \partial\phi / \partial x$ – скорости потока x и y направлениях. Рассмотрим движение ансамбля из M частиц, $j=1\dots M$, распределенных вдоль левой границы ячейки с начальными координатами $(x^0)_j = -0,5, (y^0)_j = y_0$. Тогда можно оценить среднее время прохождения частицей единичного расстояния вдоль оси x до $x = 0,5$:

$$T(y_0) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M (t^i)_j, \quad Y(y_0) = y_1 = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M (y^i)_j, \quad (x^i)_j = 0,5. \quad (4)$$

Для таких течений транспорт частиц удобно описывать в терминах специального потока [2]. Линии тока можно сопоставить с траекториями интегрируемой гамильтоновой системы, где точка остановки – положение равновесия, а огибающая вихря – сепаратриса. Движение пассивной частицы вдоль линии тока, при прохождении элементарной ячейки, можно представить в виде отображения. Положение частицы при пересечении границы ячейки полностью определяется начальным положением (см (4)). Таким образом, координата частицы при прохождении n ячеек и время, на это затраченное, могут быть вычислены так:

$$\begin{aligned}x_n &= n - 0,5, \quad y_n = y_0 + \sum_{m=0}^{n-1} Y(z_m), \quad t_n = \sum_{m=0}^{n-1} T(t_m), \\z_m &= -0,5 + |H(z_{m-1}) + 0,5|, \quad z_0 = y_0.\end{aligned}\quad (5)$$

Расчет координат частиц с помощью отображений (5) (специальный поток) существенно экономит машинное время. На рис. 2 представлены зависимость логарифма среднеквадратичного отклонения координат частиц от среднего положения для ансамбля, состоящего из $G = 10^7$ частиц, изначально равномерно распределенных на интервале $y_0 \in [-0,5; 0,5]$ от времени.

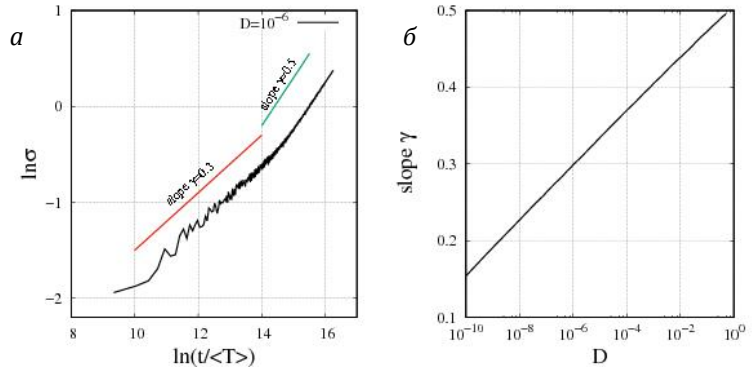


Рис. 2. Зависимость стандартного отклонения $\sigma \sim t^\gamma$ от времени (а) для $D = 10^{-6}$, зависимость показателя степени роста от интенсивности (б) диффузии D для $\alpha = 1$, $\beta = 0,5\sqrt{5} - 0,5$, $a = 1$, $a_{cr} \approx 0,1005$

Из рис. 2, а видно, что в среднем стандартное отклонение растет по степенному закону со временем. Показатель степени $\gamma = 0,5$ соответствует нормальной диффузии, $\gamma < 0,5$ – субдиффузия. Очевидно, что в пределе больших времен наблюдается нормальная диффузия, а на средних временах наблюдается более медленный транспорт. Рисунок 2, б демонстрирует рост показателя степени при росте интенсивности теплового шума.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-12-00180.

1. Zaks M. A., Pikovsky A. S., Kurths J. Steady viscous flow with fractal power spectrum // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 4338.
2. Zaks M. A., Nepomnyashchy A. Subdiffusive and superdiffusive transport in plane steady viscous flows // PNAS. 2019. Vol. 116. P. 18245–18250.

КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ КОНВЕКЦИЯ В НАКЛОННОМ СЛОЕ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ С УЧЕТОМ ЗАКУПОРКИ

Б. С. Марышев¹, И. В. Володин¹, Л. С. Клименко^{1,2}

¹Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

²Пермский государственный научно-исследовательский университет

Рассматривается задача о возникновении концентрационной конвекции в наклонном слое пористой среды. Двухкомпонентная смесь фильтруется через пористый массив. Предполагается, что примесь может взаимодействовать с твердой матрицей среды, при взаимодействии часть примеси иммобилизуется. Между границами рассматриваемого слоя задается постоянный перепад концентрации, также вдоль слоя приложен постоянный градиент давления, что обуславливает навязанный фильтрационный поток (рис. 1).

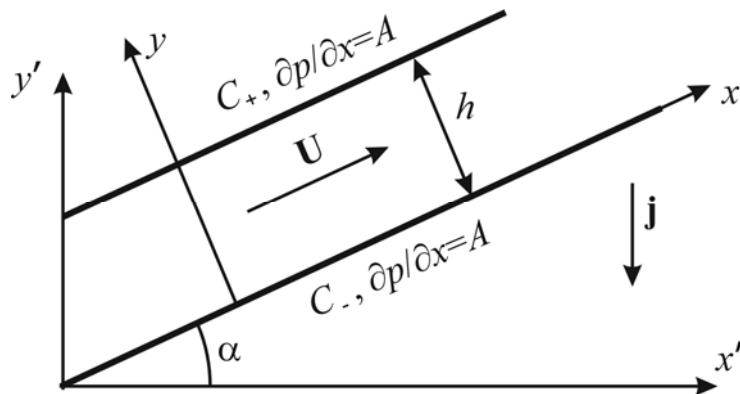


Рис. 1. Схема задачи

Взаимодействие примеси со стенками пор описывается в рамках МИМ (mobile / immobile media) подхода [1]. В рамках этого подхода примесь делится на две фазы мобильную (подвижную или свободную) и немобильную (неподвижную, адсорбированную или иммобильную). Мобильная примесь, переносится потоком несущей жидкости. Немобильная примесь связана взаимодействием с твердой стенкой. Переход примеси между описанными состояниями мобильности обычно моделируют с помощью кинетического уравнения. Поскольку концентрация примеси в настоящей работе может достигать достаточно больших значений, необходимо учитывать насыщение твердой матрицы среды немобильной примесью. Для описания этого явления была использована нелинейная МИМ модель [2]. Течение через массив пористой среды моделируется в рамках приближения Дарси – Буссинеска [3], что позволяет учесть возникновение концентрационной конвекции. Взаимодействие примеси со стенкой пор приводит к уменьшению объема конкретной поры и пористости всей среды, что, в свою очередь, приводит к снижению проницаемости. Предполагается, что этот процесс происходит медленно и достаточно равномерно, в таком случае изменение проницаемости может быть описано соотношением Козени – Кармана [4].

В безразмерном виде система определяющих уравнений может быть записана как

$$\begin{aligned}
 (1-\zeta Q)\partial_t C + \zeta \left(\frac{1}{C_0} - C \right) \partial_t Q &= -\mathbf{U} \cdot \nabla C + (1-\zeta Q)\Delta C - \zeta \nabla Q \cdot \nabla C, \\
 U_x &= \frac{\kappa}{\kappa_0} \left(-\frac{\partial}{\partial x} P + RpC \sin \alpha \right), \quad U_y = \frac{\kappa}{\kappa_0} \left(-\frac{\partial}{\partial y} P + RpC \cos \alpha \right), \\
 \operatorname{div} \mathbf{U} &= 0, \quad \partial_t Q = a(1-Q)C - bQ, \quad \phi = \phi_0(1-\zeta Q), \\
 \kappa(\phi) &= \frac{\phi^3}{(1-\phi)^2}, \quad C_{y=0} = 1, \quad C_{y=1} = 0, \quad \int_0^1 U_x dy = \frac{Pe}{\kappa_0} \int_0^1 \kappa dy,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где C, Q – безразмерные концентрации мобильной и немобильной компонент примеси, P – безразмерное отклонение давления от гидростатического распределения, $\mathbf{U} = (U_x, U_y)$ – безразмерный вектор

тор скорости фильтрации. Система (1) содержит следующие безразмерные параметры: коэффициенты адсорбции и десорбции a , b , определяющие интенсивность соответствующих процессов. Параметр закупорки ζ , имеющий смысл максимальной доли порового пространства, которая может быть закупорена примесью. Число Пекле Pe , описывающее интенсивность фильтрации вдоль слоя. Число Рэлея – Дарси Rp , описывающее интенсивность сил плавучести. Пористость и проницаемость чистой среды без всякой примеси: ϕ_0 и κ_0 . Перепад концентрации между границами слоя C_0 и угол наклона слоя к горизонтали α .

Задача (1) имеет решение, описывающее равномерную фильтрацию вдоль слоя, вида

$$C^0 = b/a \cdot Q^0 / (1 - Q^0), P^0 = Rp \cos \alpha \int C^0 dy + Gx, U^0 = \frac{\kappa}{\kappa_0} (-G + Rp C^0 \sin \alpha),$$

$$Q^0(y) = 1 - \exp\left\{W\left[\frac{(\zeta - 1)e^{-\beta}}{\zeta}\right] + \beta\right\}, \beta = B_1 y + B_2, \quad (2)$$

$$B_1 = \frac{(\zeta - 1)a}{\zeta} \frac{1}{b} - \ln\left(1 + \frac{a}{b}\right), B_2 = \frac{(\zeta - 1)}{\zeta}, G = Rp \sin \alpha \frac{\int_0^1 \kappa C^0 dy}{\int_0^1 \kappa dy} - Pe.$$

Решена задача линейной устойчивости решения (2) по отношению к малым двумерным возмущениям. Было показано, что конвекция возникает колебательным образом, получены нейтральные кривые на плоскости параметров задачи. Построены критические кривые для наиболее опасных возмущений. Наибольший интерес представляет зависимость от угла наклона, приведенная ниже на рис. 2.

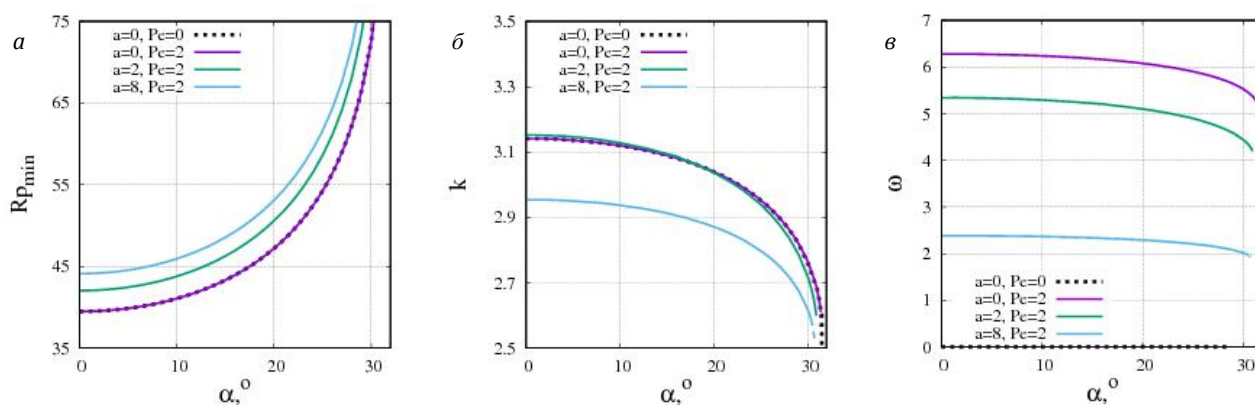


Рис. 2. Зависимость критического значения числа Рэлея – Дарси (Rp_{\min} рис. а), длины волны (k рис. б) и частоты (ω рис. в) наиболее опасных нейтральных возмущений от угла наклона для различных значений числа Пекле (указано в легенде)

Полученные критические значения определяющих параметров хорошо согласуются с ранее известными результатами. Учет иммобилизации существенно повышает устойчивость системы. Показано, что пороговое значение угла, выше которого не допускается неустойчивость поперечного вала, чувствительно к параметрам иммобилизации и накачки. Увеличение значений параметров приводит к снижению порогового значения угла наклона и, таким образом, повышению устойчивости основного режима фильтрации.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-11-20125.

1. Deans H. A. A mathematical model for dispersion in the direction of flow in porous media // Society of Petroleum Engineers Journal. 1963. Vol. 3, no. 01. P. 49–52.
2. Selim H. M. Prediction of contaminant retention and transport in soils using kinetic multireaction models // Environmental health perspectives. 1989. Vol. 83. P. 69–75.
3. Nield D. A., Bejan A. Convection in porous media. Springer, 2017.
4. Carman P. C. Fluid flow through granular beds // Trans. Inst. Chem. Eng. London. 1937. Vol. 15. P. 150–156.

ДИНАМИКА НЕПРЕРЫВНЫХ ОТОБРАЖЕНИЙ НА ОДНОМЕРНЫХ РАЗВЕТВЛЕННЫХ КОНТИНУУМАХ

Е. Н. Махрова

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

В настоящее время наблюдается интенсивное развитие теории динамических систем на одномерных разветвленных континуумах со сложной топологической структурой – таких, как дендриты, локальные дендриты и дендроиды. Это связано с тем, что указанные континуумы появляются, например, как множества Жюлиа в комплексных динамических системах [1], как глобальные аттракторы косых произведений и интегрируемых отображений [2, 3], как предельные множества динамических систем размерности, большей 1 [4, 5], в задачах математической физики [6, 7] и др.

Пусть X – одномерный континуум, $f: X \rightarrow X$ – непрерывное отображение. В докладе изучаются вопросы существования периодических точек отображения f и положительности топологической энтропии указанного отображения.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-21-00242, <https://rscf.ru/project/24-21-00242/>

1. *Peitgen H.-O., Richter P.-H.* The beauty of fractals. Images of complex dynamical systems. Berlin : Springer. 1986. 199 p.
2. *Efremova L. S.* Example of the smooth skew product in the plane with the one-dimensional ramified continuum as the global attractor // European conference on iteration theory, ESAIM Proc. 2012. Vol. 36. P. 15–25.
3. *Efremova L. S.* Ramified continua as global attractors of C^1 -smooth self-maps of a cylinder close to skew products // Journal of Difference Equations and Applications. 2023. Vol. 28. P. 1–33.
4. *Agronsky S. J., Ceder J. G.* What Sets Can be ω -limit Sets in E^n // Real Anal. Exchange. 1991/1992. Vol. 17. P. 97–109.
5. *Balibrea, F., Guirao Juan L. G.* Continua with empty interior as ω -limit sets // Appl. Gen. Topol. 2005. Vol. 6. P. 195–205.
6. *Сакбаев В. Ж., Смолянов О. Г.* Диффузия и квантовая динамика на графах // Доклады РАН. 2013. Vol. 451. P. 141–144.
7. *Chernyshev V., Tolchennikov A., Shafarevich A.* Behavior of Quasi-particles on Hybrid Spaces. Relations to the Geometry of Geodesics and to the Problems of Analytic Number Theory // Regular and Chaotic Dynamics. 2016. Vol. 21. P. 531–537.

ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТНОГО ЭФФЕКТА НА «КОНДОНОВСКУЮ» ФОРМУ ЭЛЕКТРОННО-КОЛЕБАТЕЛЬНОГО СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ ПРИМЕСНОГО ЦЕНТРА В ОДНООСЦИЛЛЯТОРНОЙ МОДЕЛИ

Р. П. Миронов, О. В. Соловьев

Казанский федеральный университет

Цель настоящего исследования заключалась в получении аналитических выражений для формы низкотемпературного спектра «кондоновского» поглощения примесного парамагнитного иона с учетом частотного эффекта. Гамильтониан колебательной подсистемы, представляющей собой один осциллятор, рассматривался в гармоническом приближении. Рассматривалось электронно-колебательное взаимодействие, линейное по колебательной координате. В рамках адиабатического приближения уравнение Шредингера для электронной подсистемы решалось во втором порядке теории возмущений для адиабатического потенциала. Как известно, квадратичная зависимость адиабатического потенциала от колебательной координаты приводит к частотному эффекту – перенормировке колебательной частоты и нормальной координаты. Нами были получены аналитические формулы для производящей функции и форм-функции спектра поглощения в «кондоновском» приближении для нулевой температуры. Поправка к форм-функции поглощения вследствие частотного эффекта была получена в виде линейной комбинации «кондоновской» форм-функции (с перенормированными параметрами) с ней же, сдвинутой по шкале частоты на одну и две частоты осциллятора. Проанализированы границы применимости совокупности сделанных в работе приближений и возможности выхода за рамки этих приближений.

ЗАВИСИМОСТЬ АСИММЕТРИИ СПЕКТРА И ПОРОГОВ ГЕНЕРАЦИИ МОД ЛАЗЕРА КЛАССА С ОТ ФАЗ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ И РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ОТРАЖЕНИЙ ЕГО КОМБИНИРОВАННОГО РЕЗОНАТОРА

А. В. Мишин, Вл. В. Кочаровский, Е. Р. Кочаровская

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

К лазерам класса С относятся лазеры, в которых время фазовой релаксации поляризации активной среды T_2 сравнимо со временем жизни фотона в резонаторе T_E . Такие лазеры описываются нелинейными уравнениями Максвелла – Блоха, учитывающими важные динамические роли и электромагнитного поля, и поляризации. При этом особый интерес представляет лазерная генерация на поляритонных модах, в которых преобладают колебания поляризации и для которых дисперсионные зависимости от параметров резонатора существенно отличаются от имеющих для электромагнитных мод холодного резонатора в отсутствие активной среды. В настоящем докладе эти зависимости для порогов генерации, комплексных волновых чисел, инкрементов и частот мод исследованы в случае комбинированного резонатора Фабри – Перо с распределенной обратной связью (РОС) встречных волн в приближении заданной пространственно однородной инверсии населенностей двух рабочих энергетических уровней активной среды. Основное внимание уделено влиянию на моды фаз распределенных брэгговских отражений внутри резонатора и фаз коэффициентов отражения его зеркал на торцах, не изучавшемуся в предшествующей работе авторов [1], посвященной анализу свойств мод.

Согласно [1, 2], линеаризация уравнений Максвелла – Блоха дает следующие характеристические и дисперсионные уравнения, совместное решение которых определяет отстройки комплексных частот $\tilde{\Omega}$ и волновых чисел κ от частоты $c_0 k_0$ и волнового числа k_0 брэгговского резонанса:

$$\sqrt{\kappa^2 + \beta^2} = \frac{\beta R_1 + \beta^* R_2}{1 + R_1 R_2} + \frac{\kappa(1 - R_1 R_2)}{1 + R_1 R_2} \frac{1 + \exp(2i\kappa L)}{1 - \exp(2i\kappa L)}, \quad (1)$$

$$\kappa^2 + |\beta|^2 = \left(\tilde{\Omega} + \frac{n_p}{\tilde{\Omega} + \Phi + i\Gamma_2} \right)^2. \quad (2)$$

Все величины в этих уравнениях нормированы на кооперативную частоту ν_c или на кооперативную длину $B_c = c_0/\nu_c$. Здесь c_0 – скорость света в среде, $L = B\nu_c/c_0$ – длина лазера, нормированная на кооперативную длину, $\Gamma_2 = 1/(T_2\nu_c)$ – скорость релаксации поляризации, нормированная на кооперативную частоту, n_p – инверсия населенностей уровней активной среды, $R_{1,2} = \rho_{1,2}\exp(i\phi_{1,2})$ – коэффициенты отражения левого и правого зеркал лазера, $\beta = \beta_0\exp(i\phi)$ – комплексный нормированный коэффициент РОС, Φ – нормированная отстройка центра спектральной линии от частоты брэгговского резонанса.

Примеры найденного влияния фазы РОС ϕ , фаз $\phi_{1,2}$ коэффициентов отражения зеркал и отстройки Φ на пороги генерации горячих мод, спектры их частот и волновых чисел представлены на рис. 1–3. Указаны также условия симметризации спектра волновых чисел относительно мнимой оси $\text{Im } \kappa$: симметрия имеет место а) при выполнении соотношения $\phi_1 + \phi_2 = \pi$ для одинаковых модулей коэффициентов отражения зеркал $\rho_1 = \rho_2$ и любой фазы РОС ϕ , б) для различных модулей $\rho_1 \neq \rho_2$ при условии $\phi_1 = \phi_2 = \pi/2$, в) при $\rho_1 = \rho_2$, $\phi_1 = \phi_2 = 0$ для любой величины чисто мнимого коэффициента РОС β .

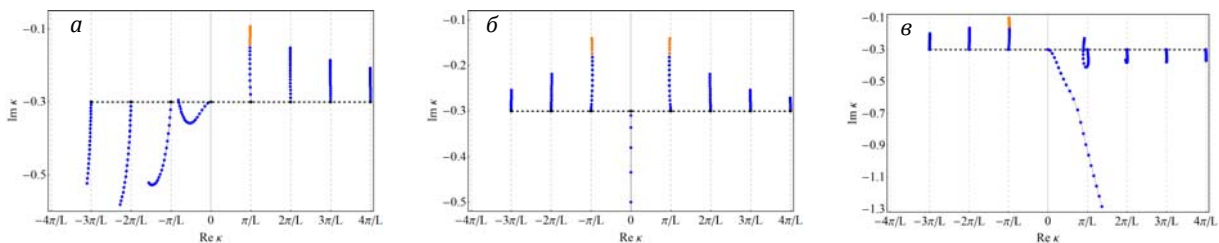


Рис. 1. Спектры волновых чисел поляритонных мод (синий цвет) и электромагнитных мод (оранжевый цвет) в зависимости от модуля коэффициента РОС β_0 (показаны дискретно с шагом $\Delta\beta_0 = 0,05$) при параметрах лазера $L = 4$, $n_p = 1$, $\Gamma_2 = 0,125$, $\Phi = 0$, $R_1 = R_2 = 0,3$ для трех значений фазы ϕ коэффициента РОС β : а) $\phi = 0$, б) $\phi = \pi/2$, в) $\phi = 3\pi/4$

Отличие фазы ϕ коэффициента РОС β от нуля обусловлено смещением центрального максимума периодической модуляции свойств диэлектрической матрицы активной среды (или волновода резонатора) относительно геометрического центра однородного лазера. Изменение данного параметра приводит к ощутимой перестройке спектра (рис. 1) волновых чисел, особенно ярко проявляющейся для центральной моды, причем мнимая часть комплексной отстройки ее волнового числа быстро уменьшается с ростом модуля коэффициента РОС β_0 . Аналогичное быстрое уменьшение происходит и для мнимой части комплексной отстройки частоты этой моды, т. е. для ее инкремента $\Gamma = \text{Im } \tilde{\Omega}$.

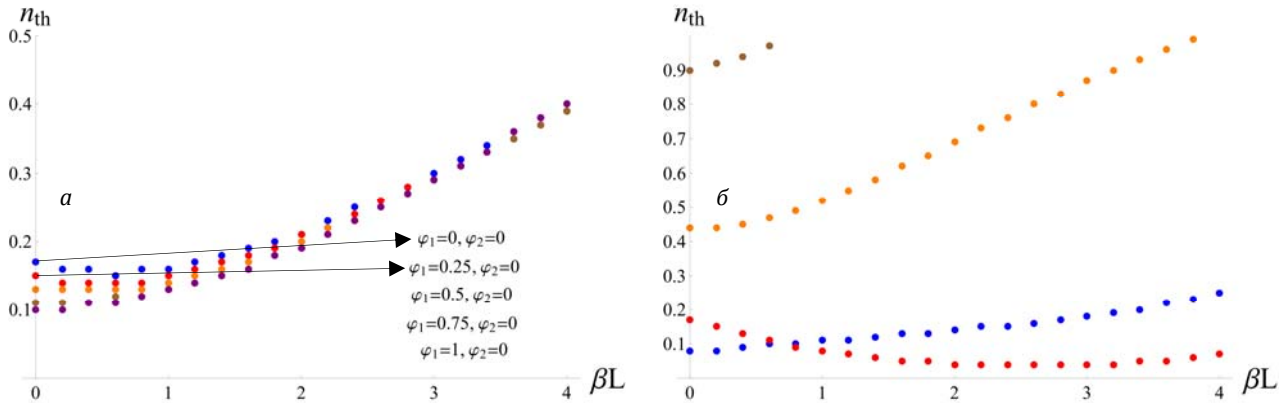


Рис. 2. Пороги генерации в зависимости от модуля коэффициента РОС β_0 (показаны дискретно с шагом $\Delta\beta_0 = 0,05$): а) для наиболее неустойчивой моды в случаях $\varphi_1 = 0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi$ при $\varphi_2 = 0, \Phi = 0, L = 4, n_p = 1, \Gamma_2 = 0,125, \rho_1 = \rho_2 = 0,1$ (цвета точек на вертикальной оси при $\beta L = 0$ соответствуют порядку подписей на рисунке); б) для четырех мод (выделены цветом), ближайших к запрещенной фотонной зоне, в случае $\Phi = \pi/4, L = 4, n_p = 1, \Gamma_2 = 0,125, R_1 = R_2 = 0,1$, когда $\varphi_1 = 0, \varphi_2 = 0$

На рис. 2, а представлены пороги генерации для моды, находящейся справа от запрещенной фотонной зоны, образованной РОС. Изменение фазы коэффициента отражения R_1 оказывает заметное влияние на пороговое значение инверсии населенностей лишь при небольших распределенных отражениях, когда $\beta L < 1$, а с ростом модуля РОС β_0 фаза коэффициента отражения перестает оказывать сколько-нибудь значимое влияние. При ненулевой отстройке Φ (рис. 2, б) возможно даже уменьшение порога генерации для одной из мод (красная). Это связано с тем, что смещение центра спектральной линии активной среды относительно брэгговского резонанса приводит к смещению положения запрещенной фотонной зоны: с ростом β_0 порог генерации указанной моды сначала уменьшается, пока она является электромагнитной (с ростом добротности порог уменьшается), а затем начинает возрастать, когда данная мода становится поляритонной и попадает внутрь запрещенной фотонной зоны.

На рис. 3 показана типичная эволюция комплексных частот мод с ростом коэффициента РОС β_0 .

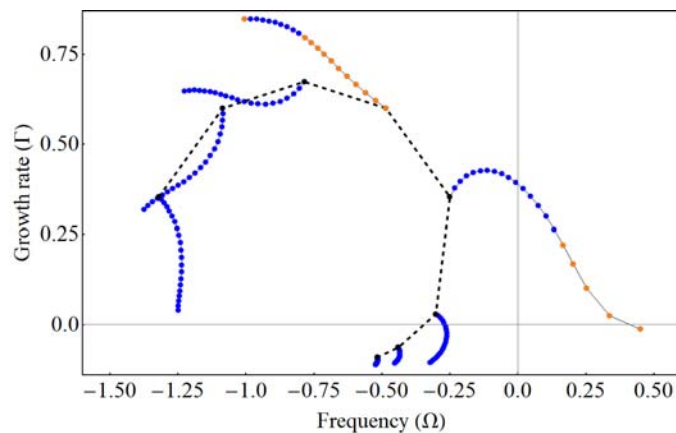


Рис. 3. Частотные спектры поляритонных мод (синий цвет) и электромагнитных мод (оранжевый цвет) в зависимости от модуля коэффициента РОС β_0 (показаны дискретно с шагом $\Delta\beta_0 = 0,05$) при параметрах лазера $\Phi = \pi/4, L = 4, n_p = 1, \Gamma_2 = 0,125, R_1 = R_2 = 0,1, \varphi_1 = \varphi_2 = 0$. Как и для рис. 1 и 2, нормирование указанных параметров и действительной Ω и мнимой $\Gamma = \text{Im } \tilde{\Omega}$ частей частот мод проведено согласно работам [1, 2]

Проведенное исследование указывает на возможность эффективного управления порогами генерации горячих мод и спектрами их частот и волновых чисел вследствие изменения фазы распределенной обратной связи ϕ , фаз $\phi_{1,2}$ коэффициентов отражения зеркал и отстройки Φ спектральной линии от частоты брэгговского резонанса в лазерах класса С с комбинированным резонатором Фабри – Перо.

Исследование выполнено в рамках реализации программы НЦМУ «Центр фотоники» при финансовой поддержке Минобрнауки, соглашение № 075-15-2022-316.

1. *Кочаровский Вл. В.* / Вл. В. Кочаровский, А. В. Мишин, Е. Р. Кочаровская. Изменения спектра и структуры поляритонных мод лазера класса С под действием распределенной обратной связи волн // Оптический журнал. 2024. Т. 91, вып. 7. С. 13–24.
2. *Кочаровский Вл. В.* / Вл. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский. Сверхизлучение: принципы генерации и реализация в лазерах // УФН. 2017. Т. 187, вып. 4. С. 367–410.

НОВЫЙ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ STDP В МЕМРИСТИВНЫХ УСТРОЙСТВАХ

М. А. Мищенко, Н. С. Ковалева, А. Н. Михайлов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Кодирование и хранение информации в нейронных сетях непосредственно связано с формированием пространственно-временных паттернов и сетевых структур [1, 2]. Для отражения процесса самоорганизации связей в процессе обучения Хэбб постулировал правило, согласно которому при многократном повторении возникновения импульсов на двух нейронах с сохранением причинно-следственного соответствия между ними происходит усиление связи или в противном случае ослабление [3]. Модель пластичности, отражающая правило Хэбба, получила название пластичности, зависящей от времен импульсов (*spike-timing-dependent plasticity*, STDP) [4–6].

Мемристивное устройство считается идеальным кандидатом на роль синаптической связи в электронных нейроморфных устройствах благодаря своей способности изменять состояние за счет внешнего воздействия и сохранять его длительное время, что позволяет воспроизводить процесс обучения в нейронных сетях. Для мемристивных устройств существуют реализации модели STDP, но большая часть из них основана на упрощенном алгоритме, заключающемся в формировании управляющего сигнала путем перекрытия профилей пре- и постсинаптического импульсов [7–9].

В настоящей работе использована модель мемристивного устройства второго порядка, предложенная в статье [10] для описания поведения резистивных переключений в структурах металл-оксид-металл. Предложенная модель учитывает накопление электрического заряда на электронных ловушках в структуре металл-оксид. Динамика состояния мемристивного устройства описывается уравнением (1):

$$\frac{dx}{dt} = \begin{cases} f_0 \exp\left[-\frac{E_b + \beta_S N + \alpha_S V}{kT}\right], & V < V_{set} \\ 0, & V_{set} < V < V_{reset} \\ -f_0 \exp\left[-\frac{E_b - \beta_R N - \alpha_R V}{kT}\right], & V > V_{reset} \end{cases} \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{|I|\sigma_t}{eS}(N_t - N) - \sigma_t \nu_0 N_c e^{-\frac{E_c - E_t}{kT}} N$$

$$I = \frac{U}{R_M + R_C}, \quad R_M = \frac{1}{x\sigma_1 + (1-x)\sigma_2}$$

Модель (1) учитывает две переменные состояния мемристивного устройства:

1) x – доля проводящей части мемристивного устройства, изменяющаяся в диапазоне $[0, 1]$. При $x = 1$ мемристивное устройство в полностью проводящем состоянии с низким сопротивлением (*low resistance state*, LRS), при $x = 0$ реализуется состояние с высоким сопротивлением (*high resistance state*, HRS).

2) N – концентрация заряженных ловушек. В соответствии с электрофизическими свойствами, структура Au/Ta/ZrO₂/Ta₂O₅/TiN/Ti имеет электронные ловушки на границе металл-оксид [11]. При протекании тока часть электронов захватывается этими ловушками, формируя заряженный слой. Электрическое поле, созданное заряженным слоем, влияет на величину барьера для перескока электронов. При этом электроны могут покинуть ловушки благодаря термогенерации. Таким образом, величина концентрации заряженных ловушек зависит от времени и заряда, прошедшего через структуру.

Традиционный подход в области мемристивных технологий заключается в изменении состояния устройства под воздействием сигналов нейронов, поданных непосредственно на мемристор. Этот подход требует значительного уровня амплитуд сигналов нейронов. В то же время в биологических нейронных сетях нейронные импульсы выступают скорее как информационные сигналы, которые запускают каскад реакций, приводящий к синаптической пластичности.

Мы предлагаем подход к управлению состоянием мемристивного устройства, в котором импульсы пре- и постсинаптического нейронов не изменяют состояния мемристора по причине их малой амплитуды, но запускают дополнительный блок, воздействующий на мемристор. Этот блок действует на мемристор одиночным импульсом, полярность и длительность которого определяются порядком и временным интервалом между импульсами пре- и постсинаптического нейронов.

Классическое правило STDP изменяет вес связи на величину, убывающую при увеличении времени между импульсами нейронов. Изменение состояния мемристора на определенную величину может быть достигнуто изменением амплитуды воздействия или его длительности. В предлагаемом подходе воздействие на мемристор оказывается импульсом постоянной амплитуды, но переменной длительности. Чем больше длительность, тем сильнее изменяется состояние мемристора. По аналогии с правилом STDP, в котором каждый импульс на пре- и постсинаптическом нейроне оставляет спадающий за ограниченное время «след», который определяет величину изменения веса связи при возникновении импульса на противоположном нейроне. Мы адаптировали этот подход, чтобы «след» определял не величину изменения веса связи, а длительность импульса, воздействующего на мемристор, что более важно для экспериментальных исследований.

«След» может быть задан несколькими способами, общее у которых – соответствие максимальной длительности импульса нулевому времени запаздывания и нулевой длительности заданному максимальному времени запаздывания.

Предложенный подход исследован численно с помощью модели (1), которая стимулировалась внешними импульсами, соответствующими различным временным задержкам между пре- и постсинаптическими импульсами. Полученные величины изменения состояния мемристора показали зависимость, качественно похожую на классическое правило STDP.

Работа выполнена при поддержке научной программы Национального физико-математического центра, секция № 9 «Искусственный интеллект и большие данные в технических, промышленных, природных и социальных системах».

1. *Jensen O.* Hippocampal sequence-encoding driven by a cortical multi-item working memory buffer / O. Jensen, J. E. Lisman // *Trends in Neurosciences*. 2005. Vol. 28, no. 2. P. 67–72.
2. *Haken H.* Principles of Brain Functioning. Berlin : Springer, 2013. 350 p.
3. *Hebb D. O.* The Organization of Behavior: A Neuropsychological Theory. New York: John Wiley & Sons, 1949.
4. *Bi G.* Synaptic Modifications in Cultured Hippocampal Neurons: Dependence on Spike Timing, Synaptic Strength, and Postsynaptic Cell Type / G. Bi, M. Poo // *The Journal of Neuroscience*-1998. Vol. 18, no. 24. P. 10464–10472.
5. *Bi G.* Synaptic Modification by Correlated Activity: Hebb's Postulate Revisited / G. Bi, M. Poo // *Annual Review of Neuroscience*-2001. Vol. 24, no. 1. P. 139–166.
6. *Sjöström P. J.* Dendritic Excitability and Synaptic Plasticity / P. J. Sjöström, E. A. Rancz, A. Roth, M. Häusser // *Physiological Reviews* – 2008. – Vol. 88, no. 2. – P. 769–840.
7. *Zamarreno-Ramos C.* On Spike-Timing-Dependent-Plasticity, Memristive Devices, and Building a Self-Learning Visual Cortex / C. Zamarreno-Ramos, L. A. Camunas-Mesa, José Antonio Pérez-Carrasco, T. Masquelier, T. Serrano-Gotarredona, B. Linares-Barranco. // *Frontiers in Neuroscience*-2011. Vol. 5, Jan. P. 00026.
8. *Emelyanov A. V.* Yttria-stabilized zirconia cross-point memristive devices for neuromorphic applications / A. V. Emelyanov, K. E. Nikiruy, V. A. Demin, V. V. Rylkov, A. I. Belov, D. S. Korolev, E. G. Gryaznov, D. A. Pavlov, O. N. Gorshkov, A. N. Mikhaylov, P. Dimitrakis // *Microelectronic engineering*-2019. Vol. 215. P. 110988–110988.
9. *Gerasimova S.* Memristive spike-timing-dependent plasticity / S. Gerasimova, D. Korolev, D. Pavlov, V. Kazantsev, A. Belov, A. Mikhaylov // 2021 Third International Conference Neurotechnologies and Neurointerfaces (CNN). 2021. doi:10.1109/cnn53494.2021.9580312.
10. *Mishchenko M. A.* Inverted spike-rate-dependent plasticity due to charge traps in a metal-oxide memristive device / M. A. Mishchenko, D. I. Bolshakov, V. I. Lukoyanov, D. S. Korolev, A. I. Belov, D. V. Guseinov, V. V. Matrosova, V. B. Kazantsev, A. N. Mikhaylov / *Journal of physics. D. Applied physics*. 2022. Vol. 55, no. 39. P. 394002–394002.
11. *Tikhov S. V.* Electrophysical Characteristics of Multilayer Memristive Nanostructures Based on Yttria-Stabilized Zirconia and Tantalum Oxide / S. V. Tikhov, A. I. Belov, D. S. Korolev, I. N. Antonov, A. A. Sushkov, D. A. Pavlov, D. I. Tetel'baum, O. N. Gorshkov, A. N. Mikhailov // *Technical physics* 2020. Vol. 65, no. 2. P. 284–290.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОВМЕСТНОЙ ДИНАМИКИ ТИХОГО И ИНДИЙСКОГО ОКЕАНОВ ПО ДАННЫМ МЗС ИВМ РАН (INMCM6)

П. А. Мурзина, Е. М. Лоскутов, Д. Н. Мухин, А. С. Гаврилов

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Поверхностный слой мирового океана оказывает существенное тепловое воздействие на атмосферу, вследствие чего изменчивость температурных характеристик различных бассейнов Мирового океана влияет на климатические процессы. По этой причине при сравнении и верификации моделей Земной системы чрезвычайно важна оценка корректности воспроизведения изменчивости характеристик океана, включая взаимодействие динамики температурных показателей в различных регионах.

В данной работе используется эмпирический метод диагностики такого взаимодействия при помощи построения связанных и изолированных эмпирических моделей динамики температуры поверхности океана (ТПО) в различных бассейнах. Предполагается, что связь присутствует, если связанная модель описывает динамику характеристик океана лучше, чем изолированные модели для каждого океана в отдельности. Применение данного метода к анализу временных рядов аномалий ТПО, взятых из реанализа ERSST (version 5) [1], позволило выявить наличие существенной двунаправленной связи между динамикой ТПО Тихого и Индийского океанов, поскольку эмпирическим путем было выявлено улучшение прогноза на один шаг связанной модели для центральной части Тихого океана и области от Африки до Бенгальского залива для Индийского океана.

Целью настоящей работы является использование описанного метода для анализа временных рядов аномалий ТПО в тропических частях Тихого и Индийского океанов, полученных из исторических экспериментов с МЗС ИВМ РАН (INMCM6). В том числе будет продемонстрирована воспроизводимость выявленных паттернов изменчивости тропической ТПО к взаимодействию между тихоокеанским и индоокеанским бассейнами моделью ИВМ РАН, будут обсуждаться возможные механизмы такого взаимодействия.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2023-0004).

1. *Huang, B.* Extended reconstructed sea surface temperature version 5 (ERSSTv5) : upgrades, validations and intercomparisons. / Peter W. Thorne et. al // *Journal of Climate*. 2017. Vol. 30, iss. 20. P. 8179–8205.

ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ ГЕНЕТИЧЕСКИ КОДИРУЕМЫЕ СЕНСОРЫ – ПЕРСПЕКТИВНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ СИГНАЛЬНЫХ СИСТЕМ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ВЛИЯНИЯ МАЛЫХ ДОЗ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАСТЕНИЯ

Ю. А. Немцова, А. В. Иванова, А. А. Печерина, М. Н. Агеева, В. А. Воденев, М. А. Гринберг

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

При изучении влияния низкоинтенсивных факторов на растения, в том числе малых доз ионизирующего излучения (ИИ), особый интерес представляют сигнальные системы растений, включая электрические сигналы (ЭС), ввиду их предполагаемой высокой чувствительности. Работа электрической сигнальной системы, являющаяся ключевым механизмом адаптации растений к изменяющимся условиям окружающей среды, может претерпевать изменения при воздействии ионизирующего излучения. Подобные изменения в ЭС у растений, произрастающих в условиях повышенного радиационного фона, не могут не сказываться на физиологических процессах и адаптации. Цель работы: изучение механизмов влияния ИИ на электрические сигналы и регулируемые ими физиологические процессы в растениях.

В наших исследованиях использовались трансгенные растения табака, трансформированные флуоресцентным рН-чувствительным зондом Pt-GFP и Ca^{2+} -чувствительным биосенсором Case12. Для облучения использовался закрытый источник ^{90}Sr - ^{90}Y , являющийся β -излучателем. Суммарная накопленная доза составляла около 31,55 мГр. Действие стрессора моделировалось нагревом участка листа. В работе использовались следующие методы: внеклеточная регистрация электрических сигналов; флуоресцентный анализ изменений внутриклеточного рН и Ca^{2+} , сопровождающих распространение стрессового ЭС; регистрация активности фотосинтеза методом РАМ-флуориметрии.

Результаты экспериментов показали усиление стрессовых сигналов и вызываемых ими ответов фотосинтеза у облученных растений: ИИ способствовало меньшему затуханию ЭС при распространении в соседние листья по сравнению с необлученным контролем; выявлено увеличение амплитуды ответов фотосинтеза, вызванных электрическим стрессовым сигналом; у облученных растений увеличивались амплитуды сдвигов рН и Ca^{2+} , сопровождающих генерацию ЭС.

Таким образом, можно сделать вывод о ключевой роли модификации сигнальных систем на основе Ca^{2+} и рН в формировании вызванной стрессовыми сигналами устойчивости к неблагоприятным факторам в условиях облучения.

Работа выполнена при поддержке программы 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика» НЦФМ.

ЛАБОРАТОРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЖЕЛОБКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ, РАЗВИВАЮЩЕЙСЯ ПРИ РАЗЛЕТЕ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. С. Николенко, М. Е. Гуцин, С. В. Коробков, И. Ю. Зудин, А. В. Стриковский

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

На крупномасштабном плазменном стенде «Крот» проводятся лабораторные эксперименты по ограниченному моделированию явлений, возникающих при инъекции искусственно созданных плазменных струй в ионосфере и магнитосфере Земли [1]. При разлете осесимметричного плазменного потока, создаваемого компактным коаксиальным ускорителем [2, 3] в вакууме или более редкой фоновой плазме вдоль внешнего магнитного поля, возникает область вытеснения последнего – диамагнитная каверна, на стадии торможения облака плазмы на его границе развивается желобковая неустойчивость типа Рэля – Тейлора, наблюдаемая в виде вытянутых вдоль поля желобков, отрастающих радиально от невозмущенной поверхности плазмы [4, 5]. Желобковая неустойчивость может существенно влиять на темп расширения плазмы, который в свою очередь определяет характер магнитной диффузии, максимальный размер и динамику расширения и схлопывания диамагнитной каверны. Градиентно-дрейфовые (желобковые) неустойчивости возникают на границе плазма-магнитное поле, где плазма замедляется магнитным полем; образующиеся электрические поля генерируются фактическим или эффективным торможением плазмы, искривлением силовых линий магнитного поля или градиентами плотности, и когда обычная магнитная гидродинамика применима, такие неустойчивости относятся к магнитному типу неустойчивостей Рэля – Тейлора (MRTI). В нашем случае, когда гирорадиус ионов облака велик по сравнению с масштабом длины градиента плотности плазмы, ионы следует считать незамагниченными, а электроны замагничены, и поэтому желобковая неустойчивость демонстрирует кинетическое поведение – это может быть неустойчивость большого ларморовского радиуса (LLRI) и нижнегибридная дрейфовая неустойчивость (LHDI).

При разлете струи плазмы поперек внешнего магнитного поля, форма плазмы, которая изначально имеет конический вид с углом раскрытия около 40° , становится сплюсненной вдоль оси, перпендикулярной магнитному полю и вытянутой вдоль оси вдоль магнитного поля; плазменный поток практически беспрепятственно распространяется поперек линий магнитного поля на расстояние порядка 1 м. Наблюдаемый «плазменный лист» также неустойчив относительно желобковой неустойчивости, которая проявляется в виде движущихся вместе с общим потоком желобков, ориентированных вдоль магнитного поля, лежащих в плоскости «листа». Также при исследованиях с быстрой камерой в плоскости с боку «листа», на фронте плазменной струи наблюдаются признаки развития неустойчивости Кельвина – Гельмгольца в виде образующихся характерные вихрей.

Контактной зондовой диагностикой совместно с фотокамерой с быстрым затвором исследована структурная неустойчивость, изучалась динамика образования и дальнейшая эволюция желобков, оценены инкременты возбуждения наиболее подходящих структурных неустойчивостей, с которыми можно отождествить результаты эксперимента.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ (проект № 24-12-00459).

1. *Haerendel G.* Experiments with plasmas artificially injected into near-Earth space // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences.* 2019. V.6. A. 29.
2. *Гуцин М. Е.* Эксперименты по моделированию динамики плотного плазменного облака, расширяющегося в замагниченную фоновую плазму, на крупномасштабном стенде «Крот» / М. Е. Гуцин, С. В. Коробков, В. А. Терехин и др // *Письма в Журнал технической и экспериментальной физики.* 2018. Т. 108, № 5–6. С. 391–395.
3. *Коробков С. В.* Простейшая эрозионная плазменная пушка из коаксиального кабеля с полиэтиленовой изоляцией / С. В. Коробков, М. Е. Гуцин, В. И. Гундорин и др // *Письма в Журнал технической и физики.* 2019. Т. 45, № 5. С. 45–48.
4. *Коробков С. В.* Особенности динамики и неустойчивости плазменных струй, расширяющихся во внешнее магнитное поле, в лабораторных экспериментах с компактными коаксиальными генераторами плазмы на крупномасштабном стенде «Крот» / С. В. Коробков, А. С. Николенко, М. Е. Гуцин, А. В. Стриковский, И. Ю. Зудин, Н. А. Айдакина, И. Ф. Шайхисламов, М. С. Руменских, Р. С. Земсков, М. В. Стародубцев // *Астрономический журнал.* 2023. Т. 100, № 1. С. 107–118.
5. *Николенко А. С.* Динамика плазменного облака, формируемого компактной коаксиальной пушкой, при разлете в вакуум и фоновую плазму большого объема во внешнем магнитном поле / А. С. Николенко, М. Е. Гуцин, С. В. Коробков, И. Ю. Зудин, Н. А. Айдакина, А. В. Стриковский, К. Н. Лоскутов // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49, № 11. С. 1101–1117.

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ АВТОГЕНЕРАТОРА ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ И ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНОЙ. ЧТО ОБЩЕГО И В ЧЕМ РАЗЛИЧИЯ?

Ю. В. Новожилова

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Захват частоты и фазы автогенератора внешним монохроматическим сигналом широко используется в различных областях физики для стабилизации частоты [1, 2]. Как известно, а) при захвате генератор работает на частоте внешнего сигнала, б) захват происходит, если частоты автономных колебаний автогенератора и внешнего сигнала достаточно близки между собой, то есть если частота внешнего сигнала лежит внутри некоторой полосы захвата. Для малых сигналов ширина полосы захвата Ω пропорциональна амплитуде внешнего сигнала: $\Omega = fB / (FQ)$. Здесь f – частота автономных колебаний, B – амплитуда внешнего сигнала, F – амплитуда поля генератора, Q – добротность резонансной системы генератора.

Как следует из качественных рассуждений, а также из более строгих расчетов [3–5], если внешний сигнал не монохроматический, но узкополосный в масштабе ширины полосы захвата, а модуляция амплитуды не слишком велика, то такой сигнал тоже может захватить частоту автогенератора. В этом случае частота автогенератора будет равна мгновенной частоте внешнего сигнала, то есть будет удерживаться в узкой полосе внешнего сигнала.

Если на автогенератор воздействует отраженный сигнал, то можно ввести понятие некоторой эффективной полосы захвата. Ширина ее определяется такой же формулой, как ширина полосы захвата внешним сигналом, но в качестве внешней волны выступает отражение, поэтому ширина полосы захвата пропорциональна коэффициенту отражения R : $\Omega = fR / (FQ)$. Если создать отраженный сигнал, спектр которого мал по ширине по сравнению с эффективной полосой захвата, то можно ожидать, что такой сигнал должен захватить и стабилизировать (удерживать внутри своей узкой полосы) частоту автогенератора.

Очевидный способ получения узкополосного внешнего сигнала – это отражение от высокодобротного резонатора. Условием малой ширины полосы этого сигнала по сравнению с эффективной полосой захвата является неравенство $f / Q_{ex} \ll fR / Q$, из которого следует, что добротность внешнего резонатора Q_{ex} должна быть высокой по сравнению с добротностью резонатора автогенератора. Для стабилизации частоты нужно, чтобы внешний резонатор возбудился, то есть чтобы частоты внешнего резонатора и излучения генератора близки между собой. Также необходимо, чтобы отраженный сигнал вернулся в нужной фазе и увеличил амплитуду поля в генераторе (рис. 1, а) [6].

Волна, отраженная от удаленной нерезонансной нагрузки, также может влиять на генератор подобно узкополосному внешнему сигналу и стабилизировать частоту излучения. Для этого необходимо, чтобы расстояние от генератора до отражателя было достаточно велико. Поскольку расстояние между модами линии запаздывания по частоте обратно пропорционально времени запаздывания τ , ширина полосы излучения автогенератора составляет $1/\tau$, если излучается поле с определенной (имеющей определенное число продольных вариаций в линии запаздывания) продольной структурой поля. Ширина полосы каждой такой продольной моды должна быть мала по сравнению с шириной эффективной полосы захвата: $1 / \tau \ll fR / Q$. При выполнении данного условия число состояний равновесия в системе, состоящей из генератора, линии запаздывания и отражателя, больше одного, и частота при изменении какого-либо параметра генератора стабилизируется – меняется в существенно меньшем интервале, чем в отсутствие отражения [7] (рис. 1, б).

Таким образом, сходство процессов захвата частоты автогенератора внешним сигналом и воздействия узкополосной отраженной волны – это, прежде всего, стабилизация частоты автогенератора. Кроме того, схожи процессы установления устойчивых стабилизированных по частоте состояний. Анализ устойчивости состояний равновесия автогенератора при воздействии внешнего и отраженного сигнала показывает, что для устойчивых состояний существует два декремента, с которыми затухают возмущения. Первый декремент – это прочность предельного цикла свободного автогенератора [1]. С таким декрементом убывают возмущения амплитуды как свободного автогенератора, так и автогенератора, находящегося под воздействием внешнего или отраженного сигнала. Второй декремент, существенно меньший по модулю, пропорционален коэффициенту связи, то есть амплитуде внешнего сигнала или коэффициенту отражения. С таким декрементом убывают возмущения фазы

автогенератора. Таким образом, возмущения амплитуды и фазы автогенератора затухают одинаковым образом при воздействии внешнего и отраженного сигнала.

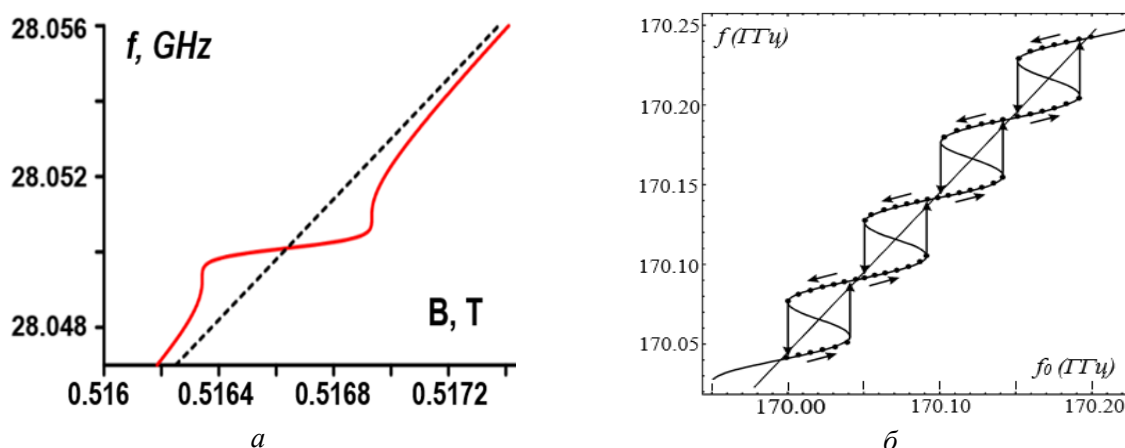


Рис. 1. Зависимости частоты излучения гиротрона: *а* – от ведущего магнитного поля B (в Теслах) для 28 ГГц гиротрона с внешним отражающим резонатором, $Q_{ex} = 30000$, $Q = 3400$, $R = 0,3$, при отражении красная линия, в отсутствие отражения пунктир; *б* – от собственной частоты резонатора 170 ГГц гиротрона при отражении от нерезонансной нагрузки, расположенной на расстоянии 1500 длин волн, $R = 0,2$, $Q = 1300$, прямая линия – в отсутствие отражения, линия с точками – при отражении

Однако имеются различия в поведении автогенератора при воздействии внешнего или отраженного сигнала, связанные с тем, что внешний сигнал задан, а отраженный формируется самим автогенератором, отражателем и линией запаздывания. При фазовом захвате внешним монохроматическим сигналом частота колебаний в генераторе равна частоте внешнего сигнала, а фаза имеет определенное значение в зависимости от параметров генератора. Если какой-либо параметр генератора медленно варьируется (в масштабе времени захвата), то фаза колебаний также меняется, а частота меняется как производная от фазы. При флуктуации параметров генератора в режиме захвата изменения фазы меньше, чем в автономном генераторе, и не зависят от характерного времени этих изменений. При воздействии отраженной волны ситуация противоположная. Изменение какого-либо параметра автогенератора приводит к изменениям частоты. Фаза представляет собой интеграл от частоты, так что ее изменения тем больше, чем больше характерное время изменений частоты. Хотя флуктуации частоты уменьшаются при воздействии отраженного сигнала (поскольку частота стабилизируется), изменения фазы могут быть достаточно велики, если велико характерное время этих флуктуаций. Поэтому для создания комплекса когерентно излучающих источников, где требуется их синфазная работа (подобные проекты обсуждаются в настоящее время для гиротронов [8]) предпочтительнее воздействие внешнего сигнала, позволяющее осуществить захват не только частоты, но и фазы автогенератора.

Работа поддержана Российским научным фондом, проект № 19-79-30071.

1. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн / НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». 2000. 560 с.
2. Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление / М. : Техносфера, 2003. 493с.
3. Мартыненко Д. П., Хохлов. Р. В. О захватывании автогенератора амплитудно-модулированной внешней силой // Радиотехника и электроника. 1957. № 8. С. 1001–1011.
4. Яковлев В. П. Синхронизация автогенератора слабomodулированной внешней силой // Радиотехника и электроника. 1961. № 10. С. 1609–1616.
5. Bakunin V. L., Denisov G. G., Novozhilova Y. V. Influence of an external signal with harmonic or stepwise-modulated parameters on the high-power gyrotron operation // J. Infrared Millim Terahz Waves. 2021. Vol. 42, no. 2. P. 117–129. doi:10.1007/s10762-020-00758-3.
6. Novozhilova Yu. V., Ishenko A. S. Analytical theory of an RF generator phase-locked by the resonant load with delayed reflection // J Infrared Millim Terahertz Waves. 2011. Vol. 32, no. 12. P. 1394–1406. doi: 10.1007/s10762-011-9828-z.
7. Новожилова Ю. В., Рыскин Н. М., Усачева С. А. Нестационарные процессы в генераторе с запаздывающим отражением от нагрузки // Журнал технической физики. 2011. Т. 81, № 9. С. 16–22.

МИНИМАЛЬНАЯ АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕЙТРИННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СВЕРХНОВОЙ С КОЛЛАПСОМ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ

И. С. Огнев¹, А. А. Добрынина¹, Е. А. Коптяева^{1,2}

¹Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова

²Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

Теоретическое объяснение феномена взрыва сверхновой с коллапсом центральной части имеет долгую, уже более чем пятидесятилетнюю, историю. Несмотря на существенный прогресс в этой области, особенно в численном моделировании, пока что нет окончательного понимания самого механизма успешного взрыва. В настоящее время надежно установлено, что одним из базовых его составляющих является нейтринное излучение [1, 2]. Отметим, что расчет распространения нейтрино в условиях сверхновой является математически сложной и очень ресурсоемкой численной задачей [3]. Поэтому важным является нахождение относительно простых методов предварительной оценки влияния отдельных аспектов нейтринной физики на динамику сверхновой без включения их в полный расчет взрыва.

В настоящей работе рассматривается описание нейтринного излучения в сверхновой на основе его одночастичной функции распределения. Показано, что минимально возможное аналитическое приближение функции распределения должно содержать 4 параметра, каждый из которых зависит от радиальной координаты и времени. Построение функции распределения базировалось на трех вариантах приближения для спектральной и трех для угловой ее части. Для проверки аналитических приближений и нахождения их параметров использовались данные одномерного моделирования сверхновой кодом Prometheus-Vertex [4]. Расчет параметров производился для набора из шести предсверхновых от 11,2 до 25 солнечных масс в разные времена после взрыва. Для этих же данных были найдены характерные гидродинамические пространственные масштабы сверхновой. Показано, что радиальная зависимость параметров рассматриваемых приближений может быть выражена через характерные гидродинамические масштабы сверхновой. Таким образом, аналитическое приближение для функции распределения нейтрино может быть построено для существенно различных моделей взрыва сверхновой на основе небольшого количества ее глобальных параметров.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда №24-22-00417, <https://rscf.ru/project/24-22-00417/>.

1. *Boccioli, L.* The physics of Core-Collapse Supernovae: explosion mechanism and explosive nucleosynthesis / L. Boccioli, L. Roberti // Universe. 2024. Vol. 10, no. 3. P. 148.
2. *Müller, B.* Hydrodynamics of core-collapse supernovae and their progenitors / B. Müller // Living Rev Comput Astrophys. 2020. Vol. 6. P. 3.
3. *Mezzacappa A.* Physical, numerical and computational challenges of modeling neutrino transport in core-collapse supernovae / A. Mezzacappa, E. Endeve, O. E. Bronson Messer, S. W. Bruenn // Liv. Rev. Comput. Astrophys. 2020. Vol. 6, no. 1. P. 4.
4. *Hüdepohl L.* Neutrinos from the formation, cooling and black hole collapse of neutron stars: Ph. D. Thesis / Technical University of Munich. Munich, 2014.

АЛЬФА-ЭФФЕКТ В ТРЕХМЕРНОМ КОГЕРЕНТНОМ ГЕОСТРОФИЧЕСКОМ ВИХРЕ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Л. Л. Огородников

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Москва

Рассматривается проводящая жидкость, быстро вращающаяся как единое целое с угловой скоростью Ω . В частности, такие течения имеют место в жидком ядре Земли [1] и других планет [2]. Поток жидкости предполагается существенно трехмерным, так что мелкомасштабные турбулентные пульсации представляют собой инерционные волны [3]. Быстрое вращение подавляет прямой трехмерный турбулентный каскад [4] и поддерживает обратный каскад, который при определенных условиях может превратиться в когерентные вихри [5, 6, 7]. Считаем такое вихревое течение установившимся, так что существует средний крупномасштабный геострофический вихревой поток U . Осесимметричный поток сам по себе не вызывает экспоненциального роста среднего магнитного поля во времени [8, 9]. Однако рост среднего магнитного поля может быть достигнут при нарушении упомянутой выше симметрии, которое может быть вызвано мелкомасштабными и быстрыми турбулентными пульсациями [10].

Мы изучаем одноточечную статистику спиральных турбулентных пульсаций на фоне трехмерного крупномасштабного вихря во вращающейся жидкости. Предполагая, что спиральный поток создается статистически осесимметричной случайной силой с нарушенной зеркальной симметрией, мы аналитически вычисляем среднее значение скорости и завихренности, включая его величину и анизотропию. Для электропроводящей жидкости мы исследуем α -эффект в системе.

Найденные элементы α -тензора существенно зависят от отношения между числом Россби Ro и магнитным числом Прандтля Pr_m в рассматриваемой области $Ro \ll 1$, $Pr_m \ll 1$. Мы также устанавливаем критерий для чисел, когда α -эффект приводит к неустойчивости крупномасштабного магнитного поля. Данный критерий выполняется для численного счета [11], в котором постановка задачи схожа с рассматриваемой в нашей работе.

Данная работа поддержана Российским научным фондом, грант № 23-72-30006 (<https://rscf.ru/project/23-72-30006/>).

1. *G. Schubert and P. Olton, editors. Core Dynamics, volume 8 of Treatise on Geophysics. Elsevier, 2nd edition, 2015.*
2. *Jones C. A. Planetary magnetic fields and fluid dynamos // Annual Review of Fluid Mechanics. 2011. Vol. 43. P. 583–614.*
3. *Dormy E. and Soward A. M. Mathematical aspects of natural dynamos. Chapman and Hall/CRC, 2007.*
4. *J. Proudman. On the motion of solids in a liquid possessing vorticity // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. 1916. Vol. 92, iss. 642. P. 408–424.*
5. *Kolokolov I. V., Ogorodnikov L. L., and Vergeles S. S. Structure of coherent columnar vortices in three dimensional rotating turbulent flow // Physical Review Fluids. 2020. Vol. 5, iss. 3. P. 034604.*
6. *Seshasayanan K. and Alexakis A. Condensates in rotating turbulent flows // Journal of Fluid Mechanics. 2018. Vol. 841. P.434–462.*
7. *Aguirre Guzm'an A. J., Madonia M., Cheng J. S., Ostilla-M'onico R., JH'Clercx H., and Kunnen R. P.J. Flow- and temperature-based statistics characterizing the regimes in rapidly rotating turbulent convection in simulations employing no-slip boundary conditions // Physical Review Fluids. 2022. Vol. 7, no. 1. P. 013501.*
8. *Moffatt H. K. Field generation in electrically conducting fluids // Cambridge University Press. Cambridge, London, New York, Melbourne. 1978. Vol. 2. P. 5-1.*
9. *Cowling T. G. The magnetic field of sunspots // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1933. Vol. 94. P. 39–48.*
10. *Braginskii S. I. Theory of the hydromagnetic dynamo // Sov. Phys. JETP. 1964. Vol. 20. P. 1462–1471.*
11. *Seshasayanan K. And P'etr'elis F. Growth rate distribution and intermittency in kinematic turbulent dynamos: Which moment predicts the dynamo onset? // Europhysics Letters. 2018. Vol. 122. P. 64004.*

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВИХРЕВЫХ ТОКОВ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ МЕТАЛЛОВ

И. В. Оладышкин, А. А. Елясин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Возбуждение вихревых течений непараллельными градиентами давления и плотности среды – один из фундаментальных эффектов в механике сплошных сред. В физике плазмы аналогичный эффект известен под названием «батарея Бирмана» (“Biermann battery”) [1]. В большинстве случаев он рассматривается в качестве механизма генерации магнитного поля в контексте либо астрофизических задач (в соответствии с первоначальной идеей Бирмана), либо задач о разлете горячей плазмы на пико- и наносекундных временных масштабах после воздействия лазерного излучения.

Однако при облучении фемтосекундными лазерными импульсами твердых тел эффект Бирмана может проявляться уже при нагреве электронов, то есть до их теплообмена с кристаллической решеткой, а значит, до начала процессов плавления или испарения. Главное условие – наличие различных пространственных распределений температуры и плотности свободных электронов внутри облучаемой области. Это условие должно выполняться в типичных экспериментах по фемтосекундной лазерной абляции металлов. Ниже для оценок использованы параметры золота, поскольку они достаточно хорошо известны [2].

Экспериментально установлено, что фемтосекундное лазерное облучение золота приводит к нагреву электронов до температуры 5 эВ и более чем двукратному увеличению плотности свободных электронов при плотности потока энергии в падающем оптическом импульсе 3 Дж/см² [2]. Измеренные зависимости электронной температуры и плотности от интенсивности накачки существенно различаются: в то время как температура растет практически линейно, плотность свободных электронов остается постоянной при малых интенсивностях, а затем резко возрастает. Это означает, что пространственные распределения этих величин по облучаемому пятну действительно различны, а их градиенты не параллельны.

В данной работе показано, что механизм батареи Бирмана может быть важным альтернативным (или дополнительным) механизмом нагрева среды и конвективного транспорта тепла на первых этапах лазерной абляции. Ключевым эффектом является возбуждение вихревых токов и нагрев этими токами среды на глубине, намного превосходящей глубину оптического скин-слоя. Отметим, что вихревые источники не могут экранироваться квазистатическими полями разделения зарядов в металле и поэтому могут создавать существенно более сильные токи, чем потенциальные источники.

Актуальность исследования данного эффекта связана с тем, что наблюдаемая глубина лазерной абляции (до 0,5–1 мкм за один лазерный импульс при плотностях потока энергии порядка 10–20 Дж/см²) на порядок превосходит глубину, на которую может распространиться тепло благодаря электронной теплопроводности. При этом модели, опирающиеся на плавление вещества в механической ударной волне, критически зависят от динамики нагрева электронов, заложенной на этапе постановки задачи. Таким образом, вопрос об аномальной глубине абляции остается открытым.

Для рассмотрения задачи о вихревых токах принципиально важно введение как минимум двумерных пространственных распределений электронного давления $p(x, z)$ и тепловой энергии электронов $\varepsilon(x, z)$. В рамках гидродинамического описания газа свободных электронов были получены самосогласованные уравнения на возбуждение и распространение магнитного поля внутри металла в обсуждаемых условиях:

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\text{rot}(D_H \text{rot} \mathbf{H}) - \frac{2c}{3en} [\nabla n, \nabla \varepsilon], \quad (1)$$

где \mathbf{H} – вектор магнитного поля, D_H – коэффициент магнитной диффузии, c – скорость света в вакууме, e – элементарный заряд. Коэффициент магнитной диффузии определяется выражением $D_H = \nu c^2 / \omega_p^2$, где ν – эффективная частота столкновений электронов, ω_p – плазменная частота.

Уравнение для возбуждения и распространения объемных вихревых токов \mathbf{j} внутри металла выглядит аналогично:

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = -\text{rot}(\text{rot} D_H \mathbf{j}) - \text{rot} \left(\frac{c^2}{6\pi en} [\nabla n, \nabla \varepsilon] \right). \quad (2)$$

Как видно, источником магнитного поля и вихревых токов выступает векторное произведение градиентов плотности и температуры электронного газа. В случае слабых возмущений среды, когда коэффициент магнитной диффузии можно приближенно считать постоянным, уравнения (1) и (2) принимают вид классических уравнений диффузии с коэффициентом D_H .

Для типичных металлов электронная температуропроводность составляет порядка десятков $\text{см}^2/\text{с}$ и уменьшается при нагреве. Характерное время диффузии тепла из оптического скин-слоя золота [2] можно оценить как ~ 1 пс. В то же время значение коэффициента магнитной диффузии составляет около $9 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$ внутри перегретой области. Таким образом, магнитная диффузия является гораздо более быстрым процессом, чем диффузия тепла, а значит, источник $\sim [\nabla n, \nabla \varepsilon]$ в уравнениях (1)–(2) можно считать практически постоянным на субпикосекундных временных масштабах. При этом магнитная диффузия оказывается доминирующим механизмом переноса энергии.

Оценки, выполненные на основе уравнений (1) и (2) для золота при плотности потока энергии в оптическом импульсе $3 \text{ Дж}/\text{см}^2$, предсказывают величину генерируемого магнитного поля на уровне нескольких тесла и максимальную скорость упорядоченного движения электронов порядка $10^6 \text{ см}/\text{с}$. Глубина диффузии токов и магнитного поля за 1 пс составит порядка 300 нм. В этих условиях индукционные токи должны обеспечивать рост тепловой энергии электронов до 0,3–0,5 эВ, что достаточно для плавления и испарения материала. Данные оценки хорошо согласуются с экспериментально измеренной глубиной абляции золота, составляющей около 350 нм за один лазерный импульс при плотности потока энергии $3 \text{ Дж}/\text{см}^2$ [3]. Также возбуждение вихревых токов приводит к появлению конвективного транспорта тепла в электронной подсистеме металла, что оказывается существенным при неоднородном нагреве (например, вблизи локальных усилений поля на шероховатой поверхности).

Таким образом, роль эффекта Бирмана может быть существенной для нагрева и транспорта тепла в металлах в условиях фемтосекундной лазерной абляции. Благодаря возбуждению вихревых электронных токов он обеспечивает дополнительный нагрев среды на глубине, много большей глубины скин-слоя, и конвективный транспорт тепла вблизи локальных неоднородностей.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» (финансируется Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение №075-15-2022-316). И. О. благодарит за персональную поддержку Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект №22-1-3-49-1).

1. *Biermann L.* Uber den Ursprung der Magnetfelder auf Sternen und im interstellaren Raum (mit einem Anhang von A. Schluter) // Zeitschrift für Naturforschung. 1950. Vol. 5. P. 65–71.
2. *Fourment C.* Experimental determination of temperature-dependent electron-electron collision frequency in isochorically heated warm dense gold / C. Fourment, F. Deneuille, D. Descamps, F. Dorchie, S. Petit, O. Peyrusse, B. Holst, and V. Recoules // Physical Review B. 2014. Vol. 89. P. 161110(R).
3. *Shaheen M. E.* Femtosecond laser ablation behavior of gold, crystalline silicon, and fused silica: a comparative study / M. E. Shaheen, J. E. Gagnon, B. J. Fryer // Laser Physics. 2014. Vol. 24. P. 106102.

СУПЕРЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОБЫТИЯ И ХАОС В МАЛОМ НЕЙРОННОМ АНСАМБЛЕ С ХИМИЧЕСКИМИ И МЕМРИСТОРНЫМИ СВЯЗЯМИ

*С. М. Оленин¹, А. Г. Коротков¹, И. М. Купелкин¹, С. А. Герасимова¹, Т. А. Леванова¹,
А. Писарчик²*

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

²Центр биологических технологий Мадридского политехнического университета, Мадрид, Испания

Экстремальные события – это редкие и повторяющиеся события, при которых наблюдаемая переменная проявляет необычное поведение, например, обладает чрезвычайно большими или малыми значениями. Если сравнивать экстремальные события, то наиболее опасными являются суперэкстремальные события. Наиболее яркими примерами таких явлений в неврологии и медицине являются эпилептические припадки. Несмотря на значительный прогресс в этой области исследований, во многих случаях точные механизмы возникновения экстремальных явлений еще далеки от полного понимания.

В контексте нейродинамики чрезвычайно важно изучить роль различных факторов, таких как типы и топология связей нейронных ансамблей, в возникновении экстремальных событий. Предыдущие исследования [1] показали, что наличие связей на основе мемристоров в нейронном ансамбле может привести к возникновению хаоса и экстремальных событий. Целью предлагаемого исследования является детальное изучение сценариев возникновения и разрушения экстремальных событий и супер экстремальных событий в ансамбле нейроноподобных элементов ФитцХью – Нагумо, связанных синаптическими (как химическими, так и электрическими) связями и мемристорами. Математически модель описывается следующим образом:

$$\begin{cases} \epsilon \dot{x}_1 = x_1 - x_1^3/3 - y_1 + I(\phi_2) + p(z)(x_2 - x_1) \\ \dot{y}_1 = x_1 - a \\ \epsilon \dot{x}_2 = x_2 - x_2^3/3 - y_2 + I(\phi_1) + p(z)(x_1 - x_2) \\ \dot{y}_2 = x_2 - a \\ \dot{z} = x_1 - x_2 \end{cases} \quad (1)$$

Переменная x_i описывает мембранный потенциал i нейрона, y_i переменная восстановления i нейрона, а переменная z_i , которая описывает связи на основе мемристоров. Параметр ϵ это малый параметр, $0 < \epsilon < 1$. Параметр a соответствует возбуждающему режиму в каждом нейроне при отсутствии каких-либо связей. Функция $I(\phi_i)$ описывает химическую синаптическую связь:

$$I(\phi_i) = \frac{g}{1 + \exp\left(k\left(\cos\left(\frac{\sigma}{2}\right) - \cos\left(\phi - \alpha - \frac{\sigma}{2}\right)\right)\right)}, \quad (2)$$

где $\phi_i = \arctan\left(\frac{y_i}{x_i}\right)$, $i = 1, 2$; $0 \leq \phi < 360^\circ$. Параметр g описывает силу химической синаптической связи. Параметр k определяет, насколько быстро осуществляется синаптическая передача. Функция $I(\phi_i)$ имитирует передачу сигнала от пресинаптического нейрона к постсинаптическому нейрону следующим образом. Когда фаза ϕ активного пресинаптического нейрона достигает α , к постсинаптическому нейрону подается ток постоянной амплитуды. Продолжительность воздействия этого стимула определяется разницей δ , которая означает, что воздействие прекращается, как только точка, представляющая пресинаптический нейрон в плоскости (x, y) , покидает сектор, заключенный между углами α и $\alpha + \delta$. Если в момент активации постсинаптический элемент находится в состоянии, близком к состоянию покоя, то он отреагирует. Некоторые дополнительные подробности, а также обоснование применимости для моделирования химических синаптических связей можно найти в работах [1, 2].

Связь на основе мемристора описана с использованием модели мемристора с управляемым потоком [2]:

$$p(z) = k_1 + k_2 z^2. \quad (3)$$

Следует отметить, что в случае $k_2 = 0$ элемент связи на основе мемристора $p(z)(x_2 - x_1)$ преобразуется в разность мембранных потенциалов связанных нейронов $k_1(x_2 - x_1)$, который широко используется для моделирования электрической синаптической связи через щелевые контакты (gap junctions). В нашем исследовании параметры были зафиксированы следующим образом:

$$\epsilon = 0,01, a = -1,01, k = 50, \sigma = 50^\circ, \alpha = 160^\circ.$$

В качестве управляющих параметров были выбраны $k_{1,2}$ и g .

В ходе исследования, используя двухпараметрический бифуркационный анализ исследуемой системы, мы определили области в пространстве управляющих параметров, где были обнаружены различные типы нейронной активности, включая экстремальные события. Чтобы охарактеризовать все наблюдаемые события, мы оценили их интервалы между событиями, используя функцию плотности вероятности. Мы показали, что возникновение экстремальных и сверхэкстремальных событий связано с появлением в фазовом пространстве исследуемой системы спирального гомоклинического аттрактора по сценарию Шильникова. Мы также сравнили полученные теоретические результаты с результатами моделирования Simulink.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы развития регионального научно-образовательного математического центра «Математика технологий будущего» (соглашение № 075-02-2024-1439) и госзадания FSWR-2024-0005.

1. *Korotkov A. G., Kazakov A. O., Levanova T. A.* Effects of memristor-based coupling in the ensemble of FitzHugh – Nagumo elements // *The European Physical Journal Special Topics*. 2019. Vol. 228. P. 2325–2337.
2. *Chua L.* Memristor-the missing circuit element // *IEEE Transactions on circuit theory*. 1971. .Vol. 18, no. 5. P. 507–519.
3. *Korotkov A. G., Kazakov A. O., Levanova T. A., Osipov G.* Chaotic regimes in the ensemble of FitzHugh – Nagumo elements with weak couplings // *IFAC-PapersOnLine*. 2018. Vol. 51, no. 33. P. 241–245.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КВАНТОВАННЫХ ВИХРЕЙ В ДЛИННОМ УЗКОМ КАПИЛЛЯРЕ СО СВЕРХТЕКУЧИМ ГЕЛИЕМ: ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ НА РАЗНОМ УДАЛЕНИИ ОТ ИСТОЧНИКА ПОСТОЯННОГО ТЕПЛООВОГО ПОТОКА

А. А. Орлова, В. Б. Ефимов

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

Изучение квантовых вихрей – одна из актуальных задач физики. Квантовые (или же квантованные) вихри являются топологическими дефектами в сверхтекучей жидкости, схожими с вихрями Абрикосова в сверхпроводниках, и представляют собой очень тонкие вихревые нити (core), вокруг которых циркулирует сверхтекучая компонента, циркуляция при этом квантуется. Впервые квантовые вихри были обнаружены в сверхтекучем He-4 в экспериментах с вращением жидкости и ее нагревом, позднее квантовые вихри были обнаружены и в сверхтекучих фазах He-3, а также в других квантовых системах, в которых возможна сверхтекучесть. Формируются такие вихри при очень больших скоростях течения жидкости, в частности в противотоке нормальной и сверхтекучей компонент гелия, при этом они могут образовывать вихревые клубки из хаотично расположенных нитей. Такое состояние называется сверхтекучей турбулентностью. До сих пор не существует общей теории турбулентности квантовых вихрей, являющейся важной составляющей теории сверхтекучести.

Квантовые вихри являются интересными объектами и сами по себе. С их помощью можно моделировать более сложные системы, например, сверхтекучие вихри в недрах нейтронных звезд, изучать которые напрямую невозможно, а также предсказать, как могли бы проявить себя схожие по свойствам гипотетические дефекты самого пространства-времени – космические струны. Интересны они и в прикладном смысле, так как вихревые клубки сильно снижают теплопроводность сверхтекучего гелия, что может быть важно в случаях, когда он используется в качестве охлаждающей среды для нагреваемых устройств.

Детектировать плотность квантовых вихрей (длину всех нитей на единицу объема) очень удобно с помощью волн второго звука. Второй звук – это волны температуры (энтропии) в сверхтекучем гелии, которые сильно затухают на квантовых вихрях. Эти волны являются практически незатухающими и сильно нелинейными, т. е. их скорость сильно зависит от амплитуды. Таким образом, сверхтекучий гелий является отличной системой для изучения явлений нелинейности и турбулентности.

Ранее нами проводились эксперименты по изучению особенностей формирования и распада квантовой турбулентности, создаваемой тепловым потоком (противотоком нормальной и сверхтекучей компонент) в He-II в узком длинном канале. В работе использовалась методика детектирования плотности вихрей при разных мощностях теплового потока и в разные моменты времени по затуханию коротких прямоугольных импульсов второго звука. Помещаемый в канал пленочный нагреватель использовался одновременно в качестве источника постоянного теплового потока и пробных импульсов. Регистрировались импульсы с помощью сверхпроводящего детектора-болметра, способного различать колебания температуры в несколько μK .

Исходя из предположения, что противоток после включения нагревателя возникает сразу во всем объеме канала и таким образом генерирует равномерную плотность вихрей, мы ожидали экспоненциального падения амплитуды импульсов, зависящей от плотности вихрей и от пройденного импульсом расстояния. Однако результаты этих экспериментов показали, что падение амплитуды рассеянных на вихрях импульсов пропорционально плотности квантованных вихрей, которая в свою очередь пропорциональна квадрату мощности теплового потока, но существенного увеличения затухания при увеличении пройденного импульсом расстояния обнаружено не было. Также было обнаружено, что при распространении тепловых импульсов, длительность которых превышает 200–250 микросекунд, имеет место резкое снижение теплопроводности гелия, о чем говорит резкое падение амплитуды импульсов почти до нуля. Причиной таких неожиданных результатов, вероятно, является разрастание плотного вихревого клубка вблизи нагревателя, препятствующего дальнейшему теплоотводу от его поверхности в гелий.

Для проверки этого предположения нами была изготовлена ячейка (рис. 1, а), представляющая собой два перпендикулярно пересекающихся канала, в один из которых помещается нагреватель, который генерирует постоянный тепловой поток (источник вихрей), а в другой – источник пробных

импульсов второго звука. Перемещая нагреватель – источник вихрей – вдоль канала, мы меняем расстояние до зоны детектирования – пересечения двух каналов. Таким образом, мы можем оценить плотность вихрей на разных расстояниях от их источника. Данная методика позволяет менять такие параметры эксперимента, как положение нагревателя и системы детектирования, температура гелиевой ванны, мощность и форма сигнала тепловой накачки (стационарная, гармоническая, произвольной формы и др.).

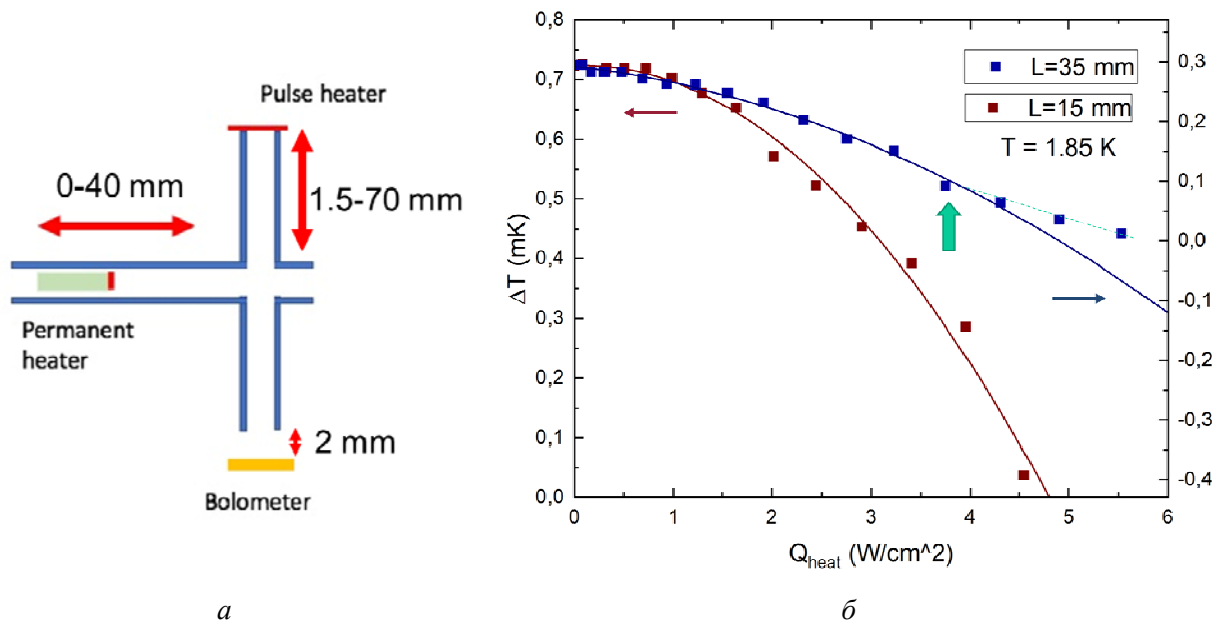


Рис. 1. Схема экспериментальной ячейки (а); зависимость амплитуды импульсов, зарегистрированных болометром, от мощности теплового потока (б)

Предварительные результаты (рис. 1, б) показали, что, действительно, плотность вихревых нитей уменьшается при удалении от нагревателя, что может свидетельствовать в пользу предположения о «вихревой пробке», образующейся у поверхности нагревателя при тепловых мощностях, выше некоторой критической. Планируются дальнейшие эксперименты для проверки этого предположения.

1. Varga E., Jackson M. J., Schmoranzer D., Skrbek L. The Use of Second Sound in Investigations of Quantum Turbulence in He II // J. Low Temp. Phys. 2019. Vol. 197. P. 130–148. DOI: <https://doi.org/10.1007/s10909-019-02208-4>.
2. Ефимов В. Б. Теплопередача при импульсном нагреве в сверхтекучем гелии / В. Б. Ефимов, А. А. Орлова, Л. П. Кондаурова, А. Г. Горкун // ФНТ, 2019. Т. 45, вып. 9. С. 1158–1164. DOI:10.1063/1.5121268; F45_1158R.
3. Kondaurova L. Influence of quantum turbulence on the processes of heat transfer and boiling in superfluid helium / L. Kondaurova, V. Efimov, A. Tsoi // J. of Low Temp. Phys. 2017. Vol. 187, no. 1. P. 80–89. DOI: 10.1007/S10909-016-1731-5.
4. Efimov V. B. Formation and Decay of Vortex System in Superfluid Helium / V. B. Efimov, L. P. Kondaurova, A. A. Orlova // Book of abstracts 12th International Conference Cryocrystals and Quantum Crystals, 26-31 August 2018. P. 52.

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ПРИЕМНИКИ: ОТ ШУМА ФОТОНОВ К КВАНТОВОМУ ХАОСУ

*А. Л. Панкратов^{1,2}, Д. А. Ладейнов^{1,2}, Л. С. Ревин^{1,2}, Д. А. Пиманов², А. В. Чигинев^{1,2},
А. В. Благодаткин^{1,2}, А. В. Гордеева²*

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева

Продемонстрирована работа массива болометров на холодных электронах (БХЭ), интегрированных в дипольные антенны, а также материала с кольцевыми антеннами. Благодаря самоохлаждению поглотителя [1, 2], такие болометры имеют рекордную чувствительность, ограниченную дробовым шумом принимаемых фотонов. При облучении сигналом узкополосного источника на основе джозефсоновского контакта YBCO продемонстрирован гигантский вклад фотонного шума, на полтора-два порядка превышающий собственный уровень шумов приемника в отсутствие СВЧ-сигнала. Этот результат противоречит известной фундаментальной формуле для фотонного шума, полученной для чернотельного источника, и позволяет проводить детектирование слабых сигналов по увеличению полного шума приемника. На рис. 1 приведено изображение массива дипольных антенн с болометрами на холодных электронах [1] и амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) массива без фильтров, а также при использовании фильтра нижних частот и полосового фильтра, полученная при облучении сигналом источника на основе джозефсоновского контакта YBCO. Видно, что при использовании двух фильтров АЧХ массива имеет один главный максимум, а вторичные максимумы подавлены.

В то же время, если измерить шум приемной системы и построить график мощности, эквивалентной шуму (МЭШ, NEP), видно, (рис. 1, в), что в области максимального отклика полный шум возрастает более чем на порядок, из-за вклада шума принимаемого сигнала, т. н. фотонного шума [1]. При этом на графике МЭШ проявляются вторичные максимумы, подавленные на графике АЧХ за счет использования фильтров.

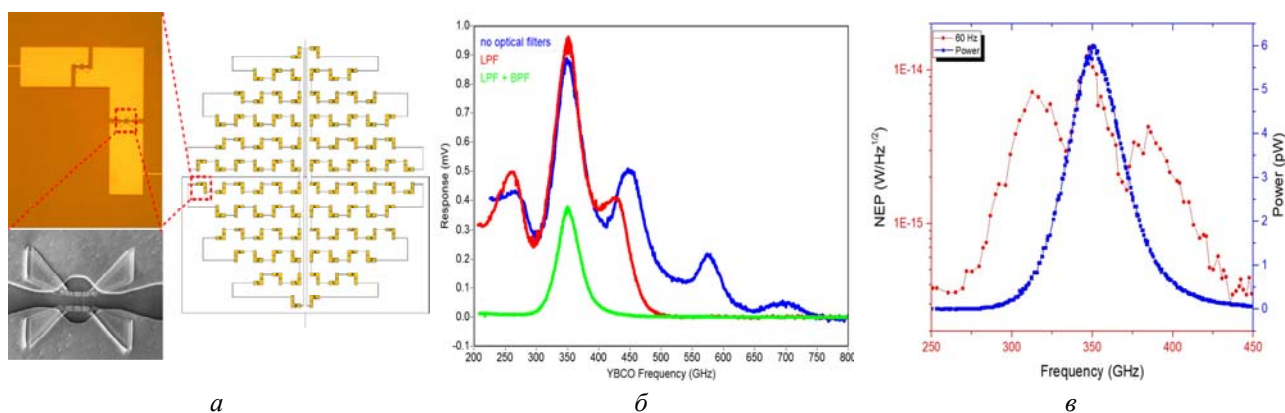


Рис. 1. Массив дипольных антенн с болометрами на холодных электронах (а); измеренные амплитудно-частотные характеристики массива дипольных антенн без фильтров (синяя кривая) с фильтром нижних частот (красная кривая), и с полосовым фильтром (зеленая кривая) (б); амплитудно-частотная характеристика массива дипольных антенн (синим) и мощность, эквивалентная шуму (красным), при облучении сигналом джозефсоновского контакта YBCO

Также изложен текущий прогресс в области микроволновых детекторов одиночных фотонов для поиска темной материи [3, 4]. Исследовано значительное число образцов джозефсоновских контактов в области температур от 15 мК до 1 К, показано, что даже в области сверхнизких температур «квантовая полка» имеет конечный наклон, зависящий от температуры как $\sim(h\nu + kT)$ [5]. Выбраны оптимальные образцы в качестве детекторов одиночных фотонов диапазона частот 5–15 ГГц. Показано, что при детектировании микроволновых фотонов со спектрально-чистого источника (синтезатора) слабые потоки фотонов подчиняются пуассоновской статистике, а на вероятностях детектирования как функции мощности сигнала наблюдается квантование числа фотонов (рис. 2).

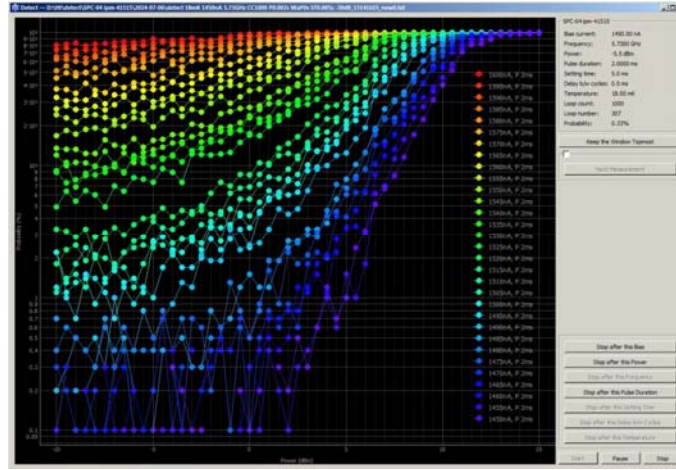


Рис. 2. Вероятность переключения однофотонного детектора как функция мощности сигнала

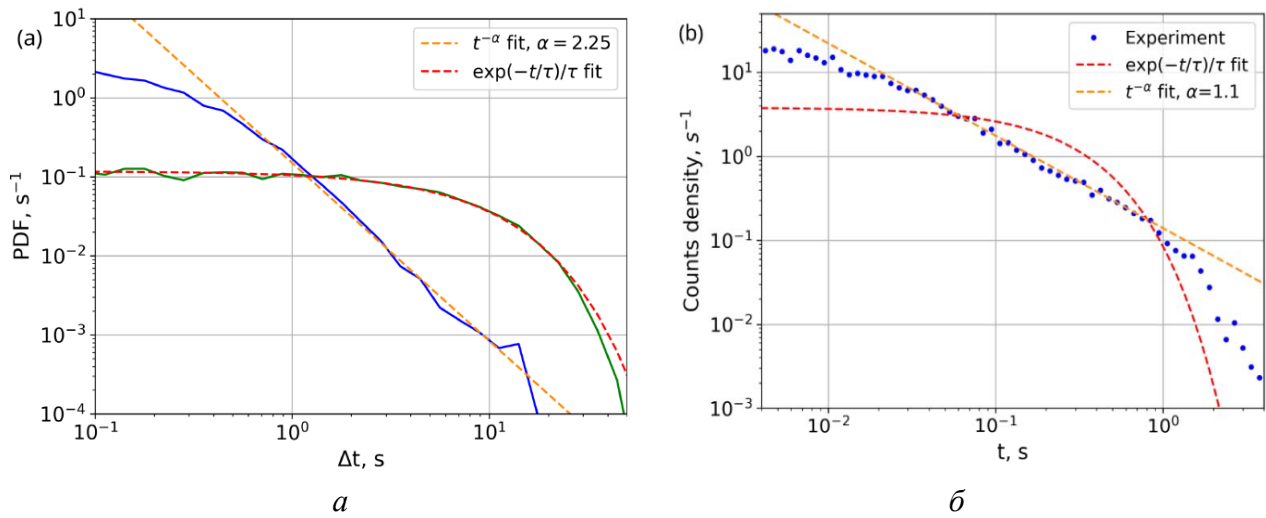


Рис. 3. Теоретическое обоснование суперпуассоновской статистики фотонов как признака квантового хаоса по материалам работы [6] (а); гистограмма времен переключений детектора одиночных тепловых фотонов, демонстрирующая суперпуассоновскую статистику [4] (б)

Во второй серии экспериментов, в качестве источника микроволновых тепловых фотонов использовался медный СВЧ резонатор с подогревом и контролем температуры. Показано, что эффективность детектирования тепловых фотонов достигает 40%, при этом наблюдается суперпуассоновская статистика, подтверждающая их природу [4]. Это также является экспериментальным наблюдением квантового хаоса по статистике фотонов [6].

Работа поддержана грантом РФФИ № 21-79-20227.

1. *Kuzmin L. S.* Photon-noise-limited cold-electron bolometer based on strong electron self-cooling for high-performance cosmology missions / L. S. Kuzmin, A. L. Pankratov, A. V. Gordeeva, V. O. Zbrozhek, V. A. Shamporov, L. S. Revin, A. V. Blagodatkin, S. Masi, P. de Bernardis // *Comm. Phys.* 2019. Vol. 2. P. 104.
2. *Gordeeva A. V.* Record electron self-cooling in cold-electron bolometers with a hybrid superconductor-ferromagnetic nanoabsorber and traps / A. V. Gordeeva, A. L. Pankratov, N. G. Pugach, A. S. Vasenko, V. O. Zbrozhek, A. V. Blagodatkin, D. A. Pimanov, L. S. Kuzmin // *Sci. Rep.* 2020. Vol. 10. P. 21961.
3. *Pankratov, A. L.* Towards a microwave single-photon counter for searching axions / A. L. Pankratov, L. S. Revin, A. V. Gordeeva, A. A. Yablokov, L. S. Kuzmin, E. Il'ichev // *NPJ Quantum Inf.* 2022. Vol. 8. P. 61.
4. *Pankratov, A. L.* Observation of thermal microwave photons with a Josephson junction detector / A. L. Pankratov, A. V. Gordeeva, A. V. Chiginev, L. S. Revin, A. V. Blagodatkin, N. Crescini, L. S. Kuzmin // <https://doi.org/10.48550/arXiv.2404.10434>.
5. *Pankratov, A. L.* Quantum and phase diffusion crossovers in small Al Josephson junctions / A. L. Pankratov, D. A. Ladeynov, L. S. Revin, A. V. Gordeeva, E. Il'ichev // *Chaos, Sol. & Fract.* 2024. Vol. 184. P. 114990.
6. *Yusipov, I. I.* Photon waiting-time distributions: A keyhole into dissipative quantum chaos / I. I. Yusipov, O. S. Vershinina, S. V. Denisov, M. V. Ivanchenko // *Chaos.* 2020. Vol. 30. P. 023107.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДЕЛИ КОЛЬЦЕВОГО ВОЛОКОННОГО РЕЗОНАТОРА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ДИНАМИКИ СОЛИТОНОВ В ОПТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ СВЯЗИ

Г. А. Патрин^{1,2}, И. С. Чеховской¹, О. С. Сидельников^{1,2}, О. В. Штырина^{1,2}, М. П. Федорук¹

¹Новосибирский государственный университет

²Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий, Новосибирск

Волоконно-оптические линии связи (ВОЛС) являются наиболее востребованным способом передачи данных из-за множества преимуществ перед другими средствами передачи информации на большие расстояния [1]. Однако в наши дни из-за стремительных темпов роста объема мирового трафика линии связи требуют дальнейшего увеличения пропускной способности.

Основным ограничением роста пропускной способности в ВОЛС является наличие нелинейных эффектов [2], влияние которых усиливается с ростом мощности сигнала. Для минимизации влияния этих эффектов можно использовать солитоны в качестве носителей информации. Классическим примером таких импульсов можно назвать фундаментальные солитоны [3], являющиеся стационарным решением нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) за счет баланса между дисперсионными и нелинейными эффектами. Однако при этом подходе происходит пренебрежение потерями и усилением в оптическом канале, из-за чего в реальных ВОЛС такие солитоны недостаточно эффективны.

Волоконная линия связи состоит из передатчика, устройства модуляции информационного сигнала в последовательность импульсов, оптического канала передачи, декодирующего устройства, и приемника (рис. 1). Оптический канал в ВОЛС состоит из повторяющихся секций: участков пассивного волокна, на конце каждого из которых находится усилитель для компенсации оптических потерь.

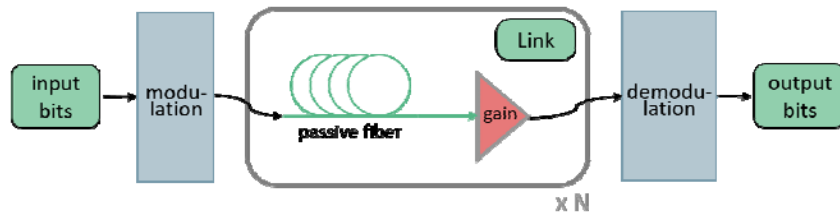


Рис. 1. Общая схема волоконно-оптической линии связи

Динамику оптических импульсов в пассивном передающем волокне с аномальной дисперсией в приближении медленно меняющейся огибающей можно описать с помощью неконсервативного НУШ, учитывающего ненасыщенные оптические потери:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\beta_2 L_p}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i \gamma L_p |A|^2 A - \frac{\alpha_p L_p}{2} A, \quad (1)$$

где $A(t, z)$ – комплексная огибающая сигнала, t – время, $z \in [0; 1]$ – продольная координата, L_p – длина пассивного волокна, α_p – параметр ненасыщенных потерь в пассивном волокне, β_2 – коэффициент дисперсии групповых скоростей, γ – коэффициент нелинейности Керра.

Нетрудно заметить, что влияние нелинейности Керра и дисперсионных эффектов в активном волокне много меньше, чем в пассивном волокне. Поэтому в данной модели ими можно пренебречь. Тогда динамику оптических импульсов в усиливающем волокне можно описать с помощью следующего неконсервативного нелинейного уравнения:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \sigma_a A + \frac{g_s}{2\Omega_g^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}, \quad (2)$$

где $\sigma_a = \frac{g_s}{2} - \frac{\alpha_a L_a}{2}$, $g_s(z) = \frac{g_0 L_a}{1 + \frac{E(z)}{E_{sat}}}$ – коэффициент насыщенного усиления, α_a – параметр ненасыщенных потерь в активном волокне, L_a – длина активного волокна, g_0 – коэффициент усиления по малому сигналу, $E_{sat} = P_{sat} \cdot T_{tr}$ – энергия насыщения, P_{sat} – мощность насыщения, $E(z) = \int_{-T_{tr}/2}^{+T_{tr}/2} |A(t, z)|^2 dt$ – энергия, Ω_g – ширина спектра усиления. $T_{tr} = \frac{L_a + L_p}{c_{med}}$ – время прохождения периодической секции, c_{med} – скорость света в среде.

Таким образом, в данной работе, в отличие от классического подхода, предлагается учитывать усиление после каждой секции не точно, а распределенно в активном волокне. Можно заметить, что в кольцевых волоконных резонаторах излучение также многократно проходит через пассивную и активную среды (рис. 2). Эта аналогия позволит использовать методы анализа кольцевых лазеров для ВОЛС.

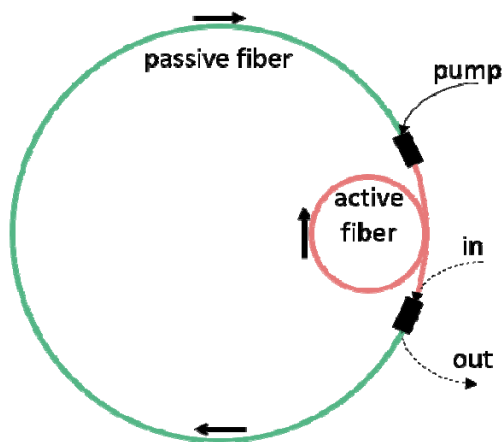


Рис. 2. Схема модельного кольцевого волоконного резонатора

Одним из инструментов анализа кольцевых волоконных лазеров является его осредненная модель, основанная на кубическом уравнении Гинзбурга – Ландау. Известно, что его стационарное решение периодически восстанавливает свою форму в резонаторе. Для рассматриваемого модельного лазера она имеет следующий вид

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\beta_2 L_p}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i \gamma L_p |A|^2 A + \sigma A + \frac{g_s}{2\Omega_g^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}, \quad (3)$$

где $\sigma = \frac{g_s}{2} - \frac{\alpha_p L_p}{2} - \frac{\alpha_a L_a}{2}$, величину T_{tr} в этом контексте можно назвать временем обхода резонатора.

В ходе работы для рассмотренного уравнения (3) было получено приближенное аналитическое стационарное решение в виде последовательности диссипативных солитонов, которые использовались в качестве модулирующего сигнала в ВОЛС. В работе исследуются возможности фазового кодирования информации в солитонной линии связи в зависимости от формы полученных модулирующих импульсов, а также рассматриваются перспективы добавления других форматов кодирования, для которых такая линия связи может оказаться наиболее эффективной.

Работа Патрина Г. А. (численное моделирование), Сидельникова О. С. (разработка алгоритмов), Чеховского И. С. (анализ результатов) и Федорука М. П. (постановка задачи) была выполнена при поддержке проекта РФФ №20-11-20040, <https://rscf.ru/project/20-11-20040/>. Аналитическая часть работы выполнена Штыриной О. В. при поддержке государственного задания на проведение фундаментальных исследований FSUS-2020-0034.

1. Дианов Е. М. От тера-эры к пета-эре // Вестник РАН. 2000. Т. 70, вып. 11. С. 1010–1015.
2. Essiambre R., Kramer G., Winzer J., et al. Capacity Limits of Optical Fiber Networks // J. of Lightwave Technology. 2010. Vol. 28, no. 4. P. 662–701.
3. Mollenauer L. F., Gordon J. P. Solitons in Optical Fibers. Cambridge: Academic Press, 2006. 296 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЖИМЕ «ЛАЗЕРНЫЙ СКРЕБОК»

*С. Е. Перевалов, А. В. Котов, Р. С. Земсков, К. Ф. Бурдонов, В. Н. Гинзбург, А. А. Кузьмин,
С. Е. Стукачев, И. В. Яковлев, А. А. Шайкин, А. Я. Лопатин, А. Е. Пестов, Е. А. Хазанов,
М. В. Стародубцев, А. А. Соловьев*

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Темпы исследований в области лазерно-плазменного взаимодействия с появлением мощных лазерных систем растут с каждым годом и, несомненно, имеют высокую актуальность в текущий момент. Использование в исследованиях ультракоротких лазерных импульсов приводит к увеличению эффективности взаимодействия [1, 2]. Несмотря на развитие лазерной техники, сверхмощных лазерных систем с длительностью импульса менее десяти фемтосекунд в настоящее время не существует [3] из-за сложности обеспечения достаточно широкой полосы усиления. Поэтому путем к укорочению импульсов может стать нелинейное самовоздействие импульса в оптических элементах, с последующей компенсацией дисперсии групповой скорости [4], или в плазме [5]. Однако перечисленные методы не позволяют получить импульсы с длительностью менее одного периода на фундаментальной гармонике. Получение же коротких импульсов на гармониках фундаментальной частоты происходит с потерей энергии. Короткие лазерные импульсы также востребованы в исследовании быстрых процессов с характерными временными масштабами порядка сотен аттосекунд; кроме того, такое излучение можно использовать в спектроскопии и для диагностики непрозрачных в видимом и инфракрасном диапазоне сред. Получение последовательностей световых импульсов субфемтосекундной длительности возможно при взаимодействии мощных лазеров с газовыми или твердотельными мишенями [6]. Когда необходимы высокие пиковые интенсивности и малые длительности импульсов, вторые методы оказываются более привлекательными. Это связано с тем, что газовые источники имеют особенности, например, спектры обладают ярко выраженным плато, резкой отсечкой, определяемой интенсивностью падающего импульса и потенциалом ионизации.

При взаимодействии мощных лазерных импульсов с твердотельными мишенями при падении по нормали или под небольшим углом возможна генерация последовательности более интенсивных импульсов [7]. Описанию процессов генерации посвящены различные модели, например излучение при возбуждении кильватерных волн (CWE – «Coherent wake emission»)[8]; синхротронное излучение колеблющихся электронов (CSE – «Coherent synchrotron emission»)[9]; излучение при рассеянии на осциллирующих поверхностях (ROM – «Relativistic oscillating mirror»)[10]; режим релятивистской электронной пружины [11]. Характерные спектры гармоник оказываются пропорциональны $n^{-8/3} - n^{-5/3}$. Для увеличения выхода гармоник и достижения спектров, пропорциональных n^{-1} , была предложена геометрия, в которой лазерный импульс падает параллельно поверхности мишени, модель назвали SCE («Synergetic coherent emission») [12]. Такая геометрия обеспечивает большую длину взаимодействия, что позволяет получать более пологие спектры гармоник. В дальнейшем такой режим был назван «лазерный скребок» («laser peeler») [13]. При наклонном падении лазерных импульсов на твердотельные мишени кроме генерации высоких гармоник возможно ускорение электронов и ионов, а также генерация яркого рентгеновского излучения. Наиболее эффективно это происходит при малых углах падения или при распространении лазерного импульса вдоль поверхности [14–16].

В рамках данной работы было проведено численное и экспериментальное исследования режима «лазерный скребок». В параллельной геометрии была показана генерация ступков электронов, укоряющихся вдоль поверхности мишени [13]. Для эксперимента такая геометрия сложна, но, как показано в работах [14, 17], при скользящем падении лазерных импульсов на твердотельную мишень физика процесса меняется слабо. Численно была исследована такая геометрия и показана генерация гармоник высокого порядка с спектром, пропорциональным n^{-2} , а также ускорение электронов до энергий свыше 100 МэВ. Проведенное на лазерном комплексе PEARL [18, 19] экспериментальное исследование взаимодействия лазерных импульсов с твердотельными мишенями при скользящем падении показало возможность ускорения электронов в режиме лазерного скребка до 70 МэВ. Было исследовано взаимодействие лазерных импульсов с гладкими и зубчатыми мишенями. На основе результатов численного исследования был предложен метод измерения интенсивности сфокусированных мощных импульсов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1361).

1. *Lobok M. G. et al.* Bright synchrotron radiation from relativistic self-trapping of a short laser pulse in near-critical density plasma // *Physical Review E*. 2021. Vol. 104, no. 5. P. L053201.
2. *Vais O. E. et al.* Efficient Acceleration of Electrons by Moderate-Power Femtosecond Laser Pulses // *JETP Letters*. 2023. Vol. 118, no. 12. P. 875–880.
3. *Li Z., Leng Y., Li R.* Further Development of the Short-Pulse Petawatt Laser: Trends, Technologies and Bottlenecks // *Laser & Photonics Reviews*. 2023. Vol. 17, no. 1. P. 2100705.
4. *Хазанов Е. А.* Компрессия фемтосекундных лазерных импульсов с помощью фазовой самомодуляции: за 40 лет от киловатт до петаватт // *Квантовая электроника*. 2022. Т. 52, № 3. С. 208–226.
5. *Mysyrowicz A., Couairon A., Keller U.* Self-compression of optical laser pulses by filamentation // *New journal of physics*. 2008. Vol. 10, no. 2. P. 025023.
6. *Рябикин М. Ю., Емелин М. Ю., Стрелков В. В.* Аттосекундные электромагнитные импульсы: генерация, измерение и применение. Аттосекундная метрология и спектроскопия // *Успехи физических наук*. 2023. Т. 193, № 4. С. 382–405.
7. *Burnett N. H. et al.* Harmonic generation in CO₂ laser target interaction // *Applied Physics Letters*. 1977. Vol. 31, no. 3. P. 172–174.
8. *Quéré F. et al.* Coherent wake emission of high-order harmonics from overdense plasmas // *Physical review letters*. 2006. Vol. 96, no. 12. P. 125004.
9. *Bruegge D., Pukhov A.* Enhanced relativistic harmonics by electron nanobunching // *Physics of Plasmas*. 2010. Vol. 17. no. 3. P. 033110–033110.7.
10. *Thaury C. et al.* Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics // *Nature Physics*. 2007. Vol. 3, no. 6. P. 424–429.
11. *Gonoskov A. A. et al.* Ultrarelativistic nanoplasmonics as a route towards extreme-intensity attosecond pulses // *Physical Review E*. 2011. Vol. 84, no. 4. P. 046403.
12. *Shen X. F., Pukhov A., Qiao B.* Synergistic longitudinal acceleration and transverse oscillation in high-order harmonic generation // *arXiv:2009.12918*. 2020.
13. *Шен С. Ф. и др.* Ускорение электронов лазерным импульсом при его параллельном падении на твердую мишень // *Квантовая электроника*. 2021. Т. 51, № 9. С. 833–837.
14. *Sarma J. et al.* Surface plasmon-driven electron and proton acceleration without grating coupling // *New Journal of Physics*. 2022. Vol. 24, no. 7. P. 073023.
15. *Shen X. F., Pukhov A., Qiao B.* Electron and ion acceleration from femtosecond laser-plasma peeler scheme // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2023. Vol. 65, no. 3. P. 034005.
16. *Shen X., Pukhov A., Qiao B.* High-flux bright x-ray source from femtosecond laser-irradiated microtapes // *Communications Physics*. 2024. Vol. 7, no. 1. P. 84.
17. *Shen X. F., Pukhov A., Qiao B.* Monoenergetic high-energy ion source via femtosecond laser interacting with a microtape // *Physical Review X*. 2021. Т. 11, № 4. С. 041002.
18. *Mukhin I. B. et al.* Upgrading the front end of the petawatt-class PEARL laser facility // *Applied Optics*. 2023. Vol. 62, no. 10. P. 2554–2559.
19. *Соловьев А. А. и др.* Исследования в области физики плазмы и ускорения частиц на петаваттном лазере PEARL // *Успехи физических наук*. 2024. Т. 194, № 3. С. 313–335.

СТОХАСТИЧЕСКОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ КОНВЕКЦИИ РЭЛЕЯ – БЕНАРА

Э. В. Пермякова¹, Д. С. Голдобин^{1,2}

¹Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

²Пермский государственный национальный исследовательский университет

Случай нерегулярных (стохастических) вибраций интересен как в связи с механикой гидродинамических систем в условиях микрогравитации, так и в связи с возможной случайной модуляцией параметров в земных условиях.

Проблема стохастического параметрического возбуждения (или стохастической устойчивости) в механике жидкости и газа рассматривается не так широко, как ее детерминистский аналог – случай периодической модуляции параметров. Триггером исследовательского интереса к первой, по-видимому, послужило начало эры космических полетов. Эксперименты в условиях микрогравитации, в которых обнаружилась чрезвычайная чувствительность к флуктуациям остаточного ускорения силы тяжести [1], стимулировали дальнейший рост этого интереса.

В литературе широко представлен случай изотермических систем, в которых исследуется стохастическое возбуждение ряби Фарадея и подобные задачи [2, 3]. Для термоконвективных систем проблема изучена в значительно меньшей степени [3, 4].

В данной работе рассматривается проблема возбуждения тепловой конвекции в горизонтальном слое с изотермическими недеформируемыми свободными границами при случайной модуляции силы тяжести. Для системы получены уравнения стохастической динамики амплитуды малых возмущений поля температуры θ и функции тока ψ :

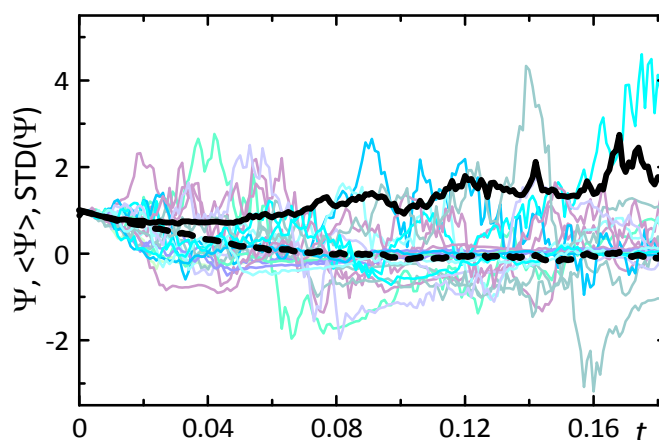
$$\frac{d}{dt}\psi = -\mathcal{D}\psi - \frac{kRa_0}{\mathcal{D}}\theta - \frac{k\sigma Ra_0}{\mathcal{D}}\xi(t)\theta, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt}\theta = -\frac{sk}{Pr}\psi - \frac{\mathcal{D}}{Pr}\theta, \quad (2)$$

где $\mathcal{D} = \pi^2 + k^2$, Pr – число Прандтля, k – волновое число течения, σ – амплитуда случайных вибраций: зависящее от времени число Рэлея $Ra(t) = Ra_0(1 + \sigma\xi(t))$, Ra_0 – порог конвективной неустойчивости системы в отсутствие случайных вибраций, $s = +1$ – параметр, отвечающий за подогрев снизу, $s = -1$ – за подогрев сверху.

Важной особенностью проблемы стохастической устойчивости является тот факт, что формально для моментов разного порядка обнаруживаются разные условия возбуждения [5]. В гидродинамике эта особенность была хорошо осознана уже в пионерских работах: например, Митчелл [6] четко различал устойчивость моментов различного порядка.

Рис. 1. Динамика системы выше порога стохастического возбуждения: зависимость $\Psi(t)$ (бледные кривые) для 20 реализаций шума, осреднение $\langle \Psi(t) \rangle$ (штриховая кривая) и $\langle \Psi^2(t) \rangle^{1/2}$ (жирная кривая) производится по 250 реализациям шума



В настоящей работе для системы стохастических уравнений (1) – (2) выводятся уравнения роста среднеквадратичных значений, которые используются в качестве критерия возбуждения конвективных движений в системе (рис. 1):

$$\frac{d}{dt}\langle\Psi^2\rangle=-2\mathcal{D}\langle\Psi^2\rangle-\frac{2kRa_0}{\mathcal{D}}\langle\Psi\Theta\rangle-\frac{2\sigma^2k^2Ra_0^2}{\mathcal{D}^2}\langle\Theta^2\rangle, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt}\langle\Psi\Theta\rangle=-\frac{sk}{Pr}\langle\Psi^2\rangle-\frac{Pr+1}{Pr}\mathcal{D}\langle\Psi\Theta\rangle-\frac{kRa_0}{\mathcal{D}}\langle\Theta^2\rangle, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt}\langle\Theta^2\rangle=-\frac{2sk}{Pr}\langle\Psi\Theta\rangle-\frac{2\mathcal{D}}{Pr}\langle\Theta^2\rangle, \quad (5)$$

где $\psi = \Psi(t) \cos kx \sin \pi z$ и $\theta = \Theta(t) \sin kx \sin \pi z$, осреднение $\langle \dots \rangle$ производится по реализациям шума.

Проверено, что найденные моды самого быстрого роста среднеквадратичных значений при всех значениях параметров лежат в области фазового пространства, имеющей физический смысл. В противоположность случаю высокочастотных периодических вибраций белый гауссов шум всегда оказывает дестабилизирующее воздействие на состояние механического равновесия (рис. 2) [7, 8]. Случай белого гауссова шума и гармонических высокочастотных вибраций также сопоставлены в общем виде.

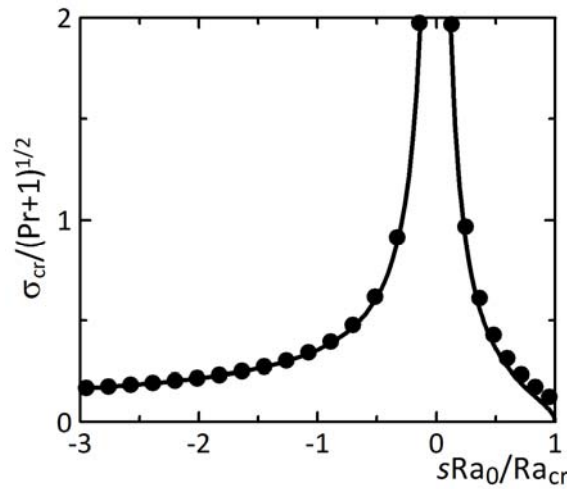


Рис. 2. Границы линейной неустойчивости состояния механического равновесия системы, при больших амплитудах случайных вибраций возбуждаются конвективные движения

Работа выполнена в рамках бюджетной темы № 124021600038-9.

1. *Alexander J. I. D.* Low-gravity experiment sensitivity to residual acceleration: a review // *Microgravity Sci. Technol.* 1990. Vol. 3. P. 52–68.
2. *Ibrahim R. A.* Recent advances in physics of fluid parametric sloshing and related problems // *J. Fluids Eng.* 2015. Vol. 137. P. 090801.
3. *Cross M. C.* Pattern formation outside of equilibrium / *M. C. Cross, P. C. Hohenberg* // *Reviews of Modern Physics.* 1993. Vol. 65, no. 3. P. 851–1112.
4. *Dandapat B. S.* Thermal instability in a porous medium with random vibrations / *B. S. Dandapat, A. S. Gupta* // *Acta Mechanica.* 1982. Vol. 43. P. 37–47.
5. *Khasminskii R.* Stochastic stability of differential equations. Berlin and Heidelberg, Germany : Springer, 2012.
6. *Mitchell R. R.* Stochastic stability of the liquid free surface in vertically excited cylinders. Report No. NASA-CR-98009. Huntsville, AL : NASA Marshall Space Flight Center, 1968.
7. *Пермякова Э. В.* Стохастическое параметрическое возбуждение конвекции Рэлея – Бенара / *Э. В. Пермякова, Д. С. Голдобин* // *Вестник Пермского университета. Физика.* 2022. Вып. 4. С. 34–44.
8. *Permyakova E. V.* Stochastic parametric excitation of convective heat transfer / *E. V. Permyakova, D. S. Goldobin* // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A.* 2023. Vol. 381. P. 20220084.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВОЛНОВОДНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН СВИСТОВОГО ДИАПАЗОНА ВДОЛЬ ПАРЫ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЛАЗМЫ, ВЫТЯНУТЫХ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

И. А. Петрова, И. Ю. Зудин, Т. М. Заборонкова, М. Е. Гуцин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Описание распространения низкочастотных электромагнитных волн в околоземной плазме осложнено присутствием разнообразных систем как мелкомасштабных, так и крупномасштабных неоднородностей – областей с пониженной или повышенной концентрацией плазмы. Такие системы могут возникать как естественным путем, так и в результате искусственных воздействий на ионосферу. Например, неоднородности возникают при высокочастотном нагреве с использованием нагревных стенов или мощных спутниковых радиопередатчиков [1–2]. Полноволновое решение задачи о распространении волн свистового диапазона вдоль одной неоднородности было предложено С. Адачи еще в 1964 году [3]; однако увеличение числа малых (порядка длины волны излучения) неоднородностей или изменение их структуры значительно усложняет теоретическое описание распространения волн, поскольку появляется необходимость учитывать такой фактор, как взаимодействие между неоднородностями. Особую сложность вызывает необходимость анализа волновых процессов в условиях замагниченной плазмы, где взаимодействие волн с неоднородностями имеет выраженный анизотропный характер.

В предыдущих работах представлена качественная интерпретация результатов моделирования аналитического подхода к решению задачи о волноводных свойствах системы близко расположенных мелкомасштабных неоднородностей с использованием численных методов [4–5]. Строгая интерпретация требует анализа аналитических решений задачи о распространении вдоль нескольких неоднородностей, поскольку в ионосфере и магнитосфере существуют целые системы естественных и искусственных каналов плотности плазмы. Взаимодействие между неоднородностями и их влияние на распространение волн, которые необходимо учитывать в реальных условиях, до сих пор не были полноценно описаны аналитически.

В докладе подробно рассматривается задача распространения волн свистового диапазона вдоль пары неоднородностей концентрации плазмы, вытянутых вдоль магнитного поля. Неоднородности, или дакты плотности, выступают в роли волноводных структур. Граничные условия, обеспечивающие непрерывность полей, задают однородную систему из 16 уравнений на 16 неизвестных – комплексных амплитуд плоских либо неоднородных волн внутри каждой области однородности плазмы. Дальнейшее теоретическое описание было бы чрезвычайно трудоемким, поэтому анализ полученного дисперсионного уравнения выполнен численно, выбор параметров обусловлен условиями проведения активных экспериментов [6]. Размеры дактов плотности варьируются. Показано, что достаточно близко расположенные дакты имеют «общие» моды, энергия электромагнитных волн переносится вдоль каждой из неоднородностей. При увеличении расстояния между дактами наблюдается переход от «общих» мод к модам, локализованным в отдельных дактах плотности.

В рамках исследования также рассматривается влияние относительной плотности дактов и их размеров на дисперсионные свойства и локализацию захваченных мод. Установлено, что увеличение размера одного или двух дактов способствует захвату большего числа мод. Данная зависимость может быть определяющей в управлении характеристиками излучения электромагнитных источников в магнитоактивной плазме. Анализируются условия, при которых возможно независимое распространение волн в системе из двух неоднородностей, что позволяет рассматривать различные сценарии взаимодействия неоднородностей в реальных плазменных средах.

Данные особенности распространения волн свистового диапазона важно учитывать при описании подобных систем. Полученные результаты открывают новые перспективы для дальнейших работ. В частности, полученные результаты могут быть полезны при анализе более сложных систем неоднородностей, учете нелинейных эффектов, разработке новых методов диагностики плазменного окружения планеты или при планировании и проведении как активных, так и лабораторных экспериментов по изучению распространения электромагнитных волн в ионосфере.

1. *Smith R. L.* Propagation characteristics of whistlers trapped in field-aligned columns of enhanced ionization // *Journal of Geophysical Research*. 1961. Vol. 66, no. 11. P. 3699–3707.
2. *Carpenter D. L., Spasojević M. A., Bell T. F., Inan U. S., Reinisch B. W., Galkin I. A., Benson R. F., Green J. L., Fung S. F., Boardsen S. A.* Small-scale field-aligned plasmaspheric density structures inferred from the Radio Plasma Imager on IMAGE // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2002. Vol. 107, no. A9.
3. *Adachi S.* Study on the Guiding Mechanism of Whistler Radio Waves // *Radio Science Journal of Research*. 1965. Vol. 69D, no. 4.
4. *Zudin I. Yu., Zaboronkova T. M., Gushchin M. E. et al.* Whistler Waves' Propagation in Plasmas With Systems of Small-Scale Density Irregularities: Numerical Simulations and Theory // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2019. Vol. 124. Issue 6.
5. *Zudin I. Yu., Zaboronkova T. M., Gushchin M. E., Korobkov S. V., Krafft C.* Properties of Whistler Waves' Ducting in Plasmas With Systems of Small-Scale Density Depletions // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2023. Vol. 128. Issue 10.
6. *Rapoport V. O., Frolov V. L., Polyakov S. V., Komrakov G. P., Ryzhov N. A., Markov G. A., Belov A. S., Parrot M., Rauch J. L.* VLF electromagnetic field structures in ionosphere disturbed by Sura RF heating facility // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2010. Vol. 115, no. A10. P. A10322.

РОЛЬ ГЕНЕТИЧЕСКОЙ РЕГУЛЯЦИИ РАСТИТЕЛЬНЫХ СИГНАЛЬНЫХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ ХРОНИЧЕСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ

*П. А. Пирогова, Т. А. Здобнова, А. В. Иванова, М. М. Ладейнова, В. А. Воденеев,
М. А. Гринберг*

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

В условиях космических миссий живые организмы подвержены действию совокупности измененных параметров, включая хроническое ионизирующее излучение (ИИ). Хроническое облучение растений влияет на важнейшие физиологические процессы, изменяет статус сигнальных систем и модифицирует стрессовые сигналы, формируя адаптации к факторам среды [1]. Один из ключевых типов стрессовых сигналов – электрические сигналы (ЭС), возникающие в ответ на различные раздражители. Распространяясь на дальние расстояния, ЭС формируют функциональный ответ совместно с другими сигнальными системами, включая гормональную. Стрессовые фитогормоны, концентрация которых возрастает после распространения ЭС, участвуют в изменении активности фотосинтеза, уровня транспирации, экспрессии генов [2]. Показано, что ИИ способно оказывать влияние на параметры ЭС и вызванных ими функциональных ответов [3], что может быть обусловлено изменением экспрессии генов. Цель работы – анализ вклада генетической регуляции в эффекты ИИ на электрические и гормональные сигналы растений.

В качестве объекта исследования использовали 15-дневные проростки пшеницы мягкой (*Triticum aestivum* L.) сорта «Дарья». Экспериментальную группу выращивали под β -излучателем ^{90}Sr - ^{90}Y (активность – 0,1 МБк, мощность дозы – 31,3 мкГр/час, период выращивания – 15 дней). Относительный уровень экспрессии генов оценивали методом ПЦР в реальном времени. В работе анализировали гены белков биосинтеза стрессовых фитогормонов и гены белков, участвующих в генерации и распространении ЭС. Референсные гены – β -актин и гомолог белка слияния вакуолей. Результаты обрабатывали по методике $\Delta\Delta\text{Ct}$. Регистрацию ЭС проводили экстраклеточно Ag^+/AgCl макроэлектродами на предварительно срезанных листьях. Раздражение наносили нагревом дистальной части листа до 65°C в ячейке с водой. Для ингибиторного анализа использовали 1 мМ хлорид тетраэтиламмония (ТЭА), блокирующий работу K^+ -каналов.

В основе наблюдаемого возрастания амплитуды ЭС может лежать изменение уровня экспрессии генов. В ходе работы подобраны праймеры для генов интереса: H^+ -АТФазы (*HAI*), НАДФН-оксидазы (*RBOHs*), анионных (*CLCI* и *ALMT1*), калиевых (*SKOR* и *AKT1*) и кальциевых (*TPC1*) каналов. По результатам ПЦР в реальном времени определили относительное изменение экспрессии генов интереса у облученных растений. Обнаружено снижение уровня экспрессии гена K^+ -канала *SKOR*. Блокирование K^+ -каналов ТЭА у контрольных растений вызвало сходный с действием ИИ рост амплитуды ЭС. Дополнительного прироста амплитуды у облученных растений не обнаружено. Также в ходе работы были подобраны праймеры для генов ферментов биосинтеза стрессовых фитогормонов: абсцизовая кислота – 9-цис-эпоксикаротиноид-диоксигеназа (*NCED3*), ксантоксиндегидрогеназа (*ABA2*), β -глюкозидаза (*BGI*); жасмоновая кислота – липоксигеназа (*LOX6*), алленоксид-синтаза (*AOS*), 12-ОФДК-редуктаза (*OPR2*), жасмоноил-L-амино-синтаза (*JAR1*); салициловая кислота – изохоризмат-синтаза (*ICS1*). По результатам ПЦР в реальном времени определили относительный уровень экспрессии генов интереса у облученных растений. Обнаружено увеличение экспрессии гена изохоризмат-синтазы 1. Полученные результаты позволяют определить вклад генетической регуляции в эффекты хронического ИИ на стрессовый сигналинг растений.

Работа выполнена благодаря программе 10 «Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика» НЦФМ.

1. Volkova P. Y. Radiation hormesis in plants / P. Y. Volkova, E. V. Bondarenko, E. A. Kazakova // Curr. Opin. Toxicol. 2022. Vol. 30. P. 100334.
2. Ladeynova M. Integration of Electrical Signals and Phytohormones in the Control of Systemic Response / M. Ladeynova, D. Kuznetsova, M. Mudrilov, V. Vodeneev // Int. J. Mol. Sci. 2023. Vol. 24. P. 847.
3. Grinberg M. Effect of chronic β -radiation on long-distance electrical signals in wheat and their role in adaptation to heat stress / M. Grinberg, S. Gudkov, I. Balalaeva, E. Gromova, Y. Sinitsyna, V. Sukhov, V. Vodeneev // Environ. Exp. Bot. 2021. Vol. 184. P. 104378.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ТРАНСПОРТНОГО ПОТОКА С УЧЕТОМ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ДИНАМИКИ ДВИЖЕНИЯ ВПЕРЕДИДУЩЕГО ТРАНСПОРТНОГО СРЕДСТВА

М. А. Погребняк

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова

Работа посвящена расширению математической модели движения транспортного потока, предложенной в работах [1–3]. Расширенная модель описывает динамику, при которой транспортное средство n учитывает движение транспортного средства $n - 2$ и прогнозирует поведение транспортного средства $n - 1$ [4]. Это позволяет транспортному средству n адаптировать свое движение на основе прогноза поведения впередиидущих автомобилей. В данном случае поведение водителя транспортного средства n определяется как его собственными действиями, так и поведением автомобилей, находящихся на два автомобиля впереди.

Транспортные средства с номерами $n = 1$ и $n = 2$ не могут прогнозировать движение впередиидущих транспортных средств, так как перед ними нет других автомобилей. Следовательно, они движутся в соответствии с моделью, предложенной в работе [1]. Обозначим за $y_k(t)$, где $k = n - 1, n > 2$, положение переднего бампера прогнозируемого транспортного средства в момент времени t . Тогда $\dot{y}_k(t)$ и $\ddot{y}_k(t)$ представляют собой его скорость и ускорение соответственно.

Поскольку движение транспортного средства $n - 1$ прогнозируется, водитель автомобиля n получает информацию о его поведении без задержки. Это отличается от случая, когда водитель просто смотрит на впередиидущий автомобиль и получает информацию о его движении с задержкой τ_n .

Таким образом, модель, учитывающая предсказание динамики впередиидущего автомобиля, принимает следующий вид:

$$\begin{cases} \ddot{x}_1(t) = R_1 [a_1 (v_{max,1} - \dot{x}_1(t))] - (1 - R_1)H_1, \\ \ddot{x}_2(t) = R_2 [a_2 (P_2 - \dot{x}_2(t))] - (1 - R_2)H_2, \\ \ddot{y}_k(t) = \hat{R}_k [a_k (\hat{P}_k - \dot{y}_k(t))] - (1 - \hat{R}_k)\hat{H}_k, \\ \ddot{x}_n(t) = \tilde{R}_n [a_n (\tilde{P}_n - \dot{x}_n(t))] - (1 - \tilde{R}_n)\tilde{H}_n, \\ x_n(t) = y_k(t) = \lambda_n, \quad \dot{x}_n(t) = \dot{y}_k(t) = v_n, \quad \text{для } t \in [-\tau_n, 0]. \end{cases} \quad (1)$$

Релейные функции \hat{R}_k и \tilde{R}_n системы (1) определяются следующим образом:

$$\hat{R}_k = \begin{cases} 1, & \text{если } x_{k-1}(t - \tau_k) - y_k(t) > (\tau_k + \tau_b)\dot{y}_k(t) + \dot{y}_k^2(t) / 2\mu g + l_k, \\ 0, & \text{если } x_{k-1}(t - \tau_k) - y_k(t) \leq (\tau_k + \tau_b)\dot{y}_k(t) + \dot{y}_k^2(t) / 2\mu g + l_k, \end{cases}$$

и

$$\tilde{R}_n = \begin{cases} 1, & \text{если } y_{n-1}(t) - x_n(t) > (\tau_n + \tau_b)\dot{x}_n(t) + \dot{x}_n^2(t) / 2\mu g + l_n, \\ 0, & \text{если } y_{n-1}(t) - x_n(t) \leq (\tau_n + \tau_b)\dot{x}_n(t) + \dot{x}_n^2(t) / 2\mu g + l_n, \end{cases}$$

соответственно.

Логистическая функция \hat{P}_k определяется следующим образом:

$$\hat{P}_k = \frac{v_{max,k} - \hat{V}_k}{1 + \exp[k_k(-(x_{k-1}(t - \tau_k) - y_k(t)) + \hat{S}_k)]} + \hat{V}_k,$$

где $\hat{V}_k = \min(\dot{x}_{k-1}(t - \tau_k), v_{max,k})$, а параметр \hat{S}_k логистической кривой:

$$\hat{S}_k = (\tau_k + \tau_b)\dot{y}_k(t) + \dot{y}_k^2(t) / 2\mu g + l_k + \tau_k(\dot{x}_{k-1}(t - \tau_k) - \dot{y}_k(t)).$$

Логистическая функция \tilde{P}_n задается следующим образом:

$$\tilde{P}_n = \frac{v_{max,n} - \tilde{V}_n}{1 + \exp[k_n(-(y_{n-1}(t) - x_n(t)) + \tilde{S}_n)]} + \tilde{V}_n,$$

где $\tilde{V}_n = \min(\dot{y}_{n-1}(t), v_{max,n})$, а $\tilde{S}_n = (\tau_n + \tau_b)\dot{x}_n(t) + \dot{x}_n^2(t) / 2\mu g + l_n + \tau_n(\dot{y}_{n-1}(t) - \dot{x}_n(t))$.

Функции Хевисайда \hat{H}_k и \tilde{H}_n системы (1) определяются следующим образом:

$$\hat{H}_k = \begin{cases} q_k \left(\dot{y}_k(t) \frac{\hat{\Delta} \dot{y}_k}{\hat{\Delta} y_k - l_k} \right)^2, & \text{если } q_k \left(\dot{y}_k(t) \frac{\hat{\Delta} \dot{y}_k}{\hat{\Delta} y_k - l_k} \right)^2 \leq \mu g, \\ \mu g, & \text{если } q_k \left(\dot{y}_k(t) \frac{\hat{\Delta} \dot{y}_k}{\hat{\Delta} y_k - l_k} \right)^2 > \mu g, \end{cases}$$

где $\hat{\Delta} \dot{y}_k = \dot{x}_{k-1}(t - \tau_k) - \dot{y}_k(t)$ и $\hat{\Delta} y_k = x_{k-1}(t - \tau_k) - y_k(t)$, а

$$\tilde{H}_n = \begin{cases} q_n \left(\dot{x}_n(t) \frac{\tilde{\Delta} \dot{x}_n}{\tilde{\Delta} x_n - l_n} \right)^2, & \text{если } q_n \left(\dot{x}_n(t) \frac{\tilde{\Delta} \dot{x}_n}{\tilde{\Delta} x_n - l_n} \right)^2 \leq \mu g, \\ \mu g, & \text{если } q_n \left(\dot{x}_n(t) \frac{\tilde{\Delta} \dot{x}_n}{\tilde{\Delta} x_n - l_n} \right)^2 > \mu g, \end{cases}$$

где $\tilde{\Delta} \dot{x}_n = \dot{y}_{n-1}(t) - \dot{x}_n(t)$ и $\tilde{\Delta} x_n = y_{n-1}(t) - x_n(t)$.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-71-30011).

1. *Погребняк М. А.* Моделирование движения транспортного потока / М. А. Погребняк // Математическое моделирование. 2022. Т. 34, № 10. С. 95–109.
2. *Погребняк М. А.* Оценка параметров в модели транспортного потока / М. А. Погребняк // Математическое моделирование. 2024. Т. 36, № 1. С. 131–140.
3. *Pogrebnyak, M.* Modeling the traffic flow in areas with different speed limits / M. Pogrebnyak // Teoreticheskaya i Matematicheskaya Fizika. 2024. Vol. 220, no. 2. P. 339–349.
4. *Pogrebnyak, M.* Traffic flow model considering the dynamics prediction of the leading vehicle / M. Pogrebnyak // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2024. Vol. 649. P. 129946.

КИНЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ ПЛОТНЫХ МИШЕНЕЙ

*А. Р. Полетаева*¹, *Н. Д. Бухарский*², *Ф. А. Корнеев*²

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

В процессе взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом может происходить генерация быстрых электронов, распределение которых отличается от максвелловского. При параметрах лазерного излучения $I\lambda^2 > 10^{14}$ Вт·мкм²/см² доля таких надтепловых электронов в энергетическом распределении становится существенной, и возникает необходимость описания процесса их генерации и транспорта. Из-за высокой энергии этих частиц теплоперенос приобретает нелокальный характер. Изучение процесса генерации и транспорта быстрых электронов является предметом многочисленных исследований, в частности в области инерциального термоядерного синтеза [1]. В данной работе этот вопрос был исследован посредством численного моделирования, использующего в своей основе кинетический подход.

Моделирование осуществлялось при помощи кода на основе метода частиц в ячейках (*Particle-In-Cell* – PIC) Smilei [2] в двумерной декартовой геометрии. Начальные профили соответствовали промежуточному моменту времени, когда вокруг мишени уже успела сформироваться плазменная корона. В качестве мишени в расчете рассматривалась медная пластина с толщиной 1 мкм, интенсивность лазерного пучка была $\sim 2 \cdot 10^{16}$ Вт/см², в поперечном сечении лазерное излучение имело гауссов профиль с шириной 50 мкм, длина волны лазера составляла 1315 нм. Целью моделирования было описание движения быстрых электронов, создаваемых в области критической и докритической плотности, в самосогласованных квазистационарных электромагнитных полях, возникающих в процессе взаимодействия лазерного излучения с мишенью.

Анализ результатов численного моделирования показал, что в процессе взаимодействия лазерного излучения с тонкой мишенью вокруг нее индуцируются электростатические поля разделения зарядов, достаточно сильные для того, чтобы захватить часть быстрых электронов. Результаты проведенного анализа свидетельствуют о том, что эти поля вынуждают часть электронов, распространяющихся от мишени, изменять направление своего движения и возвращаться обратно в область мишени. Поскольку рассмотрение процесса взаимодействия с реальными профилями плотности и температуры в рамках кинетического моделирования требует значительных вычислительных затрат, были проведены некоторые физически обоснованные корректировки параметров, например, ограничение максимальной плотности мишени. Для корректного описания транспорта электронов частота столкновений была скорректирована соответствующим образом.

Результаты численного моделирования позволили установить, что время жизни быстрых электронов, создаваемых в процессе облучения тонких медных пленок, может быть значительно выше по сравнению со случаем, когда взаимодействие происходит с толстой пластиной. В рассмотренном здесь случае электроны теряют свою энергию в основном в результате пересечения плотной области мишени. При этом, совершая периодическое движение в области пластины, частицы могут переносить энергию в поперечном направлении. Описанный эффект может иметь большое значение в задачах, связанных с описанием процесса взаимодействия интенсивных лазерных полей с тонкими пленками, и играть важную роль в процессах возбуждения в мишени разрядных токов, нагрева вещества мишени, а также генерации вторичного излучения.

1. *Tikhonchuk V. T.* Physics of laser plasma interaction and particle transport in the context of inertial confinement fusion // Nuclear Fusion. 2019. Vol. 59, no. 3. P. 032001.
2. *Derouillat J. et al.* Smilei: A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation // Computer Physics Communications. 2018. Vol. 222. P. 351–373.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ АВТОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ИЗОЭНТРОПИЧЕСКИ НЕУСТОЙЧИВОЙ СРЕДЕ С ПАРАМЕТРАМИ ФДО ORION BAR

И. А. Помельников, Д. С. Рящиков, Н. Е. Молевич

Самарский филиал Физического института им. П. Н. Лебедева РАН
Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева

В настоящее время ведутся активные исследования таких астрономических объектов как фотодиссоциативные области (ФДО). Области представляют собой облако молекулярного газа, разделенное на характерные зоны воздействием ультрафиолетового излучения от ярких звезд: область ионизированного водорода, атомарная область и холодное молекулярное облако. Разделителями этих зон служат ионизационный и диссоциативный фронты. На сегодняшний день наиболее изученной ФДО является Orion Bar в туманности Ориона. Здесь в роли ярких звезд выступает скопление Трапеции Ориона, состоящее из молодых звезд класса O. Поскольку ФДО Orion Bar является наиболее близким к Солнечной системе объектом подобного класса (414 ± 7 пк), на протяжении многих лет велись наблюдения за структурами, образовавшимися в атомарной области этого облака. На основании наблюдений телескопа ALMA [1] удалось обнаружить плотные структуры, встроенные в среду разреженного газа, чей характерный размер составляет порядка $2''$ ($\approx 4 \times 10^{-3}$ пк) с примерно периодическими интервалами $5''$ ($\approx 0,01$ пк), при этом было замечено нетепловое движение газа в среде. В 2023–2024 годах, используя телескопы КЕСК [2] и JWST [3, 4], удалось обнаружить тонкие структуры шириной $\sim 0,1-1''$ ($\sim 0,0002-0,002$ пк), протянувшиеся вдоль диссоциативного фронта ФДО. Расстояние между структурами оценивается в $\sim 2 \times 10^{-2}$ пк.

Для анализа и моделирования эволюции сред, подобных ФДО Orion Bar, используется обобщенная функция теплопотерь:

$$\mathfrak{S}(\rho, T) = \Lambda(\rho, T) - \Gamma(\rho, T), \quad (1)$$

где $\Lambda(\rho, T)$ – мощность охлаждения, а $\Gamma(\rho, T)$ – мощность нагрева среды, зависящие от плотности ρ и температуры T . Данная функция позволяет провести анализ для широкого класса сред с тепловым дисбалансом ($\mathfrak{S} \neq 0$). Условия, содержащие производные данной функции, определяют тип неустойчивости согласно классификации Филда [5]: изохорическая, изобарическая и изоэнтропическая типы неустойчивости. Близкие к изоэнтропическим колебания звуковых волн немного нагреваются во время фазы сжатия, что ведет к увеличению амплитуды волны.

Современные исследования ФДО Orion Bar опираются на стационарные изобарические и изохорические модели, которые дают точную оценку распределения химических элементов и соединений в ФДО, но не дают ответа на причину появления движения вещества в среде. Моделирование среды с изоэнтропической неустойчивостью предполагает распространение в среде группы ударноволновых структур, тем самым объясняя наличие плотных сгустков и турбулентной скорости в среде [6]. В работах, посвященных тепловым свойствам ФДО Orion Bar [7, 8], указано, что в среде могут выполняться условия изоэнтропической неустойчивости. Таким образом, становится актуальным моделирование среды с параметрами ФДО Orion Bar и выполняющимися условиями изоэнтропической неустойчивости, которое позволит установить возможные причины образования в среде наблюдаемых структур.

Для анализа газодинамических возмущений в среде с тепловой неустойчивостью используется система уравнений Эйлера:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} &= 0, & -\operatorname{grad} p &= \rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right], \\ C_V \frac{dT}{dt} - \frac{k_B T}{m \rho} \frac{d\rho}{dt} &= -\mathfrak{S}(\rho, T), & p &= \frac{k_B \rho T}{m}. \end{aligned} \quad (2)$$

В системе (2) C_V – теплоемкость при постоянном объеме, k_B – постоянная Больцмана.

Вид ударноволнового импульса, распространяющегося в среде с изоэнтропической неустойчивостью, был найден аналитически с помощью метода адиабат в [8].

Для исследования параметров импульсов в среде с параметрами ФДО Orion Bar функция (1) была взята из [7]. При использовании метода адиабат для нахождения профилей ударной волны по

плотности и скорости, а также при использовании программного пакета Athena MHD [9] для численного решения системы (2), были получены и сравнены аналитическое и численное решения для вида ударноволновых структур, распространяющихся в изоэнтропически неустойчивой среде с параметрами ФДО Orion Bar. Сравнение решений представлено на рис. 1.

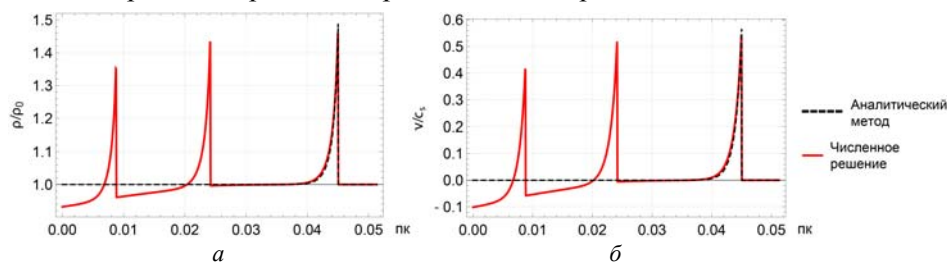


Рис. 1. Профили ударноволновых структур: *а* – возмущения плотности, *б* – возмущения скорости

Из графика видно, что фронтовой импульс образовавшейся в ходе численного моделирования ударноволновой структуры совпадает с профилем импульса, построенного при помощи метода адиабат. Заметим, что полученная амплитуда скорости хорошо коррелирует со скоростью, полученной из нетеплового уширения спектральных линий в атомарной зоне ФДО [10]. В ходе обработки результатов оценивалась ширина полученных импульсов, определяемая как уменьшение амплитуды возмущения за фронтом волны в e раз. Полученное таким образом значение ширины $d = 8,5 \times 10^{-3}$ пк, что удовлетворительно согласуется с результатами наблюдений [1–4]. Также на основе результатов численного моделирования были найдены периоды следования импульсов, которые вне зависимости от начальных условий составляют $\lambda = 2,31 \times 10^{-2}$ пк, параметры начального возмущения влияют лишь на время установления периодов. Наконец, было установлено, что в зависимости от начальных условий время установления амплитуды фронтового импульса составляет от 10 до 50 тысяч лет, что не превышает оцениваемое время жизни ФДО Orion Bar 10^5 лет [1]. Отметим, что, помимо Orion Bar, существуют наблюдения подобных субструктур в ФДО Конской головы [11], ФДО туманности S187 [12] и ФДО Киля (Karina Western Wall) [13–15].

Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проектов госзадания образовательным и исследовательским институтам № FSSS-2023-0009 и FFMР-2024-0017.

1. *Goicoechea, J. R.* Compression and ablation of the photo-irradiated molecular cloud the Orion Bar / ??, J. Pety, S. Cuadrado, et al. // *Nature*. 2016. Vol. 537, iss. 7619. P. 207–209.
2. *Habart, E.* High-angular-resolution NIR view of the Orion Bar revealed by Keck/NIRC2 / Le Gal R., Alvarez C. et al. // *A&A*. 2023. Vol. 673. P. A149.
3. *Habart, E.* PDRs4All II: JWST’s NIR and MIR imaging view of the Orion Nebula / Peeters, E., Berné, O. et al. // *A&A*. 2024. Vol. 685. P. A73
4. *Peeters, E.* III. JWST’s NIR spectroscopic view of the Orion Bar / Habart, E., Berné, O. et al. // *A&A*. 2024. Vol. 685. P. A74.
5. *Field G. B.* Thermal Instability // *Astrophys. J.* 1965. Vol. 142. P. 531–567.
6. *Molevich, N. E.* Traveling self-sustained structures in interstellar clouds with the isentropic instability / Zavershinsky D. I., Galimov R. N., Makaryan V. G. // *Astrophys Space Sci.* 2011. Vol. 334. P. 35–44.
7. *Krasnobaev K. V.* Isentropic thermal instability in atomic surface layers of photodissociation regions / Tagirova R. R. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2017. Vol. 469. P. 1403–1413.
8. *Molevich, N.* Shock wave structures in an isentropically unstable heat-releasing gas / Riashchikov D. // *Phys. Fluids*. 2021. Vol. 33, iss. 7. P. 076110.
9. *Stone, J. M.* Athena: a new code for astrophysical MHD / Gardiner T. A., Teuben P. et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2008. Vol. 178, iss. 1. P. 137.
10. *Ferland, G. J.* Pumping up the [N I] nebular lines / Henney W. J., O’Dell C.R. et al. // *Astrophys. J.* 2012. Vol. 757, no. 1. P. 79.
11. *Abergel, A.* JWST observations of the Horsehead photon-dominated region - I. First results from multi-band near- and mid-infrared imaging / Misselt K., Gordon K. D. et al. // *A&A*. 2024. Vol. 687. P. A4.
12. *Zemlyanukha, P.* Fragmented atomic shell around S187 Hii region and its interaction with molecular and ionized gas / Zinchenko I. I., Dombek E., et al. // *MNRAS*. 2022. Vol. 515, no. 2. P. 2445–2463.
13. *Hartigan, P.* JWST Preview: Adaptive-optics Images of H₂, Br- α , and K-continuum in Carina’s Western Wall / Isella A., Downes T. A. // *Astrophys. J. Lett.* 2020. Vol. 902. P. L1.
14. *Hartigan, P.* ALMA Data Cubes and Continuum Maps of the Irradiated Western Wall in Carina / Hummel M., Isella A., Downes T. // *AJ*. 2022. Vol. 164. P. 257.
15. *Downes, T. P.* Length-scales and dynamics of Carina’s Western wall / Hartigan P., Isella A. // *MNRAS*. 2023. Vol. 519, iss. 4. P. 5427–5438.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА ЗАТУХАНИЯ ВИХРЕВОГО ДВИЖЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕЛКОЙ И ГЛУБОКОЙ ВОДЫ

А. В. Поплевин

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Работа посвящена экспериментальному исследованию затухания вихревого движения на поверхности воды. В наших экспериментах вихри формируются вследствие взаимодействия поверхностных волн, распространяющихся перпендикулярно друг к другу [1]. В результате нелинейного взаимодействия волн на поверхности воды формируется решетка вихрей [2] с периодом, равным длине волны λ . Однако при высоких уровнях амплитуд накачки в результате взаимодействия волн и вихрей формируются крупномасштабные вихри с размерами D , сопоставимыми с длиной экспериментальной ванны [3].

Поскольку вихри, формируемые на поверхности жидкости, экспоненциально распространяются в глубину, в зависимости от толщины слоя жидкости можно выделить два режима: случай глубокой воды, когда глубина жидкости h превосходит величину $D/2\pi$ и ключевую роль играет трение в объеме, и случай мелкой воды, когда $h < D/2\pi$ и доминирующим становится трение вихрей о дно.

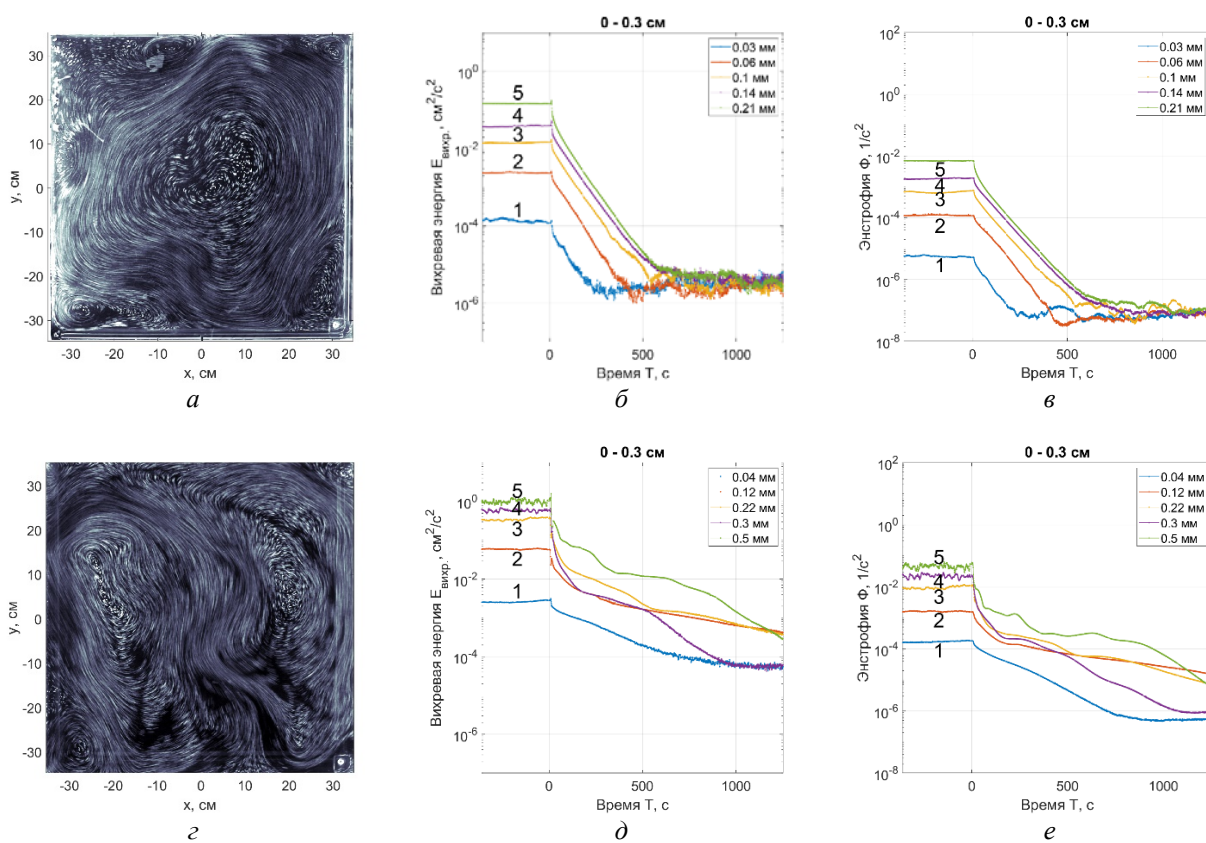


Рис. 1. Треки полиамидных частиц, полученные через 60 секунд после выключения накачки для глубины жидкости $a - 2$ см и $c - 19$ см; зависимость энергии вихревого движения в диапазоне волновых чисел $0-0,3$ см $^{-1}$ от времени $E_k(t)$ при постоянной накачке волнами разной амплитуды и после ее выключения на глубине $b - 2$ см и $d - 19$ см; зависимость энтропии вихревого движения в диапазоне волновых чисел $0-0,3$ см $^{-1}$ от времени $\Phi(t)$ при постоянной накачке волнами разной амплитуды и после ее выключения на глубине $e - 2$ см и $e - 19$ см. Выключение накачки происходит на 0 минуте

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования затухания вихревого движения как на глубокой, так и на мелкой воде. В первом случае глубина жидкости составляет 19 см – реализуется случай глубокой воды, поскольку глубина жидкости сопоставима с размером поверхностных вихрей. Во втором случае глубина жидкости равна 2 см – для вихревой системы жидкость является мелкой. Особенности стационарных вихревых состояний были рассмотрены ранее [4].

Установлено, что затухание энергии и энтрофии на поверхности мелкой и глубокой воды существенно отличается. В случае мелкой воды на поверхности формируется один большой вихрь. После выключения накачки затухание вихревого движения обусловлено трением о дно экспериментальной ванны, а зависимости $E(t)$ и $\Phi(t)$ описываются экспоненциальной функцией.

На поверхности глубокой воды формируются два больших вихря. После выключения накачки экспоненциальная зависимость наблюдается только для энергии $E(t)$ в диапазоне волновых чисел $0-0,3 \text{ см}^{-1}$ при всех амплитудах накачки. В остальных диапазонах волновых чисел и при всех уровнях накачки зависимости $E(t)$ и $\Phi(t)$ немонотонны и пересекаются, что свидетельствует о сильном взаимодействии поверхностных вихрей с объемными вихревыми течениями, которое приводит к перераспределениям энергии и энтрофии.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-72-30006.

1. *Filatov S. V., Brazhnikov M. Yu., Levchenko A. A.* Generation of a vortex flow by waves on the surface of a liquid // JETP Letters. 2015. Vol. 102, no. 7. P. 432–436.
2. *Filatov S. V., Parfenyev V. M., Vergeles S. S., Brazhnikov M. Yu., Levchenko A. A., Lebedev V. V.* Nonlinear Generation of Vorticity by Surface Waves // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 116. P. 5.
3. *Filatov S. V., Khramov D. A. & Levchenko A. A.* Formation of an energy cascade in a system of vortices on the surface of water // JETP Letters. 2017. Vol. 106. P. 330–335.
4. *Филатов С. В., Поплевин А. В. и др.* Особенности генерации вихревого движения волнами на поверхности мелкой и глубокой воды // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2022. № 12. С. 53–64.

ФОРМИРОВАНИЕ ПЕСЧАНЫХ СТРУКТУР ВОЛНОВЫМ И ВИХРЕВЫМ ДВИЖЕНИЕМ НА ДНЕ СОСУДА

А. В. Поплевин

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Проблема формирования структур на поверхности песка в виде барханов, на песчаном дне водного потока и в объеме воды под действием волн, распространяющихся на поверхности, уже давно вызывает большой интерес у исследователей. В работе [1] описаны два различных типа поверхностных структур, которые могут образовываться при колебательном движении над слоем песка: «вихревая» рябь и тип ряби «катящегося зерна». Основное различие между этими двумя типами ряби заключается в том, что рябь от перекачиваемых зерен имеет гораздо меньшее отношение высоты к длине, и, возможно, из-за этого не образуются вихри с подветренной стороны гребня. Это направление по-прежнему остается актуальным: в работе [2] сообщается об экспериментальном исследовании механизма формирования и развития изолированных зон ряби над песчаным слоем при однонаправленном распространении поверхностных волн.

В наших экспериментах [3] поверхностные волны, распространяющиеся перпендикулярно друг к другу, могут формировать вихревое движение в вязком подслое. В результате нелинейного взаимодействия волн на поверхности воды формируется решетка вихрей [4] с периодом, равным длине волны λ , которая способна распространяться в глубину жидкости по экспоненциальному закону [5, 6].

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования формирования песчаных структур поверхностными волнами и вихрями. На дне экспериментальной ванны при умеренных амплитудах накачки из частичек формируется решетка вихрей, которая обладает своей мелкомасштабной морфологией. Характерный масштаб песчаных вихревых структур связан с длиной волны жидкости, а размер мелкомасштабных структур имеет характерный масштаб в несколько миллиметров. При увеличении амплитуды накачки вихревая структура разрушается, что приводит к непредсказуемому искажению рисунка на дне. Также с уменьшением глубины жидкости эффект формирования структур пропадает.

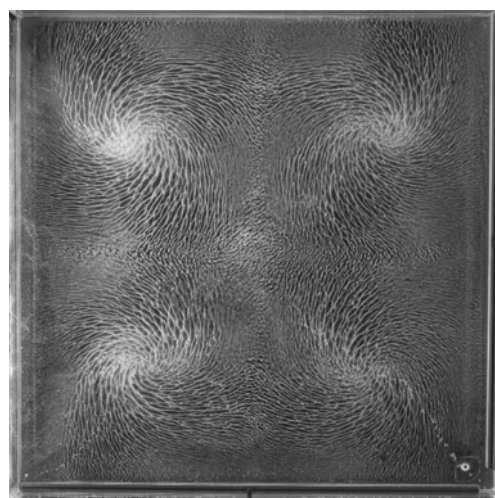


Рис. 1. Фото структур на дне экспериментальной ванны после выключения накачки поверхностных волн на частоте 1,28 Гц

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-72-30006.

1. *Bagnold R. A.* Motion of waves in shallow water. Interaction of waves and sand bottoms // Proc. Roy. Soc. (A), 1946. Vol. 187. P. 1–18.
2. *Sarkar S., Roy S., Barman K. et al.* Turbulence effect on the mechanics of ripple formation under regular wave // J. Earth Syst. Sci. 2022. Vol. 126. P. 126.
3. *Filatov S. V., Brazhnikov M. Yu., Levchenko A. A.* Generation of a vortex flow by waves on the surface of a liquid // JETP Letters. 2015. Vol. 102, no. 7, P. 432–436.
4. *Filatov S. V., Parfenyev V. M., Vergeles S. S., Brazhnikov M. Yu., Levchenko A. A., Lebedev V. V.* Nonlinear Generation of Vorticity by Surface Waves // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 5.
5. *Parfenyev V. M., Filatov S. V., Brazhnikov M. Yu., Vergeles S. S. and Levchenko A. A.* Formation and decay of eddy currents generated by crossed surface waves // Phys. Rev. Fluids. 2019. Vol. 4. 114701.
6. *Filatov S. V., Levchenko A. A.* Penetration of a Vortex Lattice into the Bulk of a Liquid // J. Surf. Investig. 2020. Vol. 14, P. 751–755.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ СПИНОВЫХ ВОЛН В МНОГОСЛОЙНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ С ПЕРИОДИЧЕСКИМ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ЭКРАНОМ

А. С. Пташенко, С. А. Одинцов, А. В. Садовников

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Эффекты невязимности спиновых волн могут проявляться в металлизированных пленках феррит-гранатов. Использование многослойных диэлектрических пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) обеспечивает проявление эффекта невязимности и одновременно предоставляет преимущества по сравнению со слоистой структурой ЖИГ/металл благодаря значительно меньшим спин-волновым потерям в двухслойной пленке ЖИГ, состоящей из слоев с различными значениями намагниченности. Важным направлением исследования являются нелинейные процессы в ограниченных по ширине магнотных волноведущих структурах, что представляет интерес для применения микроволноводов в качестве элементов межсоединений функциональных блоков магнотных сетей, выполняющих функции обработки сигнала на принципах магнотной логики.

В данной работе исследуется влияние конфигурации многослойных ферромагнитных пленок на поведение спиновых волн. Основное внимание уделяется созданию магнотных кристаллов (МК) с возможностью эффективного контроля и управления потоком спиновых волн (СВ) в широком диапазоне частот [1, 2]. Исследуемая структура представляет собой двухслойную ферромагнитную пленку с периодической медной накладкой. Пленки имеют различные толщины: $d_2 = 9$ мкм и $d_1 = 7$ мкм, с разной намагниченностью насыщения $M_1 = 904$ Гс и $M_2 = 1738$ Гс, что позволяет изучать различные режимы распространения спиновых волн. Волновод помещается в однородное внешнее магнитное поле $H_0 = 670$ Э, ориентированное перпендикулярно распространению СВ в плоскости волновода, для эффективного возбуждения поверхностных магнотостатических волн (ПМСВ) [3].

Для численного моделирования и расчетов в данной работе используется высокоэффективный инструмент полноволнового моделирования – симулятор высокочастотных структур (HFSS). Для получения дисперсионных характеристик использовался COMSOL MULTIPHYSICS. HFSS решает уравнения Максвелла на основе тензора проницаемости Пойтера и применяет метод конечных элементов (МКЭ) для решения трехмерных и двумерных задач электродинамики [4].

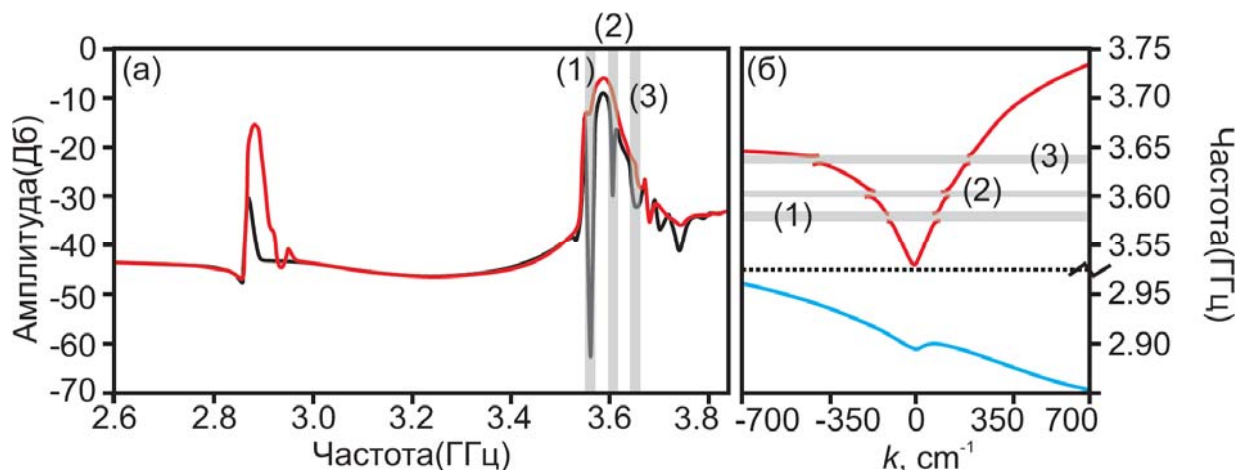


Рис. 1. Амплитудно-частотная (а) и дисперсионные характеристики СВ (б)

Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ), приведенная на рис. 1, а, показывает наличие двух зон прохождения для двухслойного магнотного волновода в низкочастотном (НЧ) (2,82–2,9 ГГц) и высокочастотном (ВЧ) (3,53–3,75 ГГц) диапазонах. Это также подтверждается анализом дисперсионных характеристик, представленным на рис. 1, б.

Из полученных результатов численного моделирования можно сделать вывод о существовании сигнала в двух частотных диапазонах. При добавлении в систему периодической медной накладки в высокочастотной области образуются области непрохождения сигнала, что соответствует брэгговским запрещенным зонам.

Полученные результаты подтверждают потенциал многослойных ферромагнитных пленок для создания устройств с контролируемыми характеристиками СВ, что открывает перспективы для разработки новых технологий в области спинтроники.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 23-79-30027).

1. *Никитов С. А., Сафин А. Р., Калябин Д. В., Садовников А. В., Бегинин Е. Н., Логунов М. В., Морозова М. А., Одинцов С. А., Осокин С. А., Шараевская А. Ю., Шараевский Ю. П., Кирилук А. И.* Диэлектрическая магноника – от гигагерцев к терагерцам // УФН. 2020. Т. 190. С. 1009–1040.
2. *Chumak A. V., Vasyuchka V. I., Serga A. A. and Hillebrands B.* Magnon spintronics // Nature Phys. 2015. Vol. 11. P. 453–461.
3. *Damon R. W., Eshbach J. R.* Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol. 19, iss. 3–4, P. 308.
4. *Рожнев А. Г.* Моделирование распространения магнитостатических волн в одномерных магнонных кристаллах. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Vol. 20, № 1. P.143–159.

МЕТРИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ЗАДАЧЕ ИДЕНТИФИКАЦИИ СИНХРОННЫХ СОСТОЯНИЙ СПАЙКОВЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

Д. О. Радушев, Д. Г. Захаров

Институт когнитивных нейронаук, НИУ ВШЭ, Москва

В мозге человека нейроны связаны в сети, демонстрирующие сложную коллективную динамику. В силу того, что паттерны активности нейронных сетей отражают когнитивные процессы, динамика нейросетей является ключевым объектом изучения вычислительных нейронаук.

Основным информационным символом активности нейрона является спайк* – резкое и кратковременное повышение напряжения на мембране нервной клетки. Для эффективного выполнения когнитивных задач активность нейронов должна быть скоординирована в рамках функциональных сетей, что выражается в тех или иных формах синхронизации генерации спайков. Поэтому при изучении динамики нейронных сетей используют методы теории синхронизации.

Предыдущие исследования динамических режимов в спайковых нейронных сетях в основном использовали те или иные численные меры синхронизации как маркеры состояния сети (см., например, [1–3]). Данный подход имеет очевидные недостатки: с помощью одного числа (параметра синхронизации) невозможно передать тонкости динамического режима сети, особенно если речь идет о сложных частично-синхронных состояниях. В своей работе мы выходим за рамки однопараметрического анализа, представляя принципиально иной подход к изучению синхронных режимов спайковых нейросетей. Новый подход рассматривает нейронную сеть как метрическое пространство, позволяя изучать уровни активности нейронов сети как функцию, заданную на дискретном многообразии.

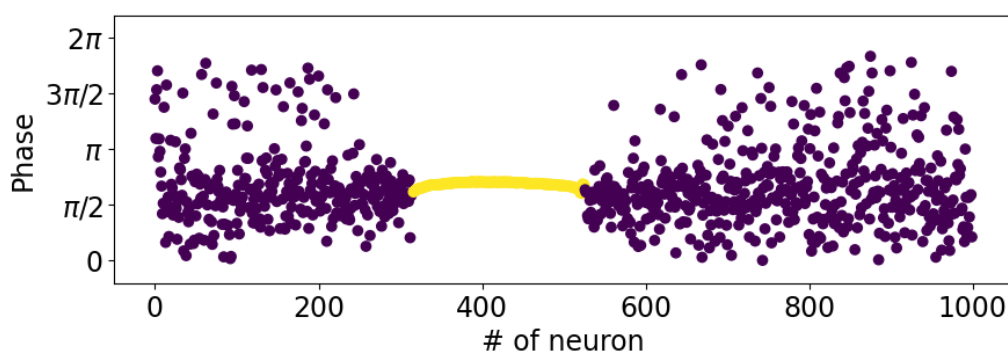


Рис. 1. График фазовой функции на кольцевой метрической нейронной сети в состоянии частичной синхронизации. Синхронный участок между 300 и 550 нейронами (желтые точки) идентифицируется по непрерывности изменения линейной фазы. Вне синхронного кластера (фиолетовые точки) фазовая функция всюду прерывистая

В силу того что нейроны мозга организованы в пространстве, каждая биологическая нейронная сеть естественным образом обладает метрической структурой. Поэтому в рамках нового подхода объектом изучения является метрическая нейронная сеть, на множестве нейронов которой введена метрика. Функция активности, заданная на метрическом пространстве нейронов и сопоставляющая каждой клетке ее показатель активности в фиксированный момент t_0 , является «моментальным снимком» состояния сети. Аналитические свойства функции активности представляют собой поддающиеся интерпретации характеристики динамического состояния сети в момент t_0 , позволяющие как качественно, так и количественно описать наблюдаемый синхронный режим. Так, участки непрерывного изменения функции активности интерпретируются как кластеры синхронизации; конкретный тип синхронизации, демонстрируемый кластером, определяется через анализ сужения функции активности на данную подсеть.

Примером функции активности может служить фазовая функция. Для нейрона v линейную фазу генерации спайков в момент t определим как

* Иное название данного символа – потенциал действия.

$$\phi_\nu(t) = 2\pi \frac{t - t_{sp}}{t'_{sp} - t_{sp}},$$

где t_{sp} есть момент генерации последнего предшествующего t спайка, а t'_{sp} – момент генерации первого спайка после t_{sp} . Тогда при фиксированном t_0 на нейронной сети задана фазовая функция

$$\Phi^{t_0} : \nu \mapsto \phi_\nu(t_0),$$

сопоставляющая нейрону его линейную фазу колебаний.

Представлен новый метрический подход, подробно описывающий концептуальный аппарат теории метрических нейронных сетей и предлагающий конкретные техники идентификации динамического режима. Далее мы приводим пример имплементации подхода в исследованиях. Воспроизводим работу [3], рассматривающую двумерное параметрическое пространство симметричной кольцевой сети нейронов Морриса – Лекара I типа. Сравниваем результаты анализа фазовой функции с показателями более ранних методов, демонстрируя высокую эффективность нового подхода, и обсуждаем его возможные будущие расширения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 23-22-00418.

1. *Abrams D. M., Strogatz S. H.* Chimera states for coupled oscillators // Physical review letters. 2004. Vol. 93. P. 174102
2. *Golomb D., Hansel D., Mato G.* Mechanisms of synchrony of neural activity in large networks // Handbook of biological physics. 2001. Vol. 4, P. 887–968.
3. *Calim A., Hövel P., Ozer M., and Uzuntarla M.* Chimera states in network of type-I Morris – Lecar neurons // Phys. Rev. E. Vol. 98. P. 062217.

ДИНАМИКА ДВУХ СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ВАН ДЕР ПОЛЯ – МАТЬЕ – ДУФФИНГА

И. Р. Рамазанов, И. А. Корнеев, Т. Е. Вадивасова, А. В. Слепнев

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Исследование взаимодействия автоколебательных систем является важной задачей в области нелинейной динамики. Довольно часто встречаются модели автоколебательных систем, которые подвержены различным внешним воздействиям, в том числе и параметрическим. Автоколебательные системы с параметрическим воздействием уже достаточно подробно исследованы [1, 2]. Такие модели обычно встречаются в различных механических системах [3, 4] и, благодаря наличию параметрического воздействия, могут демонстрировать сложную, богатую динамику.

В данной работе представлены результаты численного исследования взаимодействия двух диссипативно связанных осцилляторов ван дер Поля – Матье – Дуффинга. Исследуемая модель описывается следующей системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = (\varepsilon - x_1^2) \dot{x}_1 - \omega_1^2(1 - p * \sin(\Omega_1 t))x_1 - \beta x_1^3 + k(\dot{x}_2 - \dot{x}_1), \\ \dot{x}_2 = (\varepsilon - x_2^2) \dot{x}_2 - \omega_2^2(1 - p * \sin(\Omega_2 t))x_2 - \beta x_2^3 + k(\dot{x}_1 - \dot{x}_2), \end{cases} \quad (1)$$

где x_1 и x_2 – динамические переменные, $\varepsilon = 0,1$ – параметр возбуждения, ω_1 и ω_2 – собственные частоты, $\Omega_{1,2} = 2\omega_{1,2}$ – частоты параметрических воздействий, p – амплитуда параметрического воздействия, β – коэффициент нелинейности, k – коэффициент связи.

В результате численного исследования модели (1) построены карты режимов колебаний и показаны процессы перехода между некоторыми режимами колебаний. Было обнаружено, что наличие параметрического воздействия приводит к появлению областей синхронизации на половине частоты параметрического воздействия и появлению хаотических колебаний на границе области синхронизации. Все обнаруженные режимы отмечены на карте режимов (рис. 1, а) на плоскости параметров $\Delta\omega, k$.

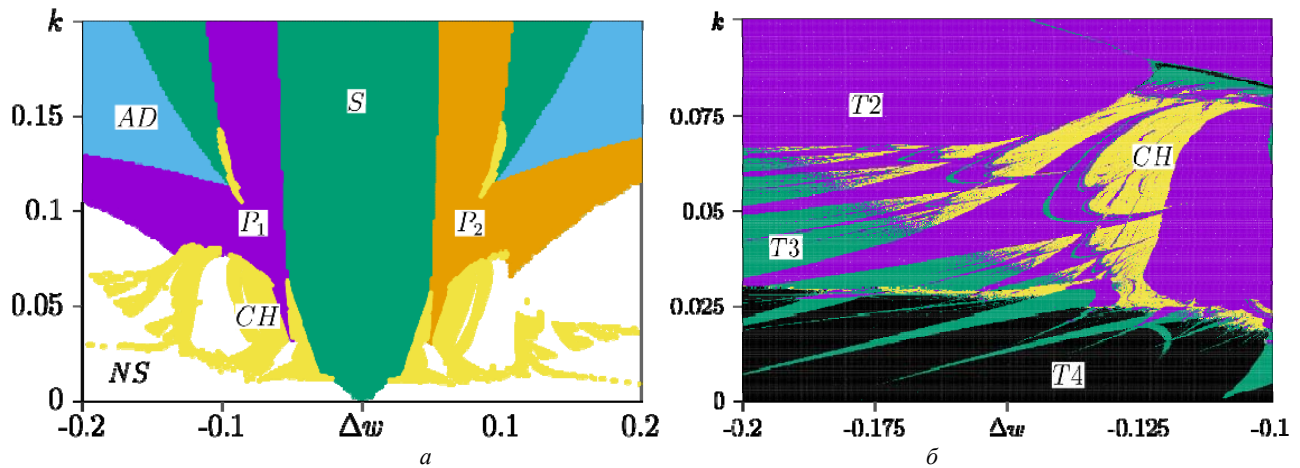


Рис. 1. Карта динамических режимов (а) и карта ляпуновских показателей системы (б) при $\varepsilon = 0,1, p = 0,1, \beta = 0,35$. На карте динамических режимов отмечены синхронный режим (S), синхронизация на половине частоты параметрического воздействия первого генератора (P_1), синхронизация на половине частоты параметрического воздействия второго генератора (P_2), хаос (CH) и гашение колебаний (AD). На карте ляпуновских показателей отмечены режимы двухчастотных колебаний (T2), трехчастотных колебаний (T3), четырехчастотных колебаний (T4) и хаотический режим (CH)

Введение кубической нелинейности приводит к усложнению динамики осцилляторов на границе синхронных и несинхронных колебаний, в частности, к расширению области хаотических колебаний и образованию фрактальной структуры из языков Арнольда с двухчастотными торами (рис. 1, б). Изменение значений коэффициента кубической нелинейности влечет за собой сдвиг областей синхронизации на половине частоты параметрического воздействия из-за смещения резонансных характеристик осцилляторов.

Исследование частично поддержано грантом Российского научного фонда № 20-12-00119.

1. *Yano S.* Considerations on self- and parametrically excited vibrational systems. *Ing-Arch.* 1989. Vol. 59. P. 285–95.
2. *Mimila-Prost O.* Effect of parametric excitation on the quasi-linear van der Pol oscillator. / *O. Mimila-Prost, J. Collado* // UKACC International Conference on CONTROL-2010. 2010. P. 722–727.
3. *Pandey M.* Frequency locking in a forced Mathieu–van der Pol–duffing system. / *M. Pandey, R. H. Rand, A. T. Zehnder* // *Nonlinear Dynamics.* 2007. Vol. 54. P. 3–12.
4. *Rezig A.* Suppressing boring bar vibrations by parametric excitation. / *A. Rezig, M. Ouali* // *Advances in Production Engineering & Management.* 2012. Vol. 7. P. 237–44.

КОГЕРЕНТНЫЙ РЕЗОНАНС В УЗКОПОЛОСНОМ УПРАВЛЯЕМОМ ШУМОМ ХАОТИЧЕСКОМ СПИН-ВОЛНОВОМ АВТОГЕНЕРАТОРЕ

Д. В. Романенко¹, С. В. Гришин¹, П. С. Комков^{1,2}

¹Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

²АО «Научно-производственное предприятие «Алмаз»», Саратов

Явление когерентного резонанса было обнаружено в модельных системах, возбуждаемых шумом, и проявлялось в существовании оптимального уровня шумового сигнала, при котором вызванные шумом колебания динамической системы становились более когерентными [1]. В спектре мощности пик флуктуации имел оптимальные характеристики, т. е. был наиболее выражен на фоне шумового пьедестала при некотором оптимальном уровне шума. Исследования, проведенные на радиофизических автогенераторах [2] и их моделях [3], рассматривали ситуацию, когда автоколебательная система находилась в предгенерационном режиме, а колебания в системе возбуждались шумом. Исследования когерентного резонанса при воздействии шума на автоколебательную систему, в которой собственные колебания уже возбуждались бы при отсутствии шума, не проводились. В таких системах изучалось другое явление – синхронизация автоколебаний при наличии шума.

В данной работе предлагается исследовать явление когерентного резонанса в твердотельных хаотических распределенных автогенераторах СВЧ-диапазона, способных формировать хаотические последовательности импульсов огибающей при отсутствии внешнего шумового воздействия. Научная новизна такого рода исследований обусловлена тем, что до настоящего времени когерентный резонанс изучался в основном на модельных системах, к которым относятся системы, возбуждаемые шумом, и автогенераторы с бифуркацией Андронова – Хопфа. В распределенных динамических системах, проявляющих хаотическую динамику в автономном режиме, явление когерентного резонанса не наблюдалось.

Экспериментальная установка неавтономной автоколебательной системы состоит из соединенных последовательно в кольцо широкополосного твердотельного СВЧ-усилителя мощности, объемного резонатора, переменного аттенюатора и широкополосной нелинейной линии задержки на магнитостатических поверхностных волнах (ПМСВ) перестраиваемой магнитным полем. Внешний сигнал вводился в кольцо через направленный ответвитель, подключенный к цепи обратной связи перед СВЧ-усилителем мощности.

В экспериментальном исследовании внешний шумовой сигнал подавался с векторного генератора сигналов на вход твердотельного усилителя мощности на частоте 2,06 ГГц. Спектр возбуждения МСВ был выше в диапазоне частот 2,35–2,4 ГГц. Как следствие, внешний шумовой СВЧ-сигнал влиял только на усиление твердотельного усилителя мощности, не влияя напрямую на сигнал, генерируемый в кольцевой системе. При этом в кольцевой системе при отсутствии внешнего шумового сигнала генерировалась последовательность хаотических релаксационных импульсов [4].

Временные реализации сигнала, генерируемого в кольце, снимаемые с детекторной головки после направленного ответвителя, и временные реализации внешнего шумового СВЧ-сигнала с шириной спектра $\Delta f = 1,5$ МГц, подаваемого на вход усилителя мощности, показаны на рис. 1. Как видно из рис. 1, генерация в кольцевой системе начинается в интервалы времени, когда амплитуда шумового сигнала падает до нуля или достаточно мала. Амплитуда генерируемого сигнала экспоненциально возрастает при слабом внешнем воздействии и резко уменьшается до нуля при большой амплитуде шумового сигнала. Период повторения генерируемой последовательности зависит от ширины полосы внешнего шумового сигнала и его амплитуды. При увеличении мощности внешнего сигнала до 0 дБмВт на осциллограмме заметно увеличение среднего периода между генерируемыми импульсами. Дальнейшее увеличение амплитуды внешнего воздействия практически полностью подавляет генерацию сигнала в кольце. При $P_{\text{ext}} = 11$ дБмВт генерация сигнала в кольцевой системе прекращалась. Увеличение спектральной ширины внешнего шумового сигнала приводит к уменьшению уровня мощности, необходимого для подавления генерации в кольцевой системе. Так, при $\Delta f = 5$ МГц генерация в кольцевой системе прекращается при мощности внешнего сигнала $P_{\text{ext}} = 15$ дБмВт. А при $\Delta f = 0,5$ МГц подавления генерации сигнала не наблюдалось. Последнее связано с длительным средним периодом внешнего воздействия.

Зависимость времени автокорреляции генерируемого сигнала от интенсивности шума представлена на рис. 1. Увеличение времени автокорреляции можно наблюдать при определенных значениях

полосы шумового сигнала. Появление максимума на зависимости автокорреляции появляется при значениях полос шума, больших или равных ширине спектра генерируемого хаотического сигнала.

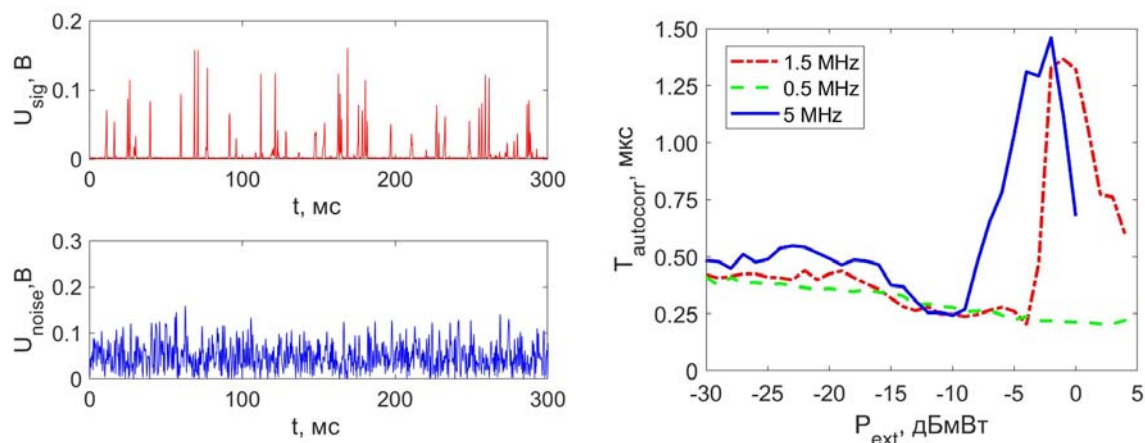


Рис. 1. Временная реализация генерируемого сигнала (слева сверху) и внешнего шумового сигнала (слева снизу) при ширине полосы шума 1,5 МГц и амплитуде – 1дБмВт; зависимость времени автокорреляции от интенсивности шума при различных ширинах полосы шума (справа)

Для исследования эффекта когерентного резонанса в параметрическом автогенераторе хаотического сигнала была модернизирована модель Вышкинд – Рабиновича. Модификация эталонной модели заключается в задании не только нелинейной функции инкремента, модулируемой внешним воздействием, но и задержки у неустойчивой волны [5]. Предлагаемая модель адекватно описывает различные режимы генерации активных спин-волновых кольцевых резонаторов, поддерживающих трехволновый параметрический распад как в отсутствие, так и при наличии модуляции нелинейного инкремента внешним сигналом. В качестве внешнего шумового сигнала использовался узкополосный белый шум с различной шириной спектра.

Показано, что в данной модели, как и в радиофизическом эксперименте, при воздействии шумового сигнала на нелинейный усилитель наблюдается подавление собственной динамики в системе на временных интервалах, где значение внешнего шумового сигнала превышает некоторое пороговое значение, тем самым прерывая генерацию. С ростом интенсивности шумового воздействия длительность временных интервалов с положительным коэффициентом усиления уменьшается, а их количество сокращается, пока генерация совсем не прекращается.

Построена зависимость времени автокорреляции от интенсивности шумового воздействия при различных ширинах спектра внешнего шумового сигнала. Показано, что при ширине спектра шумового воздействия большей, чем характерная ширина спектра генерируемого в автономном режиме сигнала, наблюдается эффект увеличения времени автокорреляции при некотором значении амплитуды шума, т. е. наблюдается эффект когерентного резонанса. При малой ширине спектра шумового воздействия такого эффекта не наблюдается, так же как не наблюдается полного подавления собственной динамики системы.

Работа поддержана грантом РФФ (№ 23-22-00274).

1. *Hu G.* Stochastic resonance without external periodic force / Hu G., Ditzinger T., Ning C. Z., Haken H. // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 71. P. 807–810.
2. *Feoktistov A.* Coherence resonance and synchronization of stochastic self-sustained oscillations in hard excitation oscillator / Feoktistov A., Anishchenko V. // *Rus. J. Nonlin. Dyn.* 2012. Vol. 8. P. 897–911.
3. *Ushakov O. V.* Coherence resonance near a Hopf bifurcation / Ushakov O. V., Wünsche H. J., Henneberger F., Khovanov I. A., Schimansky-Geier L., Zaks M. A. // *Phys. Rev. Lett.* 2005. Vol. 95. 123903.
4. *Demidov V. E.* Some Special Features of the Transition to Chaos in the Self-Modulation of Surface Spin-Waves / Demidov V. E., Kovshikov N. G. // *J. of Experim. And Theor. Phys. Lett.* 1997. Vol. 66, iss. 4. P. 261–265.
5. *Grishin S. V.* Generation of chaotic microwave pulses in ferromagnetic film ring oscillators under external influence / Grishin S. V., Nikitov S. A., Sharaevskii Y. P., Romanenko D. V. // *IEEE Transactions on Magnetics.* 2013. Vol. 49, no. 3. P. 1047–1054.

**ДВУХЭЛЕКТРОННЫЙ МЕХАНИЗМ
ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК ВЫСОКОГО ПОРЯДКА
АТОМОМ КСЕНОНА
В ИНТЕНСИВНОМ ИНФРАКРАСНОМ ПОЛЕ
И АТТОСЕКУНДНОМ ИМПУЛЬСЕ**

А. А. Романов^{1,2}, А. А. Силаев^{1,2}, Н. В. Введенский^{1,2}, М. В. Фролов^{2,3}

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

³Воронежский государственный университет

В данной работе предложен двухэлектронный механизм формирования высокоэнергетического плато в спектре генерации гармоник высокого порядка (ГТВП) в интенсивном инфракрасном (ИК) поле и аттосекундном импульсе [1]. Этот механизм реализуется, когда аттосекундный импульс возбуждает резонанс между валентной и более глубокими оболочками атома. Он состоит из четырех этапов: туннелирования валентного электрона в ИК-поле, перехода второго электрона из более глубокой оболочки в валентную оболочку под действием аттосекундного импульса, распространения освобожденного электрона в континууме с последующей рекомбинацией в вакансию в более глубокой оболочке. Мы демонстрируем этот механизм с помощью численного решения нестационарных уравнений Кона – Шэма для атома ксенона на основе собственного разработанного вычислительного кода [2] для различных длительностей и несущих частот аттосекундного импульса. Показано, что формирование ВУФ-индуцированного высокоэнергетического плато в спектре ГТВП возможно в результате действия как ранее исследованного одноэлектронного [2, 3], так и двухэлектронного механизмов. Показано, что в случае двухэлектронного механизма протяженность ВУФ-индуцируемого плато определяется максимальной набранной энергией электрона в ИК-поле и не зависит от времени задержки между ИК- и ВУФ-импульсами. При этом выход гармоник на ВУФ-индуцированном плато на 1–2 порядка выше, чем в результате действия одноэлектронного механизма, что значительно облегчает его регистрацию в условиях малой интенсивности ВУФ-импульса.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-11-20289).

1. *Романов А. А., Силаев А. А., Введенский Н. В., Фролов М. В.* Двухэлектронный механизм генерации высших гармоник атомом в интенсивном инфракрасном поле и аттосекундном импульсе // Письма в ЖЭТФ. 2024. Т. 119. С. 180–186.
2. *Romanov A. A., Silaev A. A., Sarantseva T. S., Frolov M. V., Vvedenskii N. V.* Study of high-order harmonic generation in xenon based on time-dependent density-functional theory // New Journal of Physics. 2021. Vol. 23. P. 043014.
3. *Sarantseva T. S., Frolov M. V., Manakov N. L., Silaev A. A., Vvedenskii N. V. and Starace A. F.* // Phys. Rev. A. 2018. Vol. 98, P. 063433.
4. *Sarantseva T. S., Frolov M. V., Manakov N. L., Silaev A. A., Romanov A. A., Vvedenskii N. V. and Starace A. F.* // Phys. Rev. A. 2020. Vol. 101. P. 013402.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ БРУНЕЛЕВСКИХ ГАРМОНИК ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО И СРЕДНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. Романов, А. А. Силаев, Н. В. Введенский

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Один из методов измерения терагерцовых (ТГц) импульсов, генерируемых оптическими методами, основан на генерации второй гармоники пробного лазерного импульса в результате нелинейного отклика третьего порядка нейтральных атомов и молекул в газах [1–3]. Использование газов обладает преимуществами по сравнению с использованием кристаллов и фотопроводящих антенн из-за фазового согласования в широком диапазоне, непрерывной возобновляемости среды и отсутствия фоновых резонансов. Однако временное разрешение детектирования в данном методе ограничено длительностью второй гармоники $\tau_p/\sqrt{2}$, где τ_p – длительность стробирующего импульса [3]. В данной работе мы предлагаем использовать генерацию Брунелевских гармоник [4] оптических лазерных импульсов для повышения временной разрешающей способности детектирования терагерцового излучения и продвижения в средний инфракрасный диапазон. Брунелевские гармоники возникают в результате ускорения свободных электронов, образующихся при туннельной ионизации, и длительность их импульсов намного меньше длительности лазерного импульса [5, 6]. Последнее позволяет значительно улучшить временное разрешение детектирования по сравнению с использованием генерации второй гармоники вследствие кубического нелинейного отклика связанных электронов [7–9]. Однако, как мы показываем на основе решения нестационарного уравнения Шредингера для атома гелия, для линейно-поляризованного интенсивного лазерного импульса атомный отклик содержит широкополосный шумовой сигнал, который интерферирует с Брунелевскими гармониками и позволяет детектировать только очень сильные электрические поля. Мы показываем, что природа этого шума связана с заселенностью ридберговских состояний атома. В связи с этим шум можно эффективно подавить, используя эллиптическую поляризацию стробирующего импульса [7].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-72-10133).

1. *Xie X., Dai J., Zhang X. C.* Coherent control of THz wave generation in ambient air // *Physical Review Letters*. 2006. Vol. 9. P. 075005.
2. *Lu X., Zhang X. C.* Investigation of ultra-broadband terahertz time-domain spectroscopy with terahertz wave gas photonics // *Frontiers of Optoelectronics*. 2014. Vol. 7. P. 121–155.
3. *Matsubara E., Nagai M., Ashida M.* Coherent infrared spectroscopy system from terahertz to near infrared using air plasma produced by 10-fs pulses // *Journal of the Optical Society of America B*. 2013. Vol. 30. P. 1627–1630.
4. *Brunel F.* Harmonic generation due to plasma effects in a gas undergoing multiphoton ionization in the high-intensity limit // *Journal of the Optical Society of America B*. 1990. Vol. 7. P. 521–526.
5. *Kostin V. A., Vvedenskii N. V.* Mutual enhancement of Brunel harmonics // *JETP Letters*. 2019. Vol. 110. P. 457–463.
6. *Kostin V. A., Vvedenskii N. V.* Generation of few-and subcycle radiation in midinfrared-to-deep-ultraviolet range during plasma production by multicolor femtosecond pulses // *Physical Review Letters*. 2018. Vol. 120. P. 065002.
7. *Silaev A. A., Romanov A. A., Vvedenskii N. V.* Using the generation of Brunel harmonics by elliptically polarized laser pulses for high-resolution detecting lower-frequency radiation // *Optics Letters*. 2022. Vol. 47. P. 4664–4667.
8. *Силаев А. А., Романов А. А., Введенский Н. В.* Аналитический расчет плотности тока свободных электронов на низших гармониках ионизирующего эллиптически поляризованного лазерного импульса в присутствии постоянного электрического поля // *Оптика и спектроскопия*. 2023. Т. 131. С. 179–182.
9. *Силаев А. А., Романов А. А., Введенский Н. В.* Генерация второй гармоники циркулярно-поляризованного лазерного импульса, ионизирующего атомы и молекулы в присутствии постоянного электрического поля // *Оптический журнал*. 2024. Т. 91. С. 16–25.

ГЕНЕРАЦИЯ СОЛИТОННЫХ ЧАСТОТНЫХ ГРЕБЕНОК В ПРОЦЕССЕ НЕЛИНЕЙНОГО ЦИКЛОТРОННО-РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ СО ВСТРЕЧНЫМ ПОТОКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

А. А. Ростунцова¹⁻³, Н. М. Рыскин^{2,3}

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

³Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Микроволновые генераторы солитонных частотных гребенок представляют интерес для ряда практических приложений, включая, в частности, диагностику плазмы [1] и спектроскопические исследования [2]. Одним из фундаментальных эффектов, приводящих к формированию частотных гребенок, является модуляционная неустойчивость (МН), т. е. неустойчивость монохроматической волны относительно медленных пространственно-временных модуляций на боковых частотах [3]. При наличии МН гармонический сигнал обогащается новыми независимыми спектральными компонентами, и вместо стационарного распространения волны наблюдается автомодуляция и образование солитонов огибающей.

В данной работе рассматривается формирование периодических последовательностей микроволновых солитонов самоиндуцированной прозрачности в процессе развития МН монохроматической электромагнитной (ЭМ) волны при циклотронно-резонансном взаимодействии со встречным, изначально прямолинейным потоком электронов [4–7]. Проводится детальное исследование режимов распространения волны, включая как теоретический анализ, так и верификацию аналитических выводов прямым 3-D моделированием электронно-волнового взаимодействия методом «частиц в ячейке» (particle-in-cell, PIC), с целью установления условий экспериментальной реализации устойчивых режимов формирования последовательностей солитонов со спектром в виде частотной гребенки.

Схема рассматриваемой модели представлена на рис. 1. Трубочатый пучок электронов, направляемый продольным магнитным полем B_0 , взаимодействует с обратной ЭМ-волной, которая представляет собой циркулярно поляризованную TE_{11} -моду цилиндрического волновода. Электроны инжектируются с левого края системы с постоянной продольной скоростью V_z и нулевой скоростью вращения, т. е. электронный пучок формирует пассивную среду. Вблизи правой границы пространства взаимодействия магнитное поле плавно спадает до нуля, и электроны осаждаются на внутренние стенки волновода, который выполняет роль коллектора. Непрерывный гармонический сигнал постоянной амплитуды подается с правого конца системы (порт 2 на рис. 1). Выходной сигнал снимается на левой границе системы (порт 1 на рис. 1).

Эффективное взаимодействие электронов и волны возможно в условиях циклотронного резонанса, когда имеет место синхронизм между волноводной TE_{11} -модой и быстрой циклотронной волной в электронном пучке. На рис. 1 представлено изображение траекторий электронов в пространстве взаимодействия, полученное в 3-D PIC-моделировании в некоторый фиксированный момент времени. ЭМ-волна, распространяющаяся навстречу потоку невозбужденных электронов-осцилляторов, при выполнении условия резонанса начинает поглощаться, вызывая поперечные колебания электронов. С ростом амплитуды этих колебаний условие циклотронного резонанса нарушается в силу неизохронности осцилляторов, и поглощение насыщается.

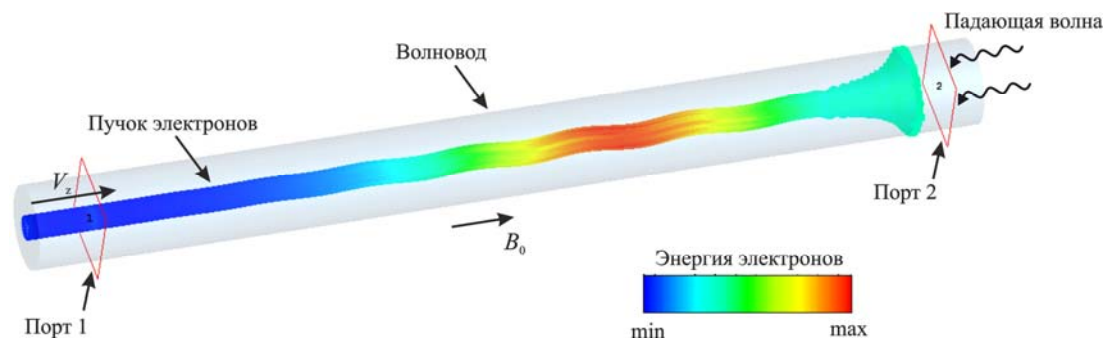


Рис. 1. Схема взаимодействия изначально прямолинейного потока электронов со встречной ЭМ-волной в условиях циклотронного резонанса. Изображение траекторий электронов получено в 3-D PIC-моделировании

Теоретический анализ уравнений электронно-волнового взаимодействия показал, что с ростом частоты падающей волны наблюдается следующая смена динамических режимов:

- в полосе циклотронного поглощения входной сигнал затухает;
- с ростом частоты становится возможным прохождение волны (самоиндуцированная прозрачность), причем сигнал разбивается на близкую к периодической последовательность бегущих солитонов огибающих, что обусловлено развитием МН абсолютного характера;
- дальнейшее увеличение частоты падающей волны приводит к более сложной динамике, когда имеют место режимы хаотической автомодуляции;
- в области более высоких частот МН меняет характер с абсолютного на конвективный, в результате чего нестационарные автомодуляционные режимы сменяются стационарным одночастотным прохождением сигнала.

Прямое 3-D PIC-моделирование в программном пакете CST Studio Suite [8] подтверждает теоретические выводы о переходе между различными динамическими режимами при увеличении частоты входного сигнала. Параметры в 3-D моделировании были выбраны для работы на частотах порядка 240 ГГц. Частота точного циклотронного резонанса составила 240,3 ГГц. В численных экспериментах изменялась отстройка частоты входного сигнала от частоты циклотронного резонанса, а средняя входная мощность была зафиксирована равной 140 Вт. Такую мощность в субТГц-диапазоне способны обеспечить гиротроны.

При точном циклотронном резонансе (частота входного сигнала 240,3 ГГц) наблюдалось поглощение волны. При этом входной сигнал, проходя через систему, практически полностью затухает. Мощность выходного сигнала в порте 1 после переходного процесса стремится к нулю.

С ростом частоты входного сигнала поглощение волны действительно рано или поздно сменяется нестационарной автомодуляцией. В 3-D PIC-моделировании была продемонстрирована возможность преобразования непрерывного сигнала с частотой 241,3 ГГц в близкую к периодической последовательность импульсов с длительностью порядка 3–4 нс. Отметим, что пиковая амплитуда импульсов превышает амплитуду входного сигнала. Спектр выходного сигнала, обогащенный неустойчивыми возмущениями на боковых частотах, имеет вид частотной гребенки.

Наконец, при еще более высоких частотах МН становится конвективной. В 3-D PIC-моделировании после переходного процесса устанавливается стационарное распространение волны. Амплитуда сигнала в порте 1 стремится к постоянному значению. В спектре выходного сигнала содержится только частота падающей волны и высшие гармоники, возникающие за счет нелинейности.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 23-12-00291.

1. *Peebles W. A.* A novel, multichannel, comb-frequency Doppler backscatter system / W. A. Peebles, T. L. Rhodes, J. C. Hillesheim, L. Zeng, C. Wannberg // *Rev. Sci. Instrum.* 2010. Vol. 81. 10D902.
2. *Benirschke D. J.* Frequency comb ptychography / D. J. Benirschke, N. Han, D. Burghoff // *Nat. Commun.* 2021. Vol. 12. P. 4244.
3. *Zakharov V. E.* Modulation instability: The beginning / V. E. Zakharov, L. A. Ostrovsky // *Physica D.* 2009. Vol. 238. P. 540–548.
4. *Зотова И. В.* Модуляция интенсивного СВЧ-излучения при резонансном взаимодействии со встречным потоком невозбужденных циклотронных осцилляторов / И. В. Зотова, Н. С. Гинзбург, И. В. Железнов, А. С. Сергеев // *Письма в ЖТФ.* 2014. Т. 40, № 12. С. 1–10.
5. *Zotova I. V.* Conversion of an electromagnetic wave into a periodic train of solitons under cyclotron resonance interaction with a backward beam of unexcited electron-oscillators / I. V. Zotova, N. S. Ginzburg, A. S. Sergeev, E. R. Kocharovskaya, V. Yu. Zaslavsky // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 113. P. 143901.
6. *Rostuntsova A. A.* Modulation instability of an electromagnetic wave interacting with a counterpropagating electron beam under condition of cyclotron resonance absorption / A. A. Rostuntsova, N. M. Ryskin, I. V. Zotova, N. S. Ginzburg // *Phys. Rev. E.* 2022. Vol. 106. P. 014214.
7. *Ростунцова А.А.* Исследование характера модуляционной неустойчивости при циклотронном резонансном взаимодействии излучения со встречным прямолинейным пучком электронов / А. А. Ростунцова, Н. М. Рыскин // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 2023. Т. 31, № 5. С. 597–609.
8. CST Studio Suite Electromagnetic Field Simulation Software, Dassault Systèmes. Vélizy-Villacoublay. France, 2020. [Online]. Available: <https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/cst-studio-suite>.

АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ РЕЖИМОВ СИНХРОНИЗАЦИИ В МНОГОМОДОВОМ ГИРОТРОНЕ

Н. В. Григорьева, Н. М. Рыскин

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского
Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

В современных гиротронах с развитым пространством взаимодействия в полосу циклотронного резонанса обычно попадает несколько собственных мод. Поэтому изучение процессов взаимодействия мод в гиротроне является важной задачей, для решения которой широко используются методы и подходы теории колебаний и нелинейной динамики [1, 2]. В частности, в последнее время активно изучаются вопросы подавления паразитных мод и расширения зоны устойчивости рабочей моды в результате воздействия внешним сигналом [3, 4] или сигналом, отраженным от удаленной нагрузки [3, 5].

Исследование автоколебаний в гиротроне с фиксированной структурой высокочастотного (ВЧ) поля можно существенно упростить, если функцию электронной восприимчивости, определяющую мгновенную мощность взаимодействия пучка с полем резонатора, предварительно рассчитать при различных значениях амплитуды поля и расстройки циклотронного резонанса, а затем с помощью интерполяции полученных зависимостей выразить в виде функции этих двух параметров. В случае многомодовых процессов непосредственное применение данного подхода затруднительно, поскольку электронная восприимчивость зависит от амплитуд всех учитываемых мод, а также от разностей фаз между ними. Однако его можно использовать, если нас интересует лишь вопрос о зоне устойчивой генерации рабочей моды. В этом случае задача сводится к исследованию возбуждения различных паразитных мод, амплитуды которых считаются малыми, в присутствии установившихся колебаний рабочей моды. Методика такого анализа была развита в работе [6], а затем обобщена на случай, когда имеется пара паразитных мод-сателлитов с частотами, примерно равноотстоящими от рабочей [7]. В работе [8] на примере автономного гиротрона с фиксированной гауссовой структурой высокочастотного поля были теоретически проанализированы механизмы неустойчивости при взаимодействии мод с квазиэквидистантным спектром. Показано, что с увеличением плотности спектра мод структура области устойчивости рабочей моды усложняется, а ее размеры уменьшаются. Полученные теоретические границы хорошо совпадают с результатами численных расчетов по многомодовой теории гиротрона.

В настоящей работе данная методика применяется для изучения структуры зоны устойчивости многомодового гиротрона с эквидистантным спектром мод под действием внешнего гармонического сигнала. Результаты подтверждают, что внешнее воздействие позволяет стабилизировать режим с максимальным электронным КПД. Определены значения параметров, при которых режимы с высоким КПД реализуются в широкой полосе синхронизации по параметру расстройки циклотронного резонанса Δ_H , а возбуждение паразитных мод не оказывает существенного влияния на область устойчивости.

Примеры областей устойчивости одномодовых колебаний с частотой, равной частоте внешнего сигнала, при двух различных значениях его амплитуды F приведены на рис. 1 *а, б* на плоскости расстройки циклотронного резонанса Δ_H – безразмерный параметр тока I_0 (определение используемых безразмерных параметров см. в работах [4, 5, 8]). Область устойчивости на рисунке закрашена серым. Границы мягкого возбуждения для автономного гиротрона для центральной моды ($s = 0$) и сателлитов ($s = \pm 1, s = \pm 2$), показаны штриховыми линиями. Зоны генерации на плоскости Δ_H, I_0 для соседних мод идентичны по форме, однако сдвинуты вдоль горизонтальной оси на величину расстройки собственных частот $\Delta_0 = 0,2$ для первой пары паразитных мод и на $\Delta_0 = 0,4$ для следующей. Также на рисунках нанесены границы устойчивости режима синхронизации для одномодовой модели: линии бифуркации Андронова – Хопфа, показанные синим цветом, и седлоузловой бифуркации, показанные красным. Заштрихована область, в которой в одномодовой модели реализуется режим биеений. На рис. 1 нанесены линии равного КПД, около которых подписаны соответствующие значения. Участки, которые в одномодовой модели являются устойчивыми, показаны сплошными линиями, неустойчивые – пунктирными.

Фиолетовыми линиями показаны границы распадной неустойчивости для случая трех взаимодействующих мод, для которых расстройка собственных частот $\Delta_0 = 0,2$. Зеленым цветом показана граница распадной неустойчивости, где происходит возбуждение следующей пары сателлитов $s = \pm 2$ с нормированной расстройкой $\Delta_0 = 0,4$. Таким образом, зона устойчивости синхронизованных колебаний рабочей моды в многомодовом гиротроне с эквидистантным спектром мод имеет сложную конфигурацию. Она ограничена линиями седлоузловой бифуркации и бифуркации Андронова – Хопфа, а также границами распадной неустойчивости сателлитов с $s = \pm 1$ и $s = \pm 2$. Учет следующих пар мод не оказывает существенного влияния на зону устойчивости. Их границы примерно совпадают с границами мягкого возбуждения соответствующих мод. Видно, что при малом значении F режим с максимальным КПД неустойчив, при большой – устойчив.

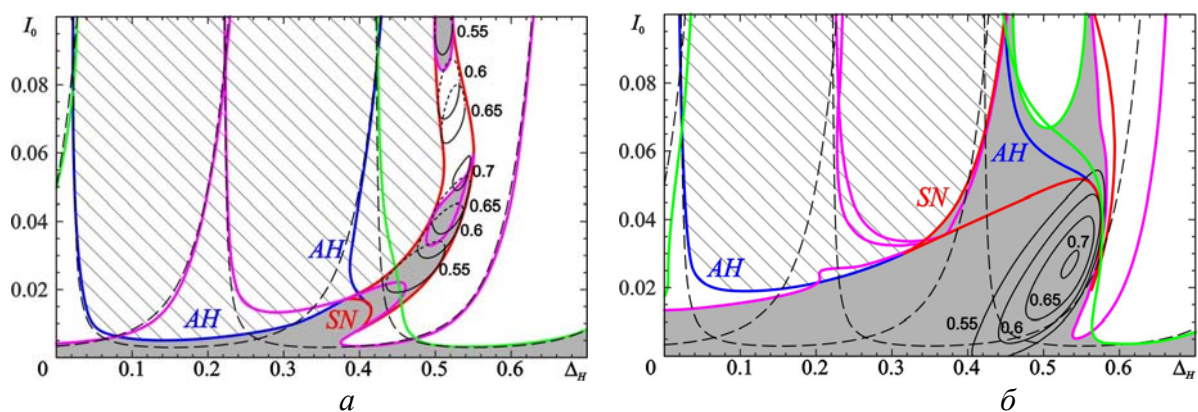


Рис. 1. Область устойчивости рабочей моды (серый цвет) неавтономного гиротрона при $\Delta_0 = 0,2$, $\Omega = -0,75$, $F = 0,01$ (а) и $F = 0,05$ (б). Заштрихована область биений. Штриховыми линиями показаны границы мягкого самовозбуждения для мод с номерами $s = 0, \pm 1, \pm 2$. Черными кривыми показаны линии равного КПД. Красными линиями показаны границы седлоузловой бифуркации (SN), синими – Андронова – Хопфа (AH). Фиолетовыми кривыми показаны границы, где происходит возбуждение моды с $s = \pm 1$, зелеными – возбуждение мод с $s = \pm 2$

Проведенный анализ позволяет уточнить структуру зоны устойчивости и значительно облегчает интерпретацию численных результатов, что в случае большого числа взаимодействующих мод является непростой задачей, в особенности в области, где имеет место мультистабильность и длительность переходных процессов велика. Также приведены результаты численного моделирования на основе многомодовой нестационарной теории гиротрона, которые полностью согласуются с результатами теоретического анализа.

1. Nusinovich G. S. Review of the theory of mode interaction in gyrodevices / G. S. Nusinovich // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. Vol. 27, no. 2. P. 313–326.
2. Sabchevski S. P. The progress in the studies of mode interaction in gyrotrons / S. P. Sabchevski, M. Yu. Glyavin, G. S. Nusinovich // J. Infrared, Millim. Terahertz Waves. 2022. Vol. 43, no. 1–2. P. 1–47.
3. Новожилова Ю. В. Стабилизация частоты гиротрона под влиянием внешнего монохроматического сигнала или отраженной от нагрузки волны: обзор / Ю. В. Новожилова, Г. Г. Денисов, М. Ю. Глявин и др. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25, № 1. С. 4–11.
4. Григорьева Н. В. Исследование синхронизации гиротрона в режиме жесткого возбуждения на основе модифицированной квазилинейной модели / Н. В. Григорьева, Н. М. Рыскин // Изв. вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65, № 5–6. С. 406–419.
5. Melnikova M. M. Influence of reflections on mode-competition processes in a high-power multimode gyrotron / M. M. Melnikova, N. M. Ryskin // Phys. Plasmas. 2022. Vol. 29, no. 1. 013104.
6. Зарницына И. Г. Об устойчивости одномодовых автоколебаний в гиромонотроне / И. Г. Зарницына, Г. С. Нусинович // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17, № 12. С. 1858–1867.
7. Глявин М. Ю. Устойчивость одномодовых колебаний в гиротроне с синхронным взаимодействием мод / М. Ю. Глявин, Г. С. Нусинович // Радиотехника и электроника. 1991. Т. 36, № 3. С. 512–520.
8. Адилова А. Б. Теоретический анализ устойчивости одномодового режима генерации в гиротроне / А. Б. Адилова, Н. В. Григорьева, А. Г. Рожнев, Н. М. Рыскин // Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66, № 2. С. 161–175.

НЕЛИНЕЙНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ ДЛЯ МЕЖСОЕДИНЕНИЙ КВАНТОВЫХ МАГНОННЫХ СЕТЕЙ

А. В. Садовников

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

В последнее время большой интерес представляет исследование свойств спиновых волн (СВ) при их распространении в магнитных волноведущих структурах микронных и нанометровых размеров [1]. При этом основное внимание уделяется использованию СВ в 3D-магнонных структурах в качестве носителей информационных сигналов, поскольку в этом случае удается реализовать целый ряд устройств обработки сигнала на принципах магноники, управляемых электрическим полем. Переход от двухмерной архитектуры магнонных сетей к трехмерной в настоящее время представляет большой интерес ввиду развития концепций обработки и хранения данных на принципах магноники [1]. Одним из методов управления свойствами СВ является нарушение трансляционной симметрии в волноведущей магнитной структуре, сформированной, например, путем формирования изгиба (поворота) магнонного микроволновода или создания магнонных структур меандрового типа. На основе данного подхода удалось реализовать целый ряд функциональных устройств магноники для демultipлексирования сигналов в частотной и пространственной областях и линейного и нелинейного переключения в системах магнитных микроволноводов.

В электронике трехмерные схемы требуют эффективного отвода джоулева тепла от вычислительных элементов, что представляет собой технологическую проблему. Для сравнения, магноника позволяет передавать информационный сигнал, закодированный в амплитуду и фазу СВ, что не сопровождается нагревом.

Стоит отметить два важных преимущества при использовании СВ в качестве носителей информационного сигнала: отсутствие омических потерь при распространении СВ и миниатюризация до нанометровых размеров структур, поддерживающих передачу спин-волнового сигнала. При этом свойства распространяющихся СВ определяются как дипольным, так и обменным взаимодействием, что позволяет разделить область управления свойствами СВ как электрическим, так и магнитным полем.

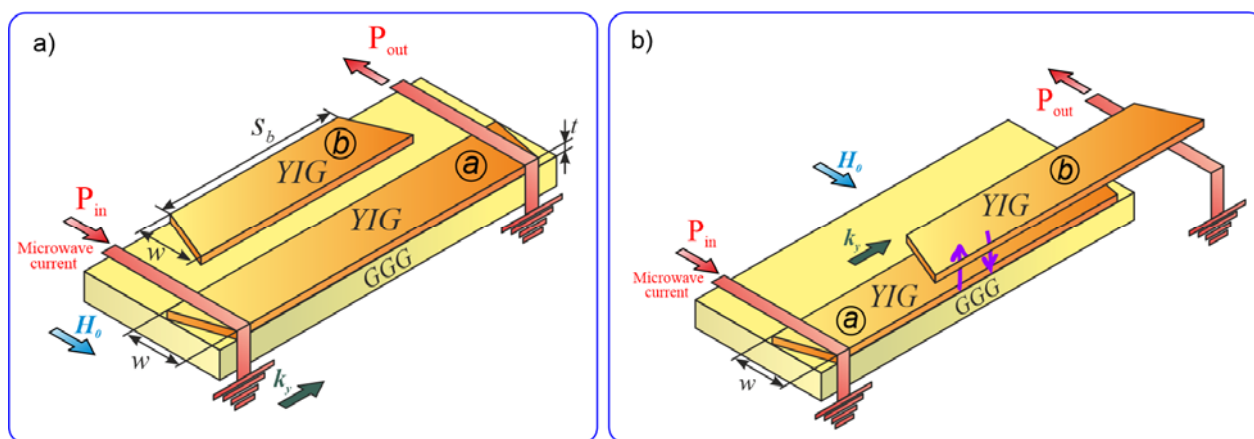


Рис. 1. Варианты использования эффектов спин-волновой связи для создания элементов межсоединения в плоскостной (латеральной) геометрии (а) и с вертикальной ориентацией микроволноводов (б)

Одним из вариантов создания элементов межсоединений на основе магнитных квазидвумерных и трехмерных (3D) структур в латеральных и вертикальных топологиях с микро- и нанометровыми размерами волноведущих элементов является базовый элемент, выполненный в виде ферритовых микроволноводов, расположенных на одной подложке и связанных через боковую стенку (рис. 1, а), либо связанных в вертикальном направлении (рис. 1, б). При этом межсоединения будут выполнять не только передачу информационного сигнала, закодированного в виде амплитуды и фазы СВ, а также и функциональную обработку, осуществляя режимы параллельного и многопотокового (де)мультиплексирования спин-волнового сигнала в частотной, временной и пространственной области.

Ферромагнитные пленки и многослойные пленки меандрового типа, выращенные на поверхности периодически структурированных подложек, можно рассматривать как трехмерную магнито-кристаллическую структуру (рис. 2). Недавние исследования трехмерных пленок в форме меандра на основе диэлектрических (YIG) [2–4] и металлических (CoFeB, NiFe) [5–7] материалов продемонстрировали способность управлять спектрами СВ. Магнитная зонная структура однослойных CoFeB и двухслойных пленок CoFeB /Ta/NiFe в форме меандра получена с помощью метода мандельштам-бриллюэновской спектроскопии. Более узкая ширина магнитной запрещенной зоны наблюдалась для структуры CoFeB/Ta/NiFe по сравнению с образцом CoFeB. Это может быть связано с межслойной дипольной связью, которая изменяет дисперсионную характеристику спиновых волн. Свойства отдельных мод дополнительно характеризовались фазовым соотношением (синфазным или не синфазным) между колебаниями намагниченности в двух слоях и их локализацией в горизонтальном и вертикальном сегментах.

Методом мандельштам-бриллюэновской спектроскопии (МБС) оказывается возможным провести построения карт динамической намагниченности по всей поверхности пленки. С помощью методов микромагнитного моделирования и экспериментального метода широкополосного ферромагнитного резонанса (ФМР) показана трансформация спектров СВ при варьировании угла подмагничивания. При этом помимо анизотропии типа «легкая ось» в меандровых структурах наблюдается формирование локализованных спин-волновых мод.

Методом МБС с пространственной и временной селекцией сигнала и численными методами микромагнитного моделирования проведено исследование динамики спин-волновых возбуждений в планарных магнитных структурах. Выявлены режимы переключения сигнала в латеральных, нерегулярных и композитных магнитных микроструктурах. Предложен новый класс устройств для выполнения логических операций на принципах интерференции спиновых волн в системах латеральных волноводов с локально индуцированными деформациями. Показана возможность управления свойствами СВ в латеральной системе магнитных микроструктур с нарушением трансляционной симметрии. На основе выявленных закономерностей, обуславливающих установление режимов пространственной и частотной селекции спин-волнового сигнала, показана возможность использования латеральных структур для создания демультиплексеров, делителей мощности, ответвителей и устройств обработки СВЧ-сигнала на принципах магноники и стрейтроники. Рассматриваемый класс 3D-структур может найти применение в качестве элементов межсоединений для многослойных топологий магнитных сетей, выполняющих функции обработки информационных сигналов [8].

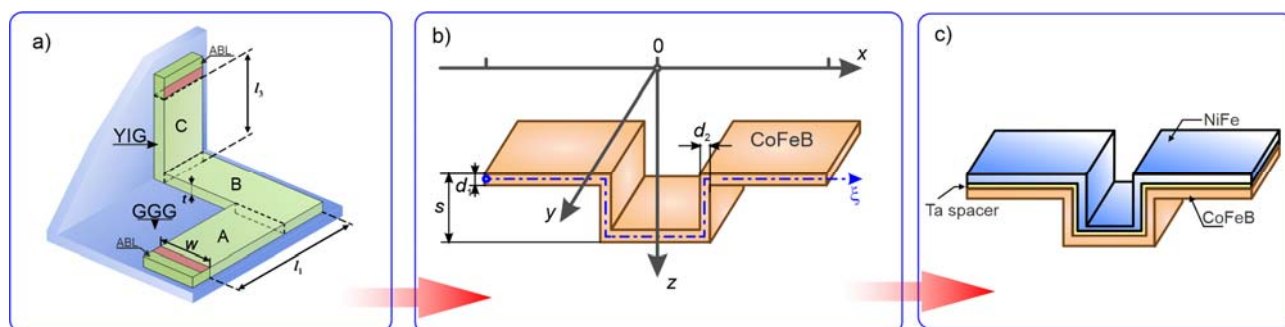


Рис. 2. Структуры с нарушением трансляционной симметрии для передачи и обработки спин-волнового сигнала в виде сочленений магнитных микроволноводов (а) меандровых магнитных структур, выполненных в виде одного слоя ферромагнетика (б) или в виде двухслойной структуры (с)

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№ 20-79-10191).

1. Никитов С. А., Сафин А. Р., Калябин Д. В. и др. // УФН. 2020. Т. 190. С. 1009–1040.
2. Beginin E. N. et al. // Appl. Phys. Lett. 2018. Vol. 112. P. 122404.
3. Sakharov V. K. et al. // Appl. Phys. Lett. 202. Vol. 117. P. 022403.
4. Sakharov V. et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2022. Vol. 545. P. 168786.
5. Gubbiotti G. et al. // Phys. Rev. Applied. 2021. Vol. 15. P. 014061.
6. Gubbiotti G. et al. // Appl. Phys. Lett. 2021. Vol. 118. P. 162405.
7. Sadovnikov A. V. et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2022. Vol. 544. P. 168670.
8. Beginin E. N. et al. Three-Dimensional Magnonics. CRC Press, 2019.

НЕЛИНЕЙНОЕ УРАВНЕНИЕ ШРЕДИНГЕРА, ДОПУСКАЮЩЕЕ ГРАДИЕНТНЫЙ ВЗРЫВ РЕШЕНИЯ, И ДИНАМИКА КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ

В. Ж. Сакбаев

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва

Исследованы особенности динамики квантовых состояний, порождаемой фокусирующим нелинейным уравнением Шредингера. Устанавливаются взаимосвязи между явлениями самофокусировки, неограниченным возрастанием градиента решения и перехода квантового состояния из чистого в смешанное. В связи с этим становится естественной постановка вопроса о динамике, порождаемой уравнением Шредингера с особенностями, в множестве смешанных квантовых состояний.

В работе исследуется регуляризация задачи Коши с особенностями типа разрушения, определяемая с помощью топологических и вероятностных структур на пространстве начально-краевых задач, аппроксимирующую исходную. Показано, что регуляризация исходной задачи, не имеющей решения со значениями в множестве чистых состояний, определяет продолжение решения исходной задачи до траектории в пространстве смешанных состояний.

Показано, что продолжение динамики чистого квантового состояния через момент градиентного взрыва может быть реализовано с помощью частичного следа нелинейной динамики чистого состояния в расширенном гильбертовом пространстве.

План доклада

1. Локальная разрешимость задачи Коши для НУШ с произвольным начальным условием.
2. Условия глобальной продолжимости решения и условия его градиентного взрыва.
3. Гамильтонова система, инвариантные подпространства, законы сохранения.
4. Градиентный взрыв решения. Самофокусировка. Разрушение квантового состояния.
5. Случайные процессы со значениями в множестве векторных состояний и кривые в пространстве смешанных состояний.
6. Продолжение решения через момент градиентного взрыва посредством отображения в множестве квантовых состояний.
7. Продолженное семейство преобразований как частичный след унитарной динамики в расширенном гильбертовом пространстве.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ В МОДЕЛИ ЗЕМНОЙ СИСТЕМЫ ИВМ РАН С ПОМОЩЬЮ СКРЫТЫХ МАРКОВСКИХ МОДЕЛЕЙ

Р. С. Самойлов, Д. Н. Мухин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Циркуляция атмосферы средних широт демонстрирует сложное многомасштабное поведение. В то время как современная метеорология успешно справляется с прогнозированием состояния атмосферы на 1–2 недели, предсказуемость процессов с большими временными масштабами остается крайне низкой. Такие процессы составляют так называемую низкочастотную изменчивость атмосферы. Как эксперименты с моделями атмосферы разного уровня сложности, так и данные наблюдений показывают, что в средних широтах низкочастотная изменчивость характеризуется повторяющимися состояниями, также называемыми режимами погоды, – структурами циркуляции планетарного масштаба, время жизни которых может достигать 3–4 недель. Такие структуры, определяя пути распространения синоптических вихрей, оказывают сильное влияние на погодные условия над обширными территориями. Выявлению и моделированию режимов погоды посвящено большое количество исследований, однако полученные к настоящему времени результаты противоречивы и сильно зависят от методики идентификации режимов.

В докладе предлагается оригинальный метод идентификации и анализа режимов, основанный на понимании режимов как областей замедления фазовых траекторий в фазовом пространстве системы, или окрестностей метастабильных состояний [1]. Суть метода заключается в построении на основе анализа наблюдаемых данных скрытой марковской модели и выделении подмножеств состояний модели, вероятность выхода из которых аномально низкая. В рамках данной модели динамика системы параметризуется марковским процессом, при этом как множество скрытых (неизмеряемых напрямую) состояний системы, так и вероятности переходов между ними априори неизвестны. Вероятностная связь скрытого состояния модели с исходными динамическими переменными задается с помощью нормального распределения с обучаемыми параметрами. Для обучения модели используется алгоритм Баума – Уэлша [2], использующий метод прямого-обратного хода. Этот алгоритм является итерационным, его сходимость к локальному экстремуму функции правдоподобия показана в работе [2]. После обучения модели множество состояний разбивается на сообщества таким образом, чтобы средняя по разбиению вероятность системы остаться в текущем сообществе существенно превышала аналогичную вероятность для случайного процесса, имеющего инвариантное распределение, идентичное распределению наблюдаемого процесса. Для этого матрица переходов разбивается на блоки с использованием специально обобщенного для этой задачи подхода, основанного на спектральном методе разбиения графов [3].

В докладе рассматривается воспроизводимость получаемых предложенным методом режимов циркуляции атмосферы средних и полярных широт Северного полушария моделью Земной системы ИВМ РАН (INMCM) на основе данных исторического и доиндустриального экспериментов. Под воспроизводимостью подразумевается соответствие режимов, идентифицируемых в INMCM, тем режимам, которые удается определить на основе данных реанализа NOAA NCEP/NCAR Reanalysis I [4]. В роли исходных данных используются данные геопотенциальных высот уровня давления равного 500 гПа на равномерной географической сетке с разрешением до 2,5 градусов. Перед тем как использовать данные для обучения модели, из них вычитаются климатологические сезонные средние (годовой цикл) и линейные отклики на внешние воздействия, тем самым осуществляется переход к аномалиям геопотенциальных высот. Затем используется изложенный в [5] подход к эффективному уменьшению размерности данных, который основан на использовании нелинейного метода главных компонент, позволяющего перейти в низкоразмерное пространство, в котором хорошо разделены семейства похожих состояний.

В докладе представлен анализ характеристик режимов циркуляции атмосферы в модели INMCM в сравнении с режимами, найденными по данным реанализа. Анализируется как внутри-, так и межсезонная динамика режимов. Обсуждаются первые результаты исследования роли собственной изменчивости атмосферы средних широт и роли внешних воздействий (климатические процессы в тропиках, глобальное потепление климата, декадные климатические моды) в формировании и эволюции режимов.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 22-12-00388).

1. *Franzke C., Woollings T., Martius O.* Persistent Circulation Regimes and Preferred Regime Transitions in the North Atlantic // *Journal of the Atmospheric sciences*. 2011. Vol. 68. С. 2809–2825.
2. *Baum L. E., Petrie T., Soules G., Weiss N.* A maximization technique occurring in the statistical analysis of probabilistic function of markov chains // *The Annals of Mathematical Statistics*. 1970. Vol. 41, no. 1. P. 164–171.
3. *Newman M. E. J.* Modularity and community structure in networks // *The Annals of Mathematical Statistics*. 2006. Vol. 103, no 23. P. 8577–8582.
4. NCEP-NCAR Reanalysis 1: NOAA Physical Sciences Laboratory NCEP-NCAR Reanalysis 1 [Электронный ресурс] URL: <https://psl.noaa.gov/data/gridded/data.ncep.reanalysis.html> (дата обращения: 09.09.2024)
5. *Mukhin D., Hannachi A., Braun T.* Revealing recurrent regimes of midlatitude atmospheric variability using novel machine learning method // *Chaos*. 2022. Vol. 32, no. 113105. P. 1–17.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ КИНКА В ЦЕПОЧКЕ ЗАДЕМПФИРОВАННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ В ОДНОМЕРНОМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

А. Е. Самойлова¹⁻³, А. В. Штраубе⁴

¹Институт механики сплошных сред РАН, Пермь, Россия

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

³Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия

⁴Свободный университет Берлина, Берлин, Германия

Коллоидные частицы, помещенные в периодический геометрический или энергетический ландшафт, представляют безусловный интерес ввиду того, что подобная система является удачной моделью для изучения таких явлений, как мобильность и трение. Например, при скольжении двух поверхностей относительно друг друга взаимодействие микроскопических неровностей поверхностей определяет макроскопическую кинетику трения. Похожий вопрос возникает в случае скольжения взаимодействующих коллоидных частиц по неоднородному ландшафту. Исследования показывают, что коллективная динамика коллоидных частиц в периодическом потенциале приводит к возникновению локализованных структур в виде топологических солитонов (кинки и антикинки) [1], которые распространяются через всю систему. Данные структуры отражают наличие дефектов решетки, при этом подвижность этих дефектов может быть выше, чем подвижность самих частиц в решетке. Целью нашего исследования является изучение динамики кинка в одномерной цепочке задемпфированных частиц.

В настоящей работе рассматривается цепочка N -частиц конечного размера, помещенных в периодический ландшафт так, что каждая частица располагается в одном из N -локальных минимумов потенциальной энергии. Каждая частица взаимодействует с другими частицами, а также на частицы в цепочке действует постоянная внешняя сила (наклон ландшафта). Такая постановка задачи мотивирована экспериментами по изучению поведения парамагнитных коллоидных частиц, помещенных в энергетический ландшафт, созданный оптическими пинцетами [2, 3], а притягивающее взаимодействие частиц может создаваться внешним магнитным полем. Задемпфированная динамика такой системы коллоидных частиц описывается следующим уравнением в безразмерном виде:

$$\frac{dx_i}{dt} = f - \sin(2\pi x_i) + \sum_{j \neq i} (f_{ij}^{att} + f_{ij}^{rep}), \quad i \in [1, N] \quad (1)$$

где x_i – координата i -й частицы, f – внешняя сила, синус соответствует периодическому ландшафту, а взаимодействие частиц выражается через длиннодействующие притягивающие f_{ij}^{att} и короткодействующие отталкивающие f_{ij}^{rep} силы. В качестве механизма притяжения будем рассматривать силы диполь-дипольного взаимодействия:

$$f_{ij}^{att} = -\frac{\partial U^{dd}}{\partial x_i}, \quad U^{dd} = -\frac{C}{r_{ij}^3}, \quad r_{ij} = |x_i - x_j|. \quad (2)$$

Короткодействующее отталкивание обусловлено учетом конечного размера частиц, которые не могут проникать друг в друга. Для описания такого отталкивания используются известные выражения в виде модификаций потенциала Леннарда – Джонса [3, 4].

В отсутствие взаимодействия между частицами система находится в стационарном состоянии при $f < 1$, в котором частицы располагаются равномерно вдоль ландшафта. При этом каждый минимум потенциала занят отдельной частицей. Такое исходное равновесное состояние является ключевым для нашего исследования. Для возбуждения кинка мы вбрасываем в цепочку «лишнюю» частицу и включаем взаимодействия между частицами, рис. 1, *а*. Наличие дополнительной частицы приводит к ситуации, когда число частиц превосходит число минимумов потенциальной энергии. Таким образом исходное равновесие нарушается и возникает дефект цепочки, который начинает распространяться вдоль цепочки. Наличие внешней силы f нарушает пространственную симметрию ландшафта (наклон потенциала) и, таким образом, задает направление движения кинка. Мы наблюдаем распространение дефекта в виде бегущего кинка, который представляет собой локальное уплотнение и разрежение цепочки наподобие движения гусеницы, см. рис.1, *б*. Наблюдаемое в численном моделировании поведение качественно согласуется с результатами эксперимента [2], рис. 1, *в*. Стоит подчерк-

нуть, что регулярный характер траекторий на рис.1, а обусловлен отсутствием тепловых флуктуаций в численной модели, которые неизбежно присутствуют в эксперименте.

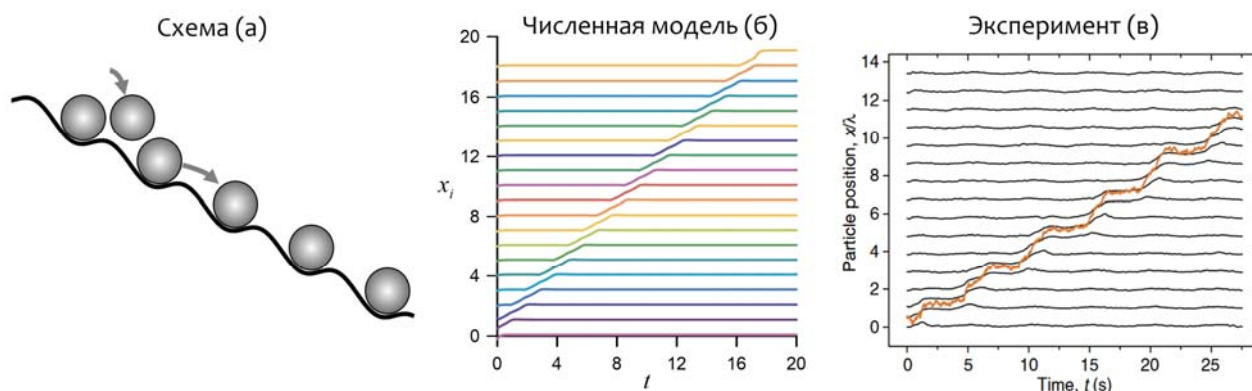


Рис. 1. Схема теоретической модели кинка (а). Бегущий кинк, распространяющийся вдоль цепочки частиц. Зависимость координат частиц в цепочке от времени: численное моделирование (б) и эксперимент [2] (в)

Измерив скорость кинка V_k , мы обнаружили, что она существенно зависит от величины внешней силы и величины силы притягивающих взаимодействий между частицами, $V_k = V_k(f, C)$.

Отметим, что возникновение кинка носит пороговый характер: дефект цепочки остается неподвижным при величине внешней постоянной силы $f < f_c$, а при $f > f_c$ наблюдается бегущий вдоль цепочки кинк. Величина порогового значения f_c зависит от силы межчастичного взаимодействия C . При этом бегущий кинк может возникать и в отсутствие притягивающего взаимодействия, при $C = 0$. Однако при включении притягивающих сил, $C > 0$, величина этих сил не должна быть слишком большой. В ситуации больших значений параметра C частицы в цепочке преодолевают потенциальный барьер ландшафта и формируют кластеры, которые продолжают распространяться вдоль цепочки как целое.

Важно, что величина порога f_c всегда меньше порога для возникновения движения одиночной частицы $f = 1$. Это означает большую мобильность кинка по сравнению с частицами в цепочке, или меньшее трение при равных энергетических затратах.

В заключение конечность порогового значения f_c для возбуждения бегущего кинка имеет предположительно исключительно дискретную природу. Эту гипотезу можно подтвердить, построив описание кинка как дискретного фронта.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ № 23-12-00180.

1. Bohlein T., Mikhael J. & Bechinger C. Observation of kinks and antikinks in colloidal monolayers driven across ordered surfaces // Nat. Mater. 2011. Vol. 11. P. 126–130.
2. Juniper M. P. N., Straube A. V., Besseling R., Aarts D. G. A. L. & Dullens R. P. A. Microscopic dynamics of synchronization in driven colloids // Nat. Commun. 2015. Vol. 6. P. 7187.
3. Cereceda-López E., Ostinato M., Ortiz-Ambriz A., Straube A. V., Palassini M. & Tierno P. Excluded volume induces buckling in optically driven colloidal rings // Phys. Rev. Research. 2024. Vol. 6. P. L012044.
4. Weeks J. D., Chandler D., Andersen H. C. Role of repulsive forces in determining the equilibrium structure of simple liquids // The Journal of chemical physics. 1971. Vol. 54, no. 12. P. 5237–5247.

КРУПНОМАСШТАБНОЕ КОНВЕКТИВНОЕ ТЕЧЕНИЕ В ДОННЫХ ОТЛОЖЕНИЯХ

А. А. Егорова, А. Е. Самойлова

Пермский государственный национальный исследовательский университет
Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

В настоящей работе исследуется крупномасштабное конвективное течение в донных отложениях, которые формируются из осажденных примесей на дне морей и океанов. Интерес в исследовании таких систем связан с проблемами формирования природных депозитов гидрата метана, а также с возможностью захоронения промышленных выбросов углекислого газа [1]. Для прогнозирования содержания метана в различных месторождениях, а также надежности технологии захоронения углекислого газа необходимо знать условия устойчивости газовых гидратов в донных отложениях.

Общей чертой современных исследований по моделированию гидратных депозитов является то, что механические параметры принимаются заданными [2]. Одним из таких параметров является скорость восходящего фильтрационного потока жидкости. Эта скорость, имеющая характерные значения 0,1–0,5 м/тыс. лет, не поддается измерению и при моделировании используется в качестве свободного параметра для «подгонки» результатов численного моделирования к данным натурных наблюдений. Очевидно, что такой подход не является надежным. Мы предлагаем физически обоснованное объяснение: восходящий фильтрационный поток имеет конвективную природу. Однако при рассмотрении реальных геологических систем значения проницаемости пород, из которых состоит дно океана, бывают настолько малыми, что тепловая конвекция при таких условиях не развивается. Для объяснения природы возникновения течения ниже порога конвективной неустойчивости мы рассматриваем возможность появления течения жидкости из-за различных параметрических неоднородностей.

В нашей работе рассматривается два типа неоднородности: крупномасштабной неоднородности геотермического теплопотока и неоднородности рельефа. Данные два типа неоднородностей на первый взгляд кажутся двумя сторонами одного и того же явления. Однако на формирование неоднородностей рельефа дна оказывают влияние процессы, локализованные на верхней границе земной коры: эрозия, осаждение органики, тектонические явления. Неоднородности геотермического градиента в основном вызваны процессами более крупного масштаба и происходящими на большей глубине: неоднородности мантии, неоднородности толщины земной коры. Поэтому две неоднородности являются статистически независимыми, и целесообразно рассматривать их влияние последовательно.

В данной работе донные отложения рассматриваются как двухслойная система: верхний слой – это пористая среда, насыщенная несжимаемой жидкостью, а нижний – это гидроизолирующий твердый массив [3]. Верхняя граница системы считается проницаемой, поскольку в богатых органикой местах донные отложения открыты в океан. Это означает, что горизонтальная компонента градиента давления отсутствует. Температура на этой границе фиксирована. Распределение температуры внутри непроницаемого массива определяется из уравнения теплопроводности, а также из требования постоянства геотермического теплопотока при удалении от границы с насыщенной пористой средой. На границе двух слоев ставится условие непротекания и «сшиваются» температура и тепловой поток.

Для нахождения выражений, которые описывают течение жидкости в верхнем слое, используются стандартные уравнения в приближении Дарси – Буссинеска [4]. Таким образом, гидродинамическая задача имеет следующий вид:

$$\nabla p + U + \text{Rp}T e_z = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial t} + U \cdot \nabla T = \Delta T, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot U = 0; \quad \frac{\partial T_m}{\partial t} = \Delta T_m, \quad (2)$$

$$\tau \cdot \nabla p = 0, \quad T = \bar{T} \quad \text{на } \Gamma_1; \quad U \cdot n = 0; \quad T = T_m, \quad n \cdot \nabla T = n \cdot \nabla T_m \quad \text{на } \Gamma_2, \quad (3)$$

$$z \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial T_m}{\partial z} = 1 + q(x, y). \quad (4)$$

Здесь p , T – безразмерные давление и температура жидкости, U – безразмерная скорость фильтрации, T_m – безразмерная температура непроницаемого массива, Rp – число Рэлея – Дарси, e_z – единичный

вектор, \mathbf{n} и $\boldsymbol{\tau}$ – векторы нормали и касательной к границам Γ_1 и Γ_2 соответственно. Они определяются из следующих выражений:

$$\mathbf{n} = \left(\frac{-\nabla_2 h}{\sqrt{1 + (\nabla_2 h)^2}}, \frac{1}{\sqrt{1 + (\nabla_2 h)^2}} \right), \quad \boldsymbol{\tau} = \left(\frac{1}{\sqrt{1 + (\nabla_2 h)^2}}, \frac{\nabla_2 h}{\sqrt{1 + (\nabla_2 h)^2}} \right),$$

где $\nabla_2 = (\partial / \partial x, \partial / \partial y, 0)$. Неоднородность геотермического потока описывается функцией $q(x, y)$, а неровности морского дна – $h(x, y)$. Верхняя граница обозначена.

Для описания крупномасштабного течения вводятся понятия «растянутых» координат и медленного времени:

$$X = \delta x, \quad Y = \delta y, \quad Z = z, \quad \partial / \partial t = \delta^2 \partial^2 / \partial t_2. \quad (5)$$

Здесь δ – малый параметр, который равен отношению толщины слоя пористой среды, насыщенной жидкостью, к характерному горизонтальному масштабу неоднородности. В этом случае скорость также подвергнется перемасштабированию:

$$U = (\delta u_x, \delta u_y, \delta^2 u_z). \quad (6)$$

Неоднородность геотермического теплопотока

Мы рассматриваем два типа неоднородности по отдельности, поэтому на данном этапе границы предполагаются плоскими, т. е. $\Gamma_1 : Z = 0$, $\Gamma_2 : Z = 1$. Во втором порядке по малому параметру δ определены характеристики крупномасштабного течения. В том числе найдено выражение, которое определяет вертикальную компоненту скорости фильтрационного потока:

$$u_{2z} = \frac{1}{6} Rp (1 - Z^3) \nabla_2^2 q_2(X, Y). \quad (7)$$

Здесь учтено, что неоднородность геотермического теплопотока предполагается малой, $q(X, Y) = \delta^2 q_2(X, Y)$.

Неоднородность рельефа

Для второго типа неоднородности предполагается, что границы искривлены, т. е. $\Gamma_1 : Z = h(X, Y)$, $\Gamma_2 : Z = 1 + h(X, Y)$. Решение удается найти в главном порядке по малому параметру δ . Скорость восходящего фильтрационного потока определяется следующим образом:

$$u_{0z} = Rp \frac{Z^2}{2} \nabla_2^2 h + Z \nabla_2^2 \pi_0 + \tilde{W}_0(X, Y), \quad (8)$$

где неизвестные π_0 и \tilde{W}_0 определяются как

$$\nabla_2^2 \pi_0 = -\frac{Rp}{2} \nabla_2 \cdot [(1 + 2h) \nabla_2 h], \quad \tilde{W}_0(X, Y) = Rp \frac{1 - h^2}{2} \nabla_2^2 h - \nabla_2 h \cdot \nabla_2 \pi_0. \quad (10)$$

Таким образом, выяснено, что неоднородности геотермического теплопотока и рельефа действительно приводят к развитию течения жидкости в донных отложениях даже в области параметров ниже порога конвективной неустойчивости.

Работа выполнена в рамках бюджетной темы № 124021600038-9.

1. *Голдобин Д. С., Барях А. А.* Подземная утилизация углерода как элемент декарбонизации деятельности человека // Вестник Пермского федерального исследовательского центра. 2023. № 4. С. 6–13.
2. *Davie M. K., Buffett B. A.* A numerical model for the formation of gas hydrate below the seafloor // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. 2001. Vol. 106, no. B1. P. 497–514.
3. *Самойлова А. Е., Егорова А. А.* Тепловая конвекция в слое пористой среды между водным телом и непроницаемым массивом // Пермские гидродинамические научные чтения: материалы IX Всероссийской конференции. Пермь, 2023. С. 367–370.
4. *Nield D. A., Bejan A.* Convection in porous media. NY: Springer New York, 2013. P. 778.

ОБРАЗОВАНИЕ И МАГНИТНЫЙ САМОЗАХВАТ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРА СО СТРУКТУРИРОВАННОЙ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ МИШЕНЬЮ

А. С. Самсонов^{1,2}, А. М. Пухов²

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

²Institut für Theoretische Physik I, Heinrich Heine-Universität Düsseldorf, Düsseldorf, Germany

Электрон-позитронная плазма встречается вблизи наиболее экзотических объектов в нашей Вселенной, таких как черные дыры, нейтронные звезды и квазары. Эти астрофизические объекты чрезвычайно далеки и не могут быть исследованы напрямую, поэтому наши знания о ключевых физических процессах, происходящих в них, являются весьма ограниченными. Дальнейшее расширение и проверка нашего понимания этих процессов требует воспроизведения аналогичных условий в контролируемой лабораторной среде. В настоящее время для создания экспериментальных установок, способных воспроизводить такие экстремальные условия, прилагаются значительные усилия. Наиболее распространенный метод лабораторного получения электрон-позитронных пар заключается в пропускании высокоэнергетического электронного пучка из классического ускорителя через толстый слой вещества с высоким зарядовым числом. При этом электроны либо производят высокоэнергетические фотоны путем тормозного излучения, которые в свою очередь распадаются на электрон-позитронные пары в процессе Бете – Гайтлера, либо производят электрон-позитронные пары напрямую в так называемом трайидент-процессе [1]. Несмотря на относительную простоту реализации данного метода, многочисленные попытки его практической реализации показали невозможность получения электрон-позитронного пучка с плотностью, достаточной для проявления плазменных эффектов, за исключением лишь до сих пор единственного эксперимента, недавно проведенного в ЦЕРНе в несколько модифицированной конфигурации [2].

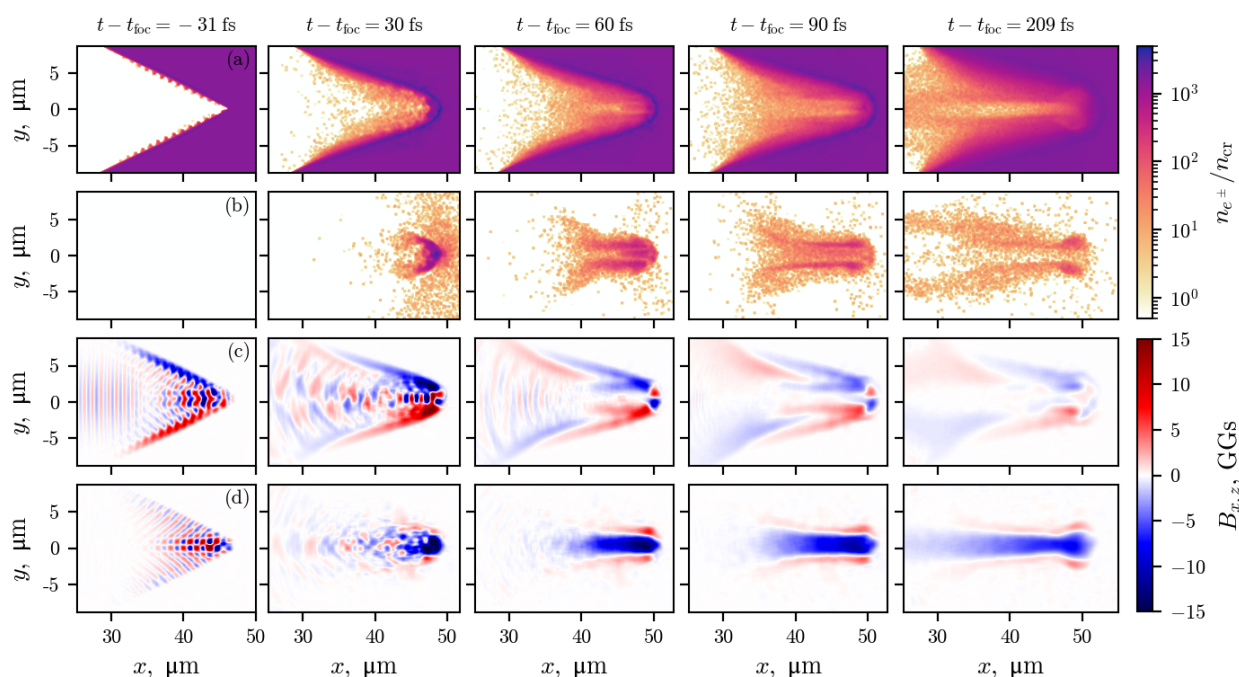


Рис. 1. Эволюция распределения плотности электронов (a), позитронов (b) и x- (c) и z- (d) компонент усредненного магнитного поля в численном моделировании взаимодействия лазерного излучения с пиковой интенсивностью $1,65 \times 10^{24}$ Вт/см² и длительностью 45,5 фс с мишенью с плотностью 2×10^{24} см⁻³

Многообещающую альтернативу предлагают лазерные системы нового поколения, такие как ELI [3], XCELS [4], SEL [5]. Ожидается, что в ближайшем будущем на таких установках будет возможна генерация лазерного излучения в оптическом диапазоне ($\lambda \approx 1$ мкм) длительностью порядка

десяти фемтосекунд и мощностью в десятки и даже сотни петаватт, которое при фокусировке может достигать экстремальных интенсивностей, превышающих 10^{24} Вт/см². Один из путей получения электрон-позитронной плазмы с помощью таких лазерных импульсов связан с проявлением нелинейных квантово-электродинамических (КЭД) эффектов при взаимодействии сильных лазерных полей с быстрыми частицами [6]. Один из этих эффектов заключается в смещении максимума спектра синхротронного излучения электронов в сторону высоких энергий, что приводит к излучению электронами крайне жестких фотонов. Второй эффект заключается в распаде этих фотонов на электрон-позитронные пары в результате нелинейного процесса Брейта – Уиллера. Последовательное излучение жестких фотонов электронами и позитронами и распад первых на новые пары может привести к лавинообразному росту общего числа частиц – КЭД-каскаду – и образованию плотной плазмы.

В данной работе предлагается новая оптическая схема для создания плотной релятивистской замкнутой электрон-позитронной плазмы. Данная схема заключается во взаимодействии экстремально интенсивного циркулярно поляризованного лазерного импульса с твердотельной мишенью с конической полостью. С помощью полномасштабного трехмерного PIC-моделирования с учетом КЭД процессов демонстрируется, что такое взаимодействие приводит, во-первых, к генерации квазистатического аксиального магнитного поля с амплитудой в десятки гигагауссов из-за обратного эффекта Фарадея [7, 8], и, во-вторых, к образованию до 10^{13} электрон-позитронных пар с плотностью, в пике превышающей 10^{24} см⁻³. Образующаяся плазма оказывается захваченной магнитным полем и остается пространственно ограниченной на временном масштабе в сотни фемтосекунд. Ключевой особенностью предложенной схемы является то, что она позволяет одновременно решить три важные проблемы создания лабораторной парной плазмы. Для решения первой задачи – создания высокоэнергетических затравочных частиц – используется мишень с конической полостью, что обеспечивает падение лазерного импульса на поверхность мишени под скользящим углом и эффективное ускорение электронов вдоль этой поверхности [9]. Вторая задача – «конвертация» затравочных частиц в плотную электрон-позитронную плазму – решается с помощью формирования при отражении лазерного импульса электромагнитной структуры, близкой к стоячей волне, которая является оптимальной для инициации КЭД-каскада ускоренными электронами [10]. Наконец, удержание созданной плазмы в течение длительного времени обеспечивается использованием лазерного излучения с циркулярной поляризацией, что приводит к генерации квазистатического магнитного поля из-за обратного эффекта Фарадея. Таким образом, предложенная схема может рассматриваться в качестве универсального инструмента для исследования свойств электрон-позитронной плазмы в широком диапазоне параметров, в том числе релевантном для лабораторного моделирования экзотических астрофизических сред.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-12-00077.

1. *Tsai Y.-S.* Pair production and bremsstrahlung of charged leptons // *Rev. Mod. Phys.* 1974. Vol. 46, no 4. P. 815–851.
2. *Arrowsmith, C. D.* Laboratory realization of relativistic pair-plasma beams / C. D. Arrowsmith, P. Simon, P. J. Bilbao, A. F. A. Bott, S. Burger и др. // *Nat Commun.* 2024. Vol. 15, no. 1. P. 5029.
3. The Extreme Light Infrastructure (ELI) [Электронный ресурс] // URL: <http://www.eli-laser.eu> (дата обращения: 03.09.2024).
4. *Khazanov, E.* Exawatt center for extreme light studies (XCELS) / E. Khazanov, A. Shaykin, I. Kostyukov, V. Ginzburg, I. Mukhin и др. // *High Power Laser Science and Engineering.* 2023. P. 1–77.
5. *Wu, F.* Dispersion management for a 100 PW level laser using a mismatched-grating compressor / F. Wu, J. Hu, X. Liu, Z. Zhang, P. Bai и др. // *High Power Laser Science and Engineering.* 2022. Vol. 10. P. E38.
6. *Байер, В. Н.* Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах / В. Н. Байер, В. М. Катков, В. М. Страховенко. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1989. 400 с.
7. *Путаевский, Л. П.* Электрические силы в прозрачной среде с дисперсией // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 39, вып. 5. С. 1450–1458.
8. *Shvets, G.* Magnetic field generation through angular momentum exchange between circularly polarized radiation and charged particles / G. Shvets, N. J. Fisch, J.-M. Rax. // *Phys. Rev. E.* 2002. Vol. 65, no. 4. P. 046403.
9. *Serebryakov, D. A.* Near-surface electron acceleration during intense laser–solid interaction in the grazing incidence regime / D. A. Serebryakov, E. N. Nerush, I. Yu. Kostyukov // *Physics of Plasmas.* 2017. Vol. 24, no. 12. P. 123115.
10. *Vranic, M.* Electron-positron cascades in multiple-laser optical traps / M. Vranic, T. Grismayer, R. F. Fonseca, L. O. Silva // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2017. Vol. 59, no. 1. P. 014040.

МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ СВЯЗАННОСТИ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ДАННЫХ МОЗГОВОЙ АКТИВНОСТИ

И. М. Саранская¹, М. Э. Руиз²

¹Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

²Голдсмитс-колледж, Лондон, Великобритания

Одна из центральных задач современной нейронауки – выявление фундаментальных принципов работы мозга человека, проявляющихся в активации различных областей мозга во время выполнения когнитивных задач. В зависимости от состояния мозга и типа когнитивной задачи, в результате взаимодействия нейронных ансамблей возникают паттерны активности, которые могут быть зафиксированы посредством различных методов нейровизуализации, например, с помощью магнитоэнцефалографии (МЭГ) и электроэнцефалографии (ЭЭГ). Отличительной чертой этих методов является их высокая временная разрешающая способность, что критически важно для анализа динамических изменений нейронной активности. При обработке таких данных особое внимание уделяется изучению функциональной связанности, которая отражает статистические зависимости между паттернами активности различных регионов мозга.

Основной проблемой, связанной с использованием МЭГ и ЭЭГ, является «пространственная утечка сигнала», вызванная свойствами объемной проводимости – явления, при котором сигналы, регистрируемые сенсорами, являются результатом суперпозиции нескольких сигналов различных источников [1]. Это приводит к тому, что регистрируемая активность, как правило, не соответствует активности определенных нейронных популяций, анатомически находящихся строго под сенсорами. Для решения этой проблемы применяется метод решения обратной задачи, который заключается в реконструкции источников активности мозга на основе данных сенсоров ЭЭГ/МЭГ и снимков МРТ. На основе полученных сигналов виртуальных электродов – источников, локализованных в ходе решения обратной задачи, экспериментальные данные можно представить в виде графа, где вершины – виртуальные электроды, а вес ребра между ними отражает значение метрики связанности двух временных рядов.

Функциональная связанность представляет собой оценку потока информации внутри сетей мозга, который может динамически координироваться изменениями силы и частоты осцилляторной активности [2]. Эти осцилляторные взаимодействия могут измеряться с помощью целого ряда метрик связанности. В качестве примера можно привести когерентность и метрики на ее основе, причинность по Грейнджеру и некоторые другие [3, 4]. Часть этих метрик является ненаправленными, они не выявляют направление связи взаимодействия (принцип причинности), другие же – направленными, то есть стремятся определить, какой из двух сигналов является источником, а какой – приемником.

Когерентность – ненаправленная метрика связанности, которая оценивает степень синхронности между двумя временными рядами в частотной области. Она позволяет выявить, насколько согласованными являются два сигнала на определенной частоте. В области анализа функциональной связанности, согласно [5], *когерентностью*, в одном случае, называют комплексную метрику, которая является нормализованным кросс-спектром двух сигналов [6]:

$$C_{ij}(f) = \frac{S_{ij}(f)}{\sqrt{S_{ii}(f)S_{jj}(f)}}$$

где $S_{ij}(f)$ – кросс-спектр двух сигналов x_i и x_j в частотном диапазоне f , $S_{ii}(f)$ и $S_{jj}(f)$ – спектральная плотность мощности сигналов x_i и x_j соответственно, в частотном диапазоне f . Кросс-спектр характеризует взаимодействие двух сигналов на заданной частоте и может быть определен как

$$S_{ij}(f) = \langle X_i(f)X_j^*(f) \rangle,$$

где $X_i(f)$ и $X_j(f)$ – преобразования Фурье-сигналов x_i и x_j , $X_j^*(f)$ – комплексно-сопряженное значение $X_j(f)$. В таком случае *комплексная когерентность* учитывает различные зависимости между сигналами, беря во внимание взаимоотношения их фаз и амплитуд. В ином случае используют *абсолютную величину когерентности*, только ее реальную часть, для описания силы линейных взаимоотношений между двумя сигналами в частотном диапазоне.

Индекс фазового наклона – это направленная метрика, которая основана на идее о задержке между источником и приемником: когда волны распространяются с сопоставимыми скоростями, раз-

ность фаз увеличивается с частотой, что приводит к ожидаемому положительному наклону в фазовом спектре [7]. Данная метрика основана на мнимой части когерентности, которая используется для нивелирования эффектов объемной проводимости с помощью игнорирования взаимодействий с нулевой задержкой. Такие взаимодействия не являются порождением истинной активности мозга, а лишь артефактами электромагнитной записи [6]. Метрика варьируется от отрицательных до положительных значений, где знак и величина указывают на направление взаимодействия и его силу.

Другой метрикой, основанной на идее о временной задержке между источником и приемником, является *причинность по Грейнджеру* [8]. Метрика основана на авторегрессионном моделировании временных рядов и оценивает, может ли временной ряд $x(t)$ предсказать другой временной ряд $y(t)$ с учетом прошлых значений обоих рядов:

$$y(t) = \sum_{i=1}^p A_i x(t-i) + \sum_{i=1}^p B_i y(t-i) + \epsilon(t),$$

где A_i и B_i – параметры авторегрессионной модели, p – порядок модели, количество предыдущих значений, $\epsilon(t)$ – ошибки модели. Также может использоваться «обратная» *причинность по Грейнджеру*, в которой, помимо классической версии, функциональная связанность оценивается и на «перевернутом» временном ряду [4]. Это позволяет нивелировать эффект объемной проводимости, так как, если при сравнении значений классической *причинности по Грейнджеру* и значений ее «обратной» версии функциональная связанность не меняется, то обнаруженная функциональная связанность является артефактом, а не истинной нейронной активностью. В ходе анализа связанности важным шагом является именно выбор подходящих метрик связанности – в частотной или временной области, с использованием линейных или нелинейных подходов – для объективной оценки динамической взаимодействия.

В рамках данной работы мы рассматриваем эффективность определения функциональной связанности, рассчитанной с помощью различных метрик для данных, полученных в результате эксперимента, в котором две группы людей с высоким и низким уровнем тревожности выполняли задачу с вероятностным вознаграждением. В частности, им предлагалось предугадать, какой из двух стимулов на экране выигранный. При этом вероятности исхода стимулов изменялись четыре раза в каждом блоке отдельно для каждого участника. Отметим, что анализ данных будет сосредоточен на областях мозга, пересекающихся с цепями тревожности и принятия решений в условиях неопределенности, которые включают области поясной коры, области орбитофронтальной коры и верхнюю лобную извилину.

1. *Schoffelen J.-M.* Source connectivity analysis with MEG and EEG / J.-M. Schoffelen, J. Gross // *Human Brain Mapping*. 2009. Vol. 30, no. 6. P. 1857–1865.
2. *Bastos A. M.* A Tutorial Review of Functional Connectivity Analysis Methods and Their Interpretational Pitfalls / A. M. Bastos, J.-M. Schoffelen. Text: electronic // *Frontiers in Systems Neuroscience*. 2016. Vol. 9. URL: <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fnsys.2015.00175> (date accessed: 13.05.2024).
3. A critical assessment of connectivity measures for EEG data: A simulation study / S. Haufe, V. V. Nikulin, K.-R. Müller, G. Nolte // *NeuroImage*. 2013. Vol. 64. A critical assessment of connectivity measures for EEG data. P. 120–133.
4. Identifying good practices for detecting inter-regional linear functional connectivity from EEG / F. Pellegrini, A. Delorme, V. Nikulin, S. Haufe // *NeuroImage*. 2023. Vol. 277. P. 120218.
5. EEG coherency. I: Statistics, reference electrode, volume conduction, Laplacians, cortical imaging, and interpretation at multiple scales / P. L. Nunez, R. Srinivasan, A. F. Westdorp et al. // *Electroencephalography and Clinical Neurophysiology. EEG coherency. I*. 1997. Vol. 103, no. 5. P. 499–515.
6. Identifying true brain interaction from EEG data using the imaginary part of coherency / G. Nolte, O. Bai, L. Wheaton et al. // *Clinical Neurophysiology*. 2004. Vol. 115, no. 10. P. 2292–2307.
7. Robustly estimating the flow direction of information in complex physical systems / G. Nolte, A. Ziehe, V. V. Nikulin et al. // *Physical Review Letters*. 2008. Vol. 100, no. 23. P. 234101.
8. *Granger C. W. J.* Investigating Causal Relations by Econometric Models and Cross-spectral Methods / C. W. J. Granger // *Econometrica*. 1969. Vol. 37, no. 3. P. 424–438.

ДИНАМИКА СЕЗОННОЙ ВАРИАЦИИ ГЛОБАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ В МОДЕЛИ ЗЕМНОЙ СИСТЕМЫ

Ф. Г. Сарафанов, Н. Н. Слюняев, Н. В. Ильин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Глобальная электрическая цепь (ГЭЦ) – один из самых крупных объектов, исследуемых в рамках геофизической электродинамики. ГЭЦ постоянного тока порождается квазистационарными распределенными вертикальными токами, замыкаемыми преимущественно на поверхности Земли и в нижних слоях ионосферы; под ГЭЦ переменного тока же принято понимать нестационарные явления, связанные с быстрыми электрическими процессами, – в том числе, распространение излучения молний и формирование резонансной картины на планетарном масштабе [1].

Одним из вопросов, непосредственно возникающих при исследовании связей между Земной системой и ГЭЦ постоянного тока, является то, как ГЭЦ будет функционировать в обозримом будущем. Подобные задачи часто ставятся в контексте грядущей климатической изменчивости, обусловленной парниковым эффектом. В частности, одна из таких задач: увеличится или уменьшится количество молниевых разрядов через несколько веков [2]. Однако последний вопрос, хотя имеет большую прикладную значимость, относится более к параметризации частоты молниевых вспышек, которая играет основную роль в формировании ГЭЦ переменного тока.

Естественным решением подобных задач является использование для расчетов ГЭЦ продуктов погодно-климатических моделей, позволяющих рассчитать динамику атмосферы и океана Земли на десятки и сотни лет вперед. Несмотря на недостатки такого подхода, связанного с неполным соответствием численных моделей Земной системе, он позволяет понять механизмы, формирующие отклик ГЭЦ на климатическое воздействие. Ранее в рамках данного подхода на базе модели прогноза погоды WRF был получен ряд ключевых результатов на более коротких временных периодах [3–5].

В настоящее время численная модель ГЭЦ постоянного тока, впервые представленная в [3], адаптирована для использования в INMCM6 – климатической модели ИВМ РАН версии 6. Для этого разработано несколько блоков, включаемых в медленный цикл расчетов ядра INMCM6: блок параметризации источников ГЭЦ постоянного тока на базе крупномасштабных переменных – температуры, доступной конвекции потенциальной энергии, осадков, влагосодержания облаков, покрытия облаков и некоторых других; блок параметризации проводимости, учитывающий влияние динамики аэрозолей; блок расчета ионосферного потенциала. На рис. 1 представлено сравнение результатов расчета ионосферного потенциала в модели INMCM6 за 10 лет с натурными наблюдениями квазистатического электрического поля на станции Восток [5].

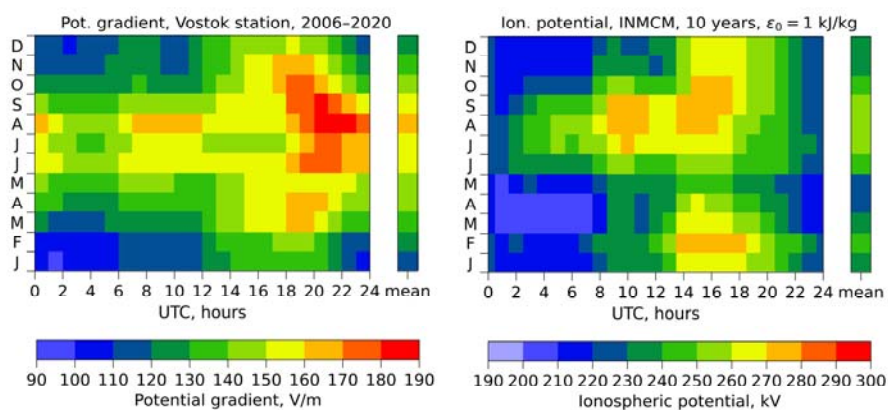


Рис. 1. Суточно-сезонная диаграмма параметров ГЭЦ постоянного тока по результатам измерений (левая панель) и по результатам моделирования (правая панель)

При условии малой систематической ошибки измерений (связанной с приземной вариабельностью проводимости), которое хорошо выполняется на антарктическом плато, поле можно считать пропорциональным ионосферному потенциалу. Из рисунка видно, что качественная картина положе-

ния максимумов на суточно-сезонной диаграмме (хотя положение максимумов и расходится) близко: на суточном масштабе максимум наблюдается в 14–22 часа ВСВ, на сезонном – в летнее время.

Сезонная вариация является одним из наиболее сложных для воспроизведения в модели паттернов ГЭЦ постоянного тока. Это связано с тем, что наибольший вклад источников в Земной системе реализуется в тропических областях; при этом сезонные циклы инсоляции в тропических широтных поясах к югу от экватора и к северу от экватора противоположны по фазе. Сложение двух противоположных трендов приводит к тонкому суммарному эффекту. В частности, это позволяет считать сезонную вариацию модельных параметров ГЭЦ одним из параметров, позволяющим протестировать совмещение модели ГЭЦ и погодно-климатической модели Земной системы.

Следующим шагом данного исследования является изучение сезонной вариации на многолетнем моделировании (с настоящего времени по 2100 г.) при разных сценариях глобального потепления. Можно ожидать, что из-за сильной вариабельности в будущем сезонная вариация может инвертироваться или иметь сильно сдвинутые во времени максимумы ионосферного потенциала.

1. *Williams E.* Recent progress on the global electrical circuit / Williams E., Mareev E. A. // *Atmospheric Research*. 2014. V. 135. P. 208–227.
2. *Price C.* Possible implications of global climate change on global lightning distributions and frequencies / Price C., Rind D. // *Journal of Geophysical Research*. 1994. V. 99. P. 10823–10831.
3. *Ilin N. V.* Toward a realistic representation of global electric circuit generators in models of atmospheric dynamics / Ilin N. V., Slyunyaev N. N., Mareev E. A. // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 2020. V. 125. P. e2019JD032130.
4. *Slyunyaev N. N.* Modeling Contributions of Continents and Oceans to the Diurnal Variation of the Global Electric Circuit / Slyunyaev N. N., Ilin N. V., Mareev E. A. // *Geophysical Research Letters*. 2019. Vol. 46, no. 10. P. 5516–5525.
5. *Slyunyaev N. N.* Electric Field Measurements in the Antarctic Reveal Patterns Related to the El-Niño – Southern Oscillation / Slyunyaev N. N., Frank-Kamenetsky A. V., Ilin N. V., Sarafanov F. G., Shatalina M. V., Mareev E. A., Price C. G. // *Geophysical Research Letters*. 2021. Vol. 48, no. 21. P. e2021GL095389.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Р. Сафин

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва

Антиферромагнитные спинтронные осцилляторы (АСО) являются перспективными генераторами терагерцового излучения, работающими при комнатных температурах и перестраиваемыми постоянным электрическим током [1–3]. В настоящее время в спинтронике активно исследуются антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом, обусловленным сильным взаимодействием Дзялошинского – Мория (например, гематит и борат железа).

Данная работа посвящена исследованию нелинейной динамики модели АСО со слабым ферромагнетизмом (на примере гематита) во внешнем магнитном поле.

Качественными методами теории колебаний проведен анализ нелинейной динамики модели антиферромагнитного осциллятора со слабым ферромагнетизмом в магнитном поле (см. модель в работе [1]), лежащем в легкой плоскости. Показано, что возникновение автоколебаний в осцилляторе сопровождается возникновением гомоклинической траектории, образованной слиянием сепаратрис седла. Наличие внешнего постоянного магнитного поля приводит к снятию вырождения с резонансных частот АСО со слабым ферромагнетизмом в докритической области и наличию двух устойчивых состояний равновесия и скачкам режима, а автоколебательный режим характеризуется двухмодовой генерацией (рис. 1, а). Количественно найдены условия безгистерезисной одномодовой генерации автоколебаний при варьировании величины внешнего магнитного поля (рис. 1, б).

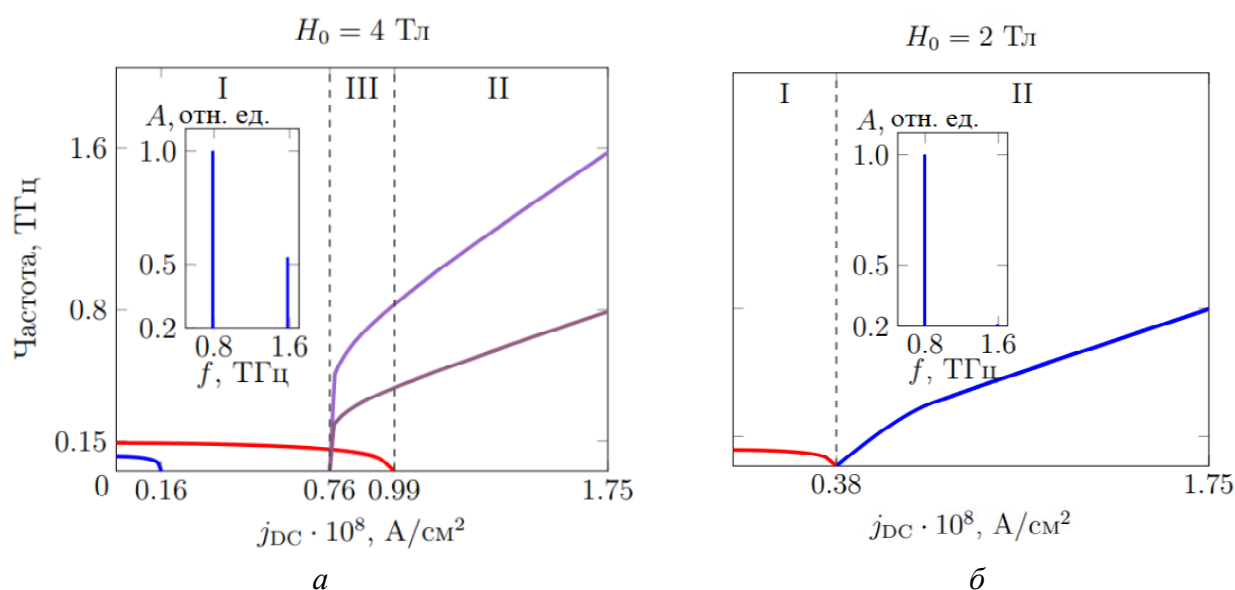


Рис. 1. Зависимость частоты колебаний антиферромагнитного осциллятора от плотности тока в случае слабого ферромагнетика типа «легкая плоскость» – гематита и фурье-спектр колебаний при $j_{DC} = 1,75 \cdot 10^8 A/cm^2$ (а) в двухмодовом $H_0 = 4$ Тл и в одномодовом $H_0 = 2$ Тл (б) режимах

Отметим, что поскольку докритическая область в данном случае характеризуется наличием двух режимов, связанных с наличием двух устойчивых точек равновесия, то исчезновение одной точки равновесия в результате слияния фокуса и седла при увеличении тока приведет систему скачком к другой устойчивой точке. На рис. 2 показана зависимость критических токов возникновения автоколебаний j_{osc} , а также токов срыва затухающих колебаний двух мод j_{th1} и j_{th2} от величины внешнего постоянного магнитного поля H_0 . Таким образом, наличие внешнего постоянного магнитного поля приводит к снятию вырождения с резонансных частот в докритической области и наличию двух устойчивых состояний равновесия и скачков режима, а автоколебательный режим характеризуется двухмодовой генерацией. Увеличение напряженности внешнего магнитного поля приводит к увеличению критических токов и тока старта автоколебаний.

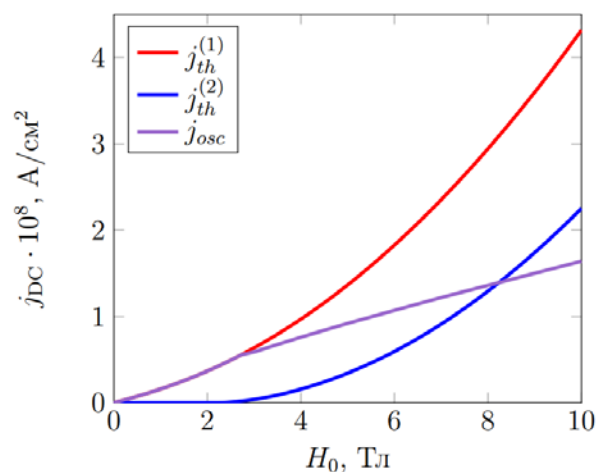


Рис. 2. Зависимость критических токов АСО от величины постоянного магнитного поля

Таким образом, для уменьшения возможности скачков между двумя устойчивыми состояниями равновесия в докритической области необходимо увеличивать щель между резонансными частотами, увеличивая внешнее магнитное поле или выбирая материал с большей константой Дзялошинского – Мория.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

1. *Mitrofanova A., Safin A., Nikitov S.* Nonlinear dynamics of a spin-Hall nano-oscillator based on the canted antiferromagnet. *Chaos*. 2023. Vol. 33, P. 113135.
2. *Mitrofanova A., Vanin K., Volkov D., Safin A., Kravchenko O., Ryu H.-G., Nikitov S.* Spectral analysis of subterahertz oscillations based on an antiferromagnet/non-magnetic metal heterostructure // *IEEE Transactions on Nanotechnology*. 2023. Vol. 23. P. 1–9.
3. *Consolo G., Valenti G., Safin A., Nikitov S., Tyberkevich V., Slavin A.* Theory of the electric field controlled antiferromagnetic spin Hall oscillator and detector. *Physical Review B*. 2021. Vol. 103, P. 134431.

АНАЛИЗ ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ХЕМОМЕХАНИЧЕСКИХ АВТОКОЛЕБАНИЙ ПОЛИМЕРНЫХ ГЕЛЕЙ

Д. А. Сафонов¹, И. Л. Мальфанов¹, А. В. Сычев², Е. Б. Постников², А. И. Лаврова¹

¹Центр нелинейной химии БФУ им. И. Канта, Калининград

²Научно-исследовательский центр физики конденсированного состояния КГУ, Курск

Полимерными гелями называют сетчатые сшитые полимеры, существенно набухающие при погружении в растворитель. Особый интерес представляют слабо сшитые гели, способные изменять объем под влиянием автоколебательных химических реакций. Такие хемомеханические гели потенциально могут использоваться как основа биомиметических актуаторов, микронасосов и двигателей для мягких роботов, ультрафильтрационных мембран, подвижных узлов микрогидродинамических систем и т. п. [1]

Первые хемомеханические гели демонстрировали очень незначительную амплитуду объемных колебаний, и увеличение этого показателя явилось одной из центральных задач для исследователей. Сложность ее, среди прочего, состоит в том, что лежащие в основе хемомеханических автоколебаний процессы до сих пор остаются не вполне ясны. Недавно было высказано предположение, что эффективность объемных колебаний может быть связана со скоростью «механического» ответа геля на химические превращения [2], однако до сих пор детального изучения фазового соответствия между этими двумя колебательными процессами проведено не было.

Для проверки этой гипотезы, а также определения влияния концентрации сшитого с полимерной матрицей катализатора на эффективность колебаний, были выбраны два хемомеханических геля, синтезированных в нашей лаборатории [3, 4]. Эти гели демонстрируют заметное изменение цвета в зависимости от степени окисления катализатора, что позволяет отслеживать цикл реакции Белоусова-Жаботинского (БЖ) оптическими методами. Первый гель содержит новую форму рутениевого катализатора и демонстрирует достаточно высокую амплитуду изменения объема. Второй гель содержит катализатор на основе комплекса железа – более доступной альтернативы рутению.

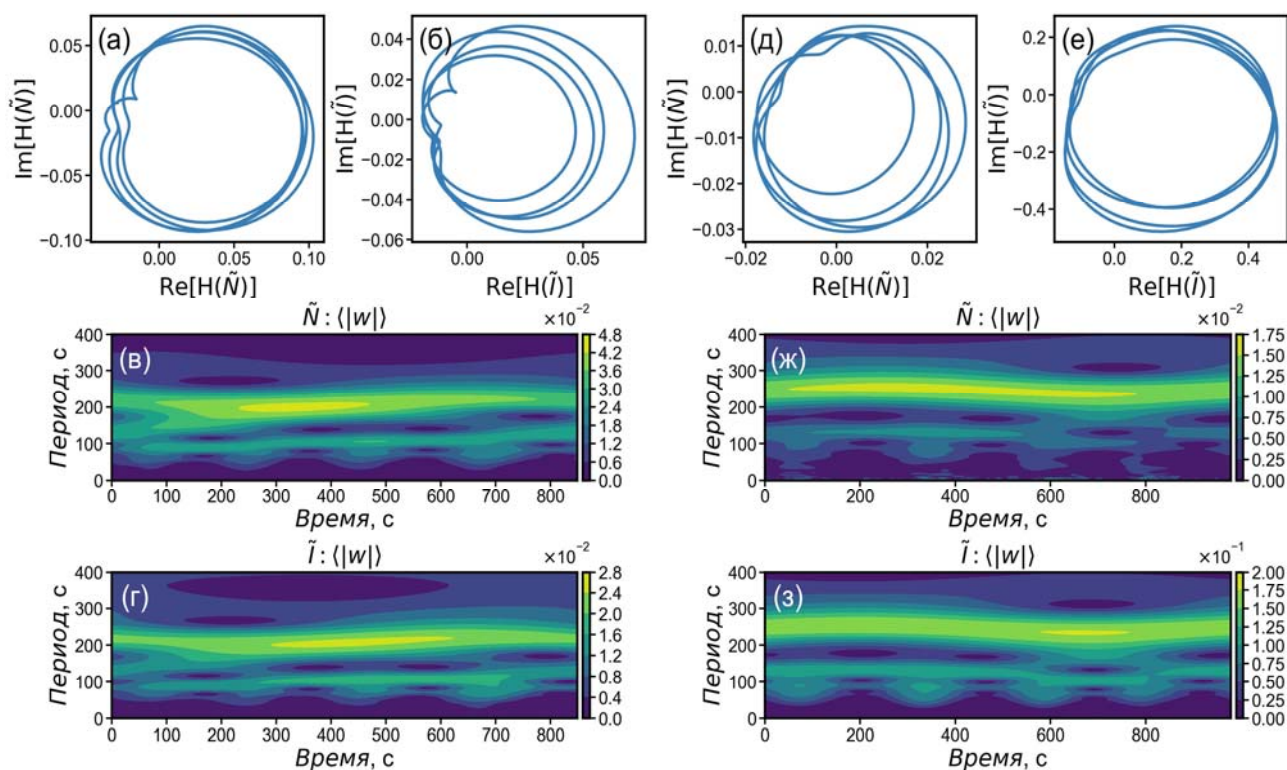


Рис. 1. Типичные фазовые диаграммы (преобразование Гильберта) и вейвлет-спектрограммы хемомеханических колебаний гелей на основе комплексов рутения (а–з) и железа (д–з). Фазовые диаграммы (а, д) и теплокарты (е, ж) отражают эволюцию количества пикселей N в области кадра, занимаемой гелевым образцом, а диаграммы (б, е) и (з, з), соответственно, – их среднего значения I

Для анализа фиксируемой на видео динамики хемомеханических колебаний нами был разработан алгоритм на языке Python, определяющий размер и яркость области кадра, занимаемой гелевым образцом [5]. Чтобы выделить фазовые характеристики колебаний, мы использовали преобразование Гильберта (рис. 1, *a*, *b* и *d*, *e*) и вейвлет-преобразование Морле (там же, *в*, *з* и *ж*, *з*). Последнее определяется формулой

$$w(a, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) e^{-\omega_0 \frac{(t-\tau)^2}{2a^2}} \frac{d\tau}{\sqrt{2\pi a^2}}, \quad (1)$$

где центральная частота $\omega_0 = 2\pi$. Данный тип вейвлет-преобразования обладает спектральными свойствами, аналогичными преобразованию Фурье, но благодаря наличию скользящей функции Гаусса в (1) позволяет отслеживать спектр локализовано, в окрестности каждого момента времени t .

Было показано, что во всех случаях объемные колебания и изменение яркости образцов гелей хорошо коррелированы. Наблюдается также регулярное запаздывание «механических» колебаний относительно «химических», в том числе и по первым трем гармоникам, что говорит о хорошей согласованности между нелинейными особенностями процессов (табл. 1).

Таблица 1

Образец	$\chi_{\text{кат}}$, %	ΔN , %	T , с	$\Delta\phi$, с	$\Delta\phi_{1\text{г}}$, с	$\Delta\phi_{2\text{г}}$, с	$\Delta\phi_{3\text{г}}$, с
Ru ₁	1,1	13	212	7	8	4	1
Ru ₂	1,1	10	112	3	2	–	–
Ru ₃	0,7	6	63	33	21	–	–
Fe ₁	0,7	6	223	23	40	29	22
Fe ₂	0,7	10	275	11	26	–	–
Fe ₃	0,7	11	283	17	39	–	–

Обозначения: $\chi_{\text{кат}}$ – мольная доля встроенного катализатора; ΔN – амплитуда изменения размера; T и $\Delta\phi$ – общий период колебаний и фазовый сдвиг (преобразование Гильберта); $\Delta\phi_{n\text{г}}$ – фазовый сдвиг по n -й гармонике (вейвлет-преобразование Морле). Для единообразия и простоты все значения округлены до ближайшего целого.

Для гелей на основе комплекса рутения обнаружена прямая зависимость между концентрацией встраиваемого катализатора $\chi_{\text{кат}}$ и амплитудой объемных колебаний ΔN , причем величина фазового сдвига $\Delta\phi$, напротив, сокращается. Так, полуторакратное увеличение концентрации катализатора в геле приводит к почти десятикратному уменьшению относительного фазового сдвига $\Delta\phi/T$ и, как следствие, к двукратному увеличению амплитуды механических колебаний (см. выделенные жирным значения в табл. 1). В этом случае относительный фазовый сдвиг $\Delta\phi/T$ выступает как мера скорости набухания геля в ответ на окисление катализатора, встроенного в полимерную матрицу. Данный результат подтверждает выдвинутую прежде гипотезу.

В гелях на основе комплекса железа столь же явную зависимость выявить не удалось. Нерегулярность их поведения объясняется тем, что даже при одинаковом составе используемых для синтеза реагентов окончательная микроструктура гелей существенно различается. Этот факт был доказан с помощью применения методов сканирующей электронной микроскопии (СЭМ).

Полученные результаты проясняют взаимосвязь между эффективностью механических сокращений гелей и концентрацией встроенного катализатора, что поможет в прогнозировании свойств хемомеханических гелей на этапе их проектирования.

- Emerging applications of stimuli-responsive polymer materials / M. A. C. Stuart, W. T. S. Huck, J. Genzer et al. // Nature Materials. 2010. Vol. 9, no. 2. P. 101–113.
- Delayed mechanical response to chemical kinetics in self-oscillating hydrogels driven by the Belousov – Zhabotinsky Reaction / T. Geher-Herczegh, Z. Wang, T. Masuda et al. // Macromolecules. 2021. Vol. 54, no. 13. P. 6430–6439.
- Mallphanov I. L. Self-oscillating gels based on novel catalyst for the Belousov – Zhabotinsky reaction / I. L. Mallphanov, V. K. Vanag // Mendeleev Communications. 2022. Vol. 32, no. 4. P. 507–509.
- Lagunova O. V. Fe(bathophen)2(phen)-based self-oscillating gel driven by the Belousov – Zhabotinsky reaction / O. V. Lagunova, V. K. Vanag, I. L. Mallphanov // Mendeleev Communications. 2023. Vol. 33, no. 5. P. 686–688.
- Safonov D. A. On the phase correspondence between chemical oscillations in the liquid Belousov – Zhabotinsky mixture filling a catalyst-containing matrix and a resulted gel's chemomechanical oscillations / D. A. Safonov, I. L. Mallphanov, E. B. Postnikov, A. I. Lavrova // Journal of Molecular Liquids. 2024. Vol. 402. P. 124723.

ПРИМЕНЕНИЕ РЕКУРРЕНТНЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ К АНАЛИЗУ РЕЖИМОВ ДИНАМИКИ АТМОСФЕРЫ СРЕДНИХ ШИРОТ

С. Е. Сафонов, А. С. Гаврилов, Д. Н. Мухин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Сложная многомасштабная динамика атмосферы средних широт характеризуется наличием метастабильных режимов циркуляции, называемых также режимами погоды, продолжительность которых может достигать нескольких недель. Идентификация и моделирование таких режимов, понимание лежащих в их основе физических механизмов, а также анализ предсказуемости являются в настоящее время открытыми активно исследуемыми проблемами, продвижение в решении которых позволит существенно улучшить межсезонный прогноз погодных аномалий над обширными территориями.

В данном докладе представлена новая стохастическая эмпирическая модель, основанная на рекуррентных нейронных сетях, направленная на симуляцию циркуляции атмосферы в средних и полярных широтах с акцентом на детектировании и прогнозировании режимов. Основным преимуществом применения рекуррентных нейронных сетей является их способность моделировать законы эволюции сложных нелинейных динамических систем, к коим принадлежит и атмосфера средних широт. Модели, основанные на сетях такого типа, способны эффективно параметризовать оператор эволюции систем с памятью посредством задействования рекуррентного слоя, причем при увеличении длины памяти не происходит существенного увеличения числа параметров модели, что предотвращает переобучение при работе с временными рядами ограниченной протяженности. Это особенно важно при анализе наблюдаемой атмосферной динамики, характеризуемой широким спектром временных масштабов.

Предлагаемая модель связывает низкоразмерное пространство динамических переменных – главных компонент наблюдаемой динамики – с факторами, специально сконструированными для детектирования режимов циркуляции [1]. Для конструирования таких факторов использовался метод нелинейных главных компонент, позволяющий получить несколько переменных, в пространстве которых семейства похожих состояний атмосферы хорошо разделены. Использование рекуррентной нейронной сети позволяет одновременно прогнозировать эволюцию динамических переменных и отображать их в пространство факторов, что позволяет идентифицировать и предсказывать атмосферные режимы. В докладе будут представлены результаты моделирования с помощью предложенного метода атмосферы средних и полярных широт в Северном полушарии по данным геопотенциальных высот уровня давления 500 гПа в зимние сезоны, направленного на симуляцию и прогноз динамики метастабильных режимов. Источниками анализируемых выборок служат как трехслойная квазигеострофическая модель атмосферы, так и данные реанализа атмосферы NCEP/NCAR с 1950 года по настоящее время.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2022-0008).

1. *Mukhin, D.* Revealing recurrent regimes of mid-latitude atmospheric variability using novel machine learning method / Mukhin D., Hannachi A., Braun T., Marwan N. // *Chaos*. 2022. Vol. 32, no. 11. Article 113105.

СТРУКТУРНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ И БИФУРКАЦИИ ЭМПИРИЧЕСКИХ СТОХАСТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ КОЛЕБАНИЯ ЭЛЬ-НИНЬО

А. Ф. Селезнев, А. С. Гаврилов, Д. Н. Мухин, Е. М. Лоскутов, А. М. Фейгин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Возможность реконструкции динамической системы (ДС) напрямую по производимому ей сигналу (эмпирическое моделирование ДС) была осознана в 80-х годах прошлого века. В работе [1] было выдвинуто предположение о том, что фазовая траектория многомерной ДС может быть восстановлена по временному ряду даже одной из ее фазовых переменных, если в качестве остальных координат вектора состояния использовать тот же самый ряд, сдвинутый по времени с некоторой задержкой нужное количество раз (метод координат с задержками). При этом было показано, что по полученной таким образом фазовой траектории можно корректно оценить некоторые характеристики аттрактора исследуемой ДС. В дальнейшем эти предположения получили математическое обоснование в целом ряде работ, наиболее известной из которых является статья Такенса [2]. Доказанные Такенсом теоремы обосновывают возможность построения топологически эквивалентной копии (вложения) предельного множества фазовой траектории ДС, эволюция которой происходит на компактном d -мерном многообразии M , в пространстве последовательных по времени значений произвольной (гладкой) скалярной функции измерений $y : M \rightarrow \mathbb{R}$, достаточная размерность которого составляет $2d+1$. Первые попытки реконструкции ДС по наблюдаемому одномерному временному ряду были предприняты в [3, 4]. Предложенный в данных работах подход включает два основных этапа: 1) определение по временному ряду размерности вложения и восстановление соответствующей фазовой траектории методом координат с задержками и 2) задание параметризованной модели оператора эволюции состояний, неизвестные параметры которой определяются путем ее подгонки к восстановленной фазовой траектории методом наименьших квадратов. К настоящему времени имеется огромное количество работ, развивающих и совершенствующих описанный подход к реконструкции ДС, однако его работоспособность демонстрируется, как правило, на широко известных модельных системах, имеющих малую размерность, и с привлечением максимального объема априорной информации об устройстве этих систем (см., например, [5] и ссылки там).

Описанный выше «детерминированный» подход к реконструкции ДС имеет целый ряд ограничений, наиболее существенное из которых связано с тем, что временные ряды, наблюдаемые в реальном эксперименте, всегда имеют конечную длину и зашумлены, что делает невозможным не только корректно оценить по ним размерность вложения, но и установить сам факт детерминированности породившей их ДС. В такой ситуации более подходящим представляется задание модели оператора эволюции в виде случайной (стохастической) ДС [6, 7]. При таком подходе предварительная оценка размерности вложения, вообще говоря, не требуется, а фазовая траектория ДС восстанавливается в пространстве переменных, которые содержат наиболее важную информацию о динамике ДС на интересующих исследователя временных масштабах (такие переменные могут быть получены, например, в ходе процедуры редукции наблюдаемых данных высокой размерности [8]).

Построение модели оператора эволюции ДС, по данным наблюдений, фактически представляет собой одну из задач машинного обучения, для решения которых к настоящему времени разработан широкий спектр статистических методов и подходов (см., например, [9] и ссылки там). К наиболее эффективным и широко используемым из них относится метод максимального правдоподобия (в более общей форме – метод оценки апостериорного максимума), который при достаточно общих предположениях позволяет получить состоятельную оценку неизвестных параметров модели по имеющейся выборке данных [9]. В то же время отыскание параметров модели оператора эволюции на основе точечных оценок существенно ограничивает ее возможности, поскольку не позволяет исследовать качественные изменения динамики при вариациях параметров и связанные с этим важнейшие вопросы о структурной устойчивости (грубости) и бифуркациях ДС. В настоящей работе построение стохастической модели оператора эволюции по данным наблюдений происходит на основе так называемого байесова статистического подхода. В рамках данного подхода неизвестные параметры модели фактически не оцениваются, а трактуются как случайные величины, соответствующие апостериорному распределению вероятностей, получаемому на основе наблюдаемых данных. Основные сложности практической реализации байесова подхода связаны с необходимостью использования сложных численных методов для анализа апостериорного распределения в случае почти любой (от-

личной от линейной) параметризации модели оператора эволюции [10, 11]. В данной работе используется альтернативный метод анализа апостериорного распределения, основанный на его аппроксимации (в окрестности максимума) нормальным распределением. Исследуется адекватность данного приближения в зависимости от длины доступного временного ряда и выбранной параметризации модели оператора эволюции. Предложенный подход применяется для реконструкции и анализа структурной устойчивости динамики колебания Эль-Ниньо [12] как по временным рядам, сгенерированной концептуальной моделью, так и по реальным данным наблюдений.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-62-10043.

1. *Packard N. H., Crutchfield J. P., Farmer J. D., Shaw R. S.* Geometry from a Time Series // *Phys. Rev. Lett.* 1980. Vol. 45, no. 9. P. 712–716.
2. *Takens F.* Detecting strange attractors in turbulence // *Dynamical Systems and Turbulence*, Warwick 1980. 1991. Springer Berlin Heidelberg. P. 366–381.
3. *Cremers J., Hubler A.* Construction of Differential Equations from Experimental Data // *Zeitschrift für Naturforschung A*. 1987. Vol. 42, no. 8. P. 797–802.
4. *Crutchfield J. P., McNamara B. S.* Equations of Motion from a Data Series // *Complex Systems*. 1987. Vol. 1.
5. *Анищенко В.С., Вадивасова Т.Е. Астахов В.В.* Нелинейная динамика хаотических и стохастических систем. Саратов : Изд. Саратовского университета, 1999. 368 с.
6. *Arnold Ludwig.* Random Dynamical Systems. Springer Monographs in Mathematics. Berlin : Springer-Verlag, 1998.
7. *Molkov Y. I., Loskutov E. M., Mukhin D. N., Feigin A. M.* Random dynamical models from time series // *Physical Review E*. 2012. Vol. 85, no. 3. P. 36216
8. *Gavrilov A. S., Seleznev A. F., Mukhin D. N., Loskutov E. M., Feigin A. M., Kurths J.* Linear dynamical modes as new variables for data-driven ENSO forecast // *Climate Dynamics*. 2019. Vol. 52, no. 3–4. P. 2199–2216.
9. *Bishop C. M.* Pattern Recognition and Machine Learning. Springer, 2006.
10. *Loskutov E. M., Molkov Ya. I., Mukhin D. N., Feigin A. M.* Markov chain Monte Carlo method in Bayesian reconstruction of dynamical systems from noisy chaotic jun. time series // *Physical Review E. Statistical, Nonlinear and Soft Matter Physics*. 2008. Vol. 77, no. 6. P. 066214.
11. *Molkov Y. I., Mukhin D. N., Loskutov E. M., Timushev R. I., Feigin A. M.* Prognosis of qualitative system behavior by noisy, nonstationary, chaotic time series // *Physical Review E*. 2011. Vol. 84, no. 3. P. 1–7.
12. *Trenberth K. E.* El Nino southern oscillation (ENSO) // *Encyclopedia of Ocean Sciences*. 2019. March. P. 420–432.

ИССЛЕДОВАНИЕ КВАНТОВЫХ ВИХРЕЙ В ОБЪЕМЕ И НА ПОВЕРХНОСТИ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ

П. Г. Селин

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Экспериментально исследовано движение инжектированных отрицательных зарядов под свободной поверхностью жидкости, а также в объеме сверхтекучего He-II при температурах $T \approx 1,7$ К в статических электрических полях различной конфигурации.

Известно [1], что на инжектированные электроны в жидком гелии со стороны жидкой фазы (вблизи поверхности) действует сила F сила изображения, поляризационного происхождения, которая отталкивает ионы от границы пар-жидкость в объем. При наложении прижимающего электроны к поверхности электрического поля E_{\perp} , из-за конкуренции с силой изображения возникает потенциальная яма с минимумом в координате z_0 :

$$z_0 = \frac{1}{2} \left[\frac{e(\varepsilon-1)}{E_{\perp}\varepsilon(\varepsilon+1)} \right]^{1/2}.$$

Поэтому введенные в гелий ионы локализуются на поверхности на глубине $z = z_0$. В данной работе исследовано движение инжектированных электронных пузырьков под свободной поверхностью сверхтекучего He-II при температурах $T \approx 1,7$ К в различной конфигурации статических электрических полей. Обнаружено, что в случае конфигурации электрического поля, которая прижимает заряды к свободной поверхности He-II, наблюдается заметное отклонение тока от той, которая задается электрическим полем, а при конфигурациях, когда заряды не прижаты к поверхности, ток не изменяется при включении и отключении накачки электрического поля.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-72-30006.

1. Шикин В. Б. Заряды вблизи свободной границы жидкого гелия // УФН. 1994. № 164. С. 995–997.

ВЛИЯНИЕ НЕЛОКАЛЬНОЙ СВЯЗИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ В АНСАМБЛЕ БИСТАБИЛЬНЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

В. В. Семенов

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Эффект распространения пространственных структур и волновых фронтов представляет собой междисциплинарное явление, наблюдаемое в широком диапазоне пространственно-распределенных систем, ансамблей и сетей связанных осцилляторов, включая группы взаимодействующих бистабильных осцилляторов. Модели, проявляющие свойство бистабильности и реализующие режим распространения волновых фронтов, успешно используются при описании процессов различной природы от распространения сигналов до климатических изменений и распространения заболеваний. В связи с этим, вопрос об управлении распространением волновых фронтов интересен с точки зрения как фундаментальной, так и прикладной науки.

Существует несколько подходов к решению задачи об управлении распространением волновых фронтов в бистабильных системах. Первый заключается в изменении параметров, отвечающих за симметрию локальной динамики [1] или интенсивности взаимодействия в пространстве (к примеру, коэффициент диффузии). Второй метод управления заключается в использовании внешних регулярных и стохастических сигналов. К примеру, известно, что мультипликативный шум может существенным образом влиять на динамику фронтов [2, 3]. Третья группа методов может быть реализована в ансамблях и сетях связанных осцилляторов и предполагает управление распространением волнового фронта вследствие особенностей топологии связи. К примеру, особенности многослойных сетей с топологией «мультиплексинг» позволяют существенным образом влиять на скорость и направление распространения фронтов как в детерминированном случае, так и в присутствии шума в качестве дополнительного инструмента управления [4, 5].

Результаты, представленные в настоящем докладе, также посвящены выявлению роли топологии связи при управлении распространением пространственных структур и фронтов в ансамблях связанных бистабильных осцилляторов, рассматривая данную проблему в контексте нелокального взаимодействия. В частности, показано, что варьирование силы и радиуса нелокальной связи позволяет изменять скорость распространения фронтов, что было продемонстрировано на примере ансамбля из тысячи передемпфированных бистабильных осцилляторов:

$$\frac{dx_i}{dt} = -x_i(x_i - a)(x_i + b) + \frac{\sigma}{2R} \sum_{j=i-R}^{i+R} (x_j - x_i), \quad (1)$$

где $a = 1$, $b=0,9$ – параметры, определяющие локальную динамику и асимметрию нелинейности взаимодействующих осцилляторов, σ и R – сила и радиус связи. На рис. 1 представлены результаты исследования системы (1) при отсутствии шума на примере зависимостей скорости распространения волновых фронтов от силы связи при вариации радиуса связи. Из рис. 1 видно, что увеличение радиуса связи приводит к увеличению скорости распространения волновых фронтов и уменьшению порогового значения силы связи, при котором фронты начинают перемещаться. Аналогичный эффект наблюдался при наличии аддитивного и мультипликативного (параметрического) шума. Следует отметить, что увеличение радиуса связи при фиксированной силе связи позволяет во много раз увеличить скорость распространения.

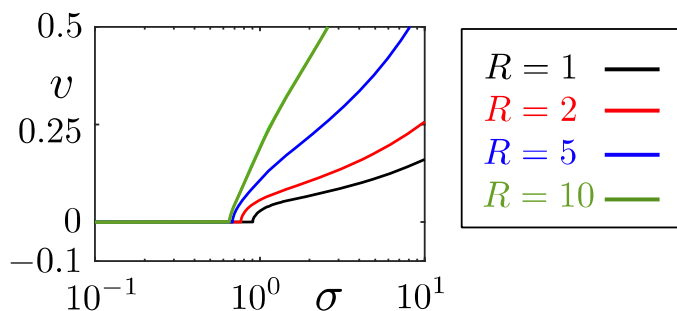


Рис. 1. Зависимость скорости распространения волновых фронтов в системе (1) от силы взаимодействия с ростом радиуса связи

Второй важной особенностью влияния нелокальной связи является выявленная возможность сохранения пространственных доменов и фронтов, полностью разрушаемых под действием шума при наличии локальной связи. Данный эффект полностью согласуется с результатами работы [6], где аналогичное явление было показано на примере более сложной динамики в ансамблях бистабильных осцилляторов, в которых один из сосуществующих режимов колебаний отвечает непрерывной генерации спайков. Таким образом, можно утверждать, что сохранение волновых фронтов при наличии нелокальной связи не является следствием особенностей динамики взаимодействующих осцилляторов, а носит фундаментальный характер и может наблюдаться в широком диапазоне систем.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-72-00054).

1. *Semenov V. V., Porte X., Larger L., Brunner D.* // *Phys. Rev. B.* 2022. Vol. 108. P. 024307.
2. *Engel A.* // *Phys. Lett. A.* 1985. Vol. 113. P. 139–142.
3. *Méndez V., Llopis I., Campos D. and Horsthemke W.* // *J. Theor. Biol.* 2011. Vol. 281. P. 31–38.
4. *Semenov V. V., Jalan S., Zakharova A.* // *Chaos, Solitons and Fractals.* 2023. Vol. 173. P. 113656.
5. *Semenov V. V., Jalan S., Zakharova A.* // *7th Scientific School Dynamics of Complex Networks and their Applications (DCNA).* 2023. P. 241–244.
6. *Zakharova A., Semenov V. V.* // *Chaos.* 2023. Vol. 33. P. 081101.

ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННЕГО ШУМА НА РАБОТУ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ. ГЛУБОКИЕ, РЕКУРРЕНТНЫЕ И СВЕРТОЧНЫЕ НЕЙРОННЫЕ СЕТИ

Н. И. Семенова, И. Д. Колесников, Д. А. Максимов

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

В последние годы нейронные сети активно вошли в нашу повседневную жизнь. В настоящий момент они также успешно применяются в науке для анализа больших объемов данных различной природы. Как правило, чем сложнее данные, их объем и зависимость от времени, тем более топологически сложные типы нейронных сетей требуются для их обработки.

Для обработки больших объемов данных существуют крупные вычислительные кластеры, но их энергоэффективность и производительность остаются растущей проблемой. Согласно статистике OpenAI [1], объем вычислений, используемых в крупнейших запусках машинного обучения, растет экспоненциально с периодом удвоения 3–4 месяца (для сравнения, закон Мура имел период удвоения 2 года), поэтому может наступить момент, когда современных вычислительных мощностей уже не будет хватать для адекватной скорости обработки информации [2]. Поэтому в последние годы появилось новое направление нейронных сетей – аппаратные нейронные сети, в которых принципы построения искусственных нейронов и связи между ними выполнены на аппаратном уровне и реализованы физически [3, 4]. Как правило, такие сети пока являются экспериментальными установками, а потому топологически довольно просты, но уже сейчас демонстрируют очень хорошую обучаемость, энергоэффективность и производительность. Однако такие нейронные сети часто имеют один существенный недостаток – они могут быть восприимчивы к внутреннему шуму, исходящему от их компонентов. По этой причине особенно важно понимать, как внутренний шум может влиять на производительность таких сетей. В данной работе мы изучаем влияние коррелированного и некоррелированного белого гауссовского шума, вводимого аддитивно и мультипликативно, на производительность различных типов нейронных сетей.

Для глубоких нейронных сетей на примере сети прямого распространения (рис. 1, а) мы показываем, как различные типы шумов влияют на выходной сигнал сети, и как это может повлиять на обученную сеть. Было рассмотрено не только влияние шума на сам выходной сигнал сети на примере расчета отношения сигнал-шум и дисперсии выходного сигнала сети, но и на точность работы сети (распознавание и классификация изображений) [5, 6].

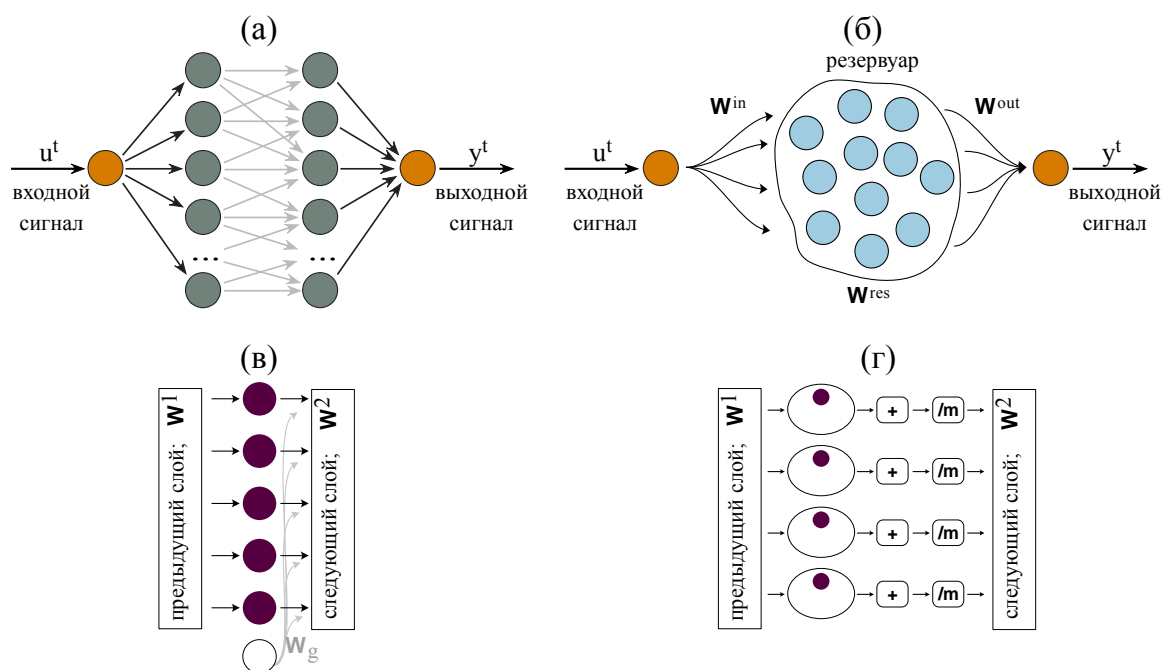


Рис. 1. Схематическое представление рассматриваемой глубокой сети прямого распространения (а), эхо-сети (б), а также стратегий уменьшения шума: «призрачный нейрон» (в) и техника пулов (г)

Было показано, как аналогичный шум распространяется и накапливается в рекуррентной сети на примере эхо-сети [7]. Такие сети (рис. 1, б) отличаются от предыдущего типа наличием резервуара с обратной связью с предыдущими состояниями нейронов, что позволяет нейронной сети решать задачи предсказания на основе меняющихся во времени данных. Неожиданным результатом стало, что особо важными для таких сетей являются среднее матриц связи между нейронами и среднее квадратов их значений. Были сформулированы условия, при которых любой минимальный шум может существенно накапливаться, что вело к полной потере полезного сигнала. Все сделанные выводы были подтверждены для обученной эхо-сети, которая была обучена для предсказания хаотической временной реализации системы Макки – Гласса [7].

Далее были предложены способы уменьшения шума при помощи двух техник [6]. Одна из техник заключается в добавлении «призрачного нейрона» (рис. 1, в), который не получает входной сигнал, но благодаря особой связи с которым можно существенно уменьшить влияние аддитивного коррелированного шума. Вторая техника (техника пулов, схематически представленная на рис. 1, г) заключалась в создании дубликатов имеющихся нейронов и объединении их в группы (пулы), что позволило существенно уменьшить некоррелированный шум. Предложенные техники были применены для обученной глубокой сети и показали свою эффективность. Предложенные техники являются универсальными, поэтому они могут быть с легкостью адаптированы для рекуррентных и свёрточных нейронных сетей.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-72-01094, <https://rscf.ru/project/23-72-01094/>

1. *Amodei D., Hernandez D.* Ai and compute [Электронный ресурс] // OpenAI, 2018. URL: <https://openai.com/index/ai-and-compute/> (дата обращения: 04.09.2024).
2. *Reuther A.* Survey of machine learning accelerators / A. Reuther, P. Michaleas, M. Jones, V. Gadepally, S. Samsi, J. Kepner // 2020 IEEE High Performance Extreme Computing Conference (HPEC). 2020. P. 1–12.
3. *Marković D.* Physics for neuromorphic computing / D. Marković, A. Mizrahi, D. Querlioz, J. Grollier // Nature Reviews Physics. 2020. Vol. 2, no. 9. P. 499–510.
4. *Christensen D. V. et al.* 2022 roadmap on neuromorphic computing and engineering // Neuromorphic Computing and Engineering. 2022. Vol. 2, no. 2. P. 022501.
5. *Semenova N.* Understanding and mitigating noise in trained deep neural networks / N. Semenova, L. Larger, D. Brunner // Neural Networks. 2022. Vol. 146. P. 151–160.
6. *Semenova N.* Impact of white noise in artificial neural networks trained for classification: Performance and noise mitigation strategies / N. Semenova, D. Brunner // Chaos. 2024. Vol. 34, no. 5. P. 051101.
7. *Semenova N.* Impact of white Gaussian internal noise on analog echo-state neural networks. arxiv : 2405.07670, 2024. 11 p. URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2405.07670>.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ ФИТЦХЬЮ – НАГУМО В КАЧЕСТВЕ ЭЛЕМЕНТОВ ОБУЧАЕМОЙ РЕКУРРЕНТНОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Н. И. Семенова

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

За последние несколько лет искусственные нейронные сети (ИНС) нашли свое применение в решении многих задач. С точки зрения вычислений, моделирование ИНС является очень ресурсоемкой задачей. Несмотря на существование высокомоощных вычислительных кластеров с возможностью распараллеливания вычислений, моделирование нейронной сети на цифровом оборудовании является узким горлышком в масштабировании сети и скорости получения и обработки информации. В последние годы все больше исследователей в области нейронных сетей заинтересованы в создании аппаратных реализаций, в которых нейроны и связь между ними представляют собой реальное устройство, способное обучаться и решать поставленные задачи. В последние годы наблюдается экспоненциальный рост количества работ с аппаратными ИНС, в основе которых лежат лазеры, мемристоры, спин-трансферные осцилляторы и т. д. [1–3].

Особый интерес вызывает принципиальная возможность «совместимости» таких устройств с нервной системой животных и человека. В современных развитых странах наблюдающийся рост продолжительности жизни неизбежно коррелирует с увеличением количества случаев нейродегенеративных заболеваний, а также когнитивных и двигательных проблем, сопровождающих так называемое «здоровое старение». Сегодня уже экспериментально реализованы аппаратные системы, решающие задачи частичного восстановления зрения [4], возвращения функций утраченных конечностей [5, 6] и даже восстановления чувствительности и возможностей парализованных конечностей [7].

Особый интерес представляет рассмотреть возможность реализации ИНС на базе биологических принципов. Однако, учитывая особую специфику работы биологических систем, необходимо для начала рассмотреть, может ли нейронная сеть работать и обучаться с учетом особенностей поведения моделей биологических нейронов. В нашей предыдущей работе мы показали, что модели ФитцХью – Нагумо могут быть успешно внедрены в обучаемую глубокую ИНС [8]. В этой работе цель обучения нейронной сети заключалась в распознавании стационарных изображений. Такая задача проста в реализации и является «школьным» примером обучения нейронных сетей. Однако поставленная задача практически не учитывает временную динамику систем ФитцХью – Нагумо, и спайковая особенность этих систем никак не использовалась.

В настоящей работе предлагается рассмотреть, как ансамбль системы ФитцХью – Нагумо можно трансформировать в рекуррентную нейронную сеть. Особенностью рекуррентных нейронных сетей является наличие памяти о предыдущих состояниях нейронов такой сети, что позволяет решать задачи обработки, зависящей от времени информации. Поэтому такие сети успешно применяются в таких задачах, как предсказание сложной динамики.

В данной работе целью обучения нейронной сети является дальнейшее предсказание входного спайкового сигнала на основе короткого входного сигнала. Недавно было показано, что система ФитцХью – Нагумо в возбуждаемом режиме с запаздывающей обратной связью демонстрирует очень разнообразную колебательную динамику при различном времени запаздывания и силе связи [9].

Схематично рассмотренная сеть приведена на рис. 1, а. Входной спайковый сигнал может быть подан на вход рекуррентной нейронной сети. Нейронная сеть состоит из резервуара с системами ФитцХью–Нагумо с разными запаздывающими обратными связями. В данной работе был использован резервуар, образованный 60 системами ФитцХью – Нагумо с временем запаздывания τ от 1 до 6 с шагом 0,1. Каждая из систем определяется следующим уравнением:

$$\begin{aligned}\varepsilon \dot{x} &= x - x^3/3 - y + \gamma(x_\tau - x), \\ \dot{y} &= x + a,\end{aligned}\tag{1}$$

где a , ε – параметры системы ФитцХью – Нагумо, $x(t)$ – быстроменяющаяся переменная, $y(t)$ – медленноменяющаяся переменная, τ – время запаздывания, соответственно, $x_\tau = x(t - \tau)$ – значение переменной x в момент времени $(t - \tau)$, γ – сила обратной связи.

Выходная матрица полученной ИНС будет определять, какие именно из имеющихся систем ФитцХью – Нагумо вносят основной вклад в общий выходной сигнал ИНС, и заодно подбирать силу

запаздывающей связи γ . Поставленная задача является довольно простой для обучения при помощи градиентного спуска, но главный вопрос заключается в том, какие характеристики могут использоваться для поиска оптимального решения. С одной стороны, для рекуррентных сетей стандартной характеристикой является среднеквадратичная ошибка (MSE), но если для задачи важно именно управление периодом спайков, тогда для обучения добавляется еще одна характеристика – разность интерспайковых интервалов между исходным входным сигналом и сгенерированным ИНС. На рис. 1, б, в показан пример подбора коэффициентов выходной матрицы связи \mathbf{W}^{out} для рассмотренной ИНС на основе выбранных характеристик, по горизонтальной оси, по сути, отложен номер системы 1–60 ФитцХью – Нагумо в резервуаре, который соответствует времени запаздывания $\tau = 0, 1–6, 0$.

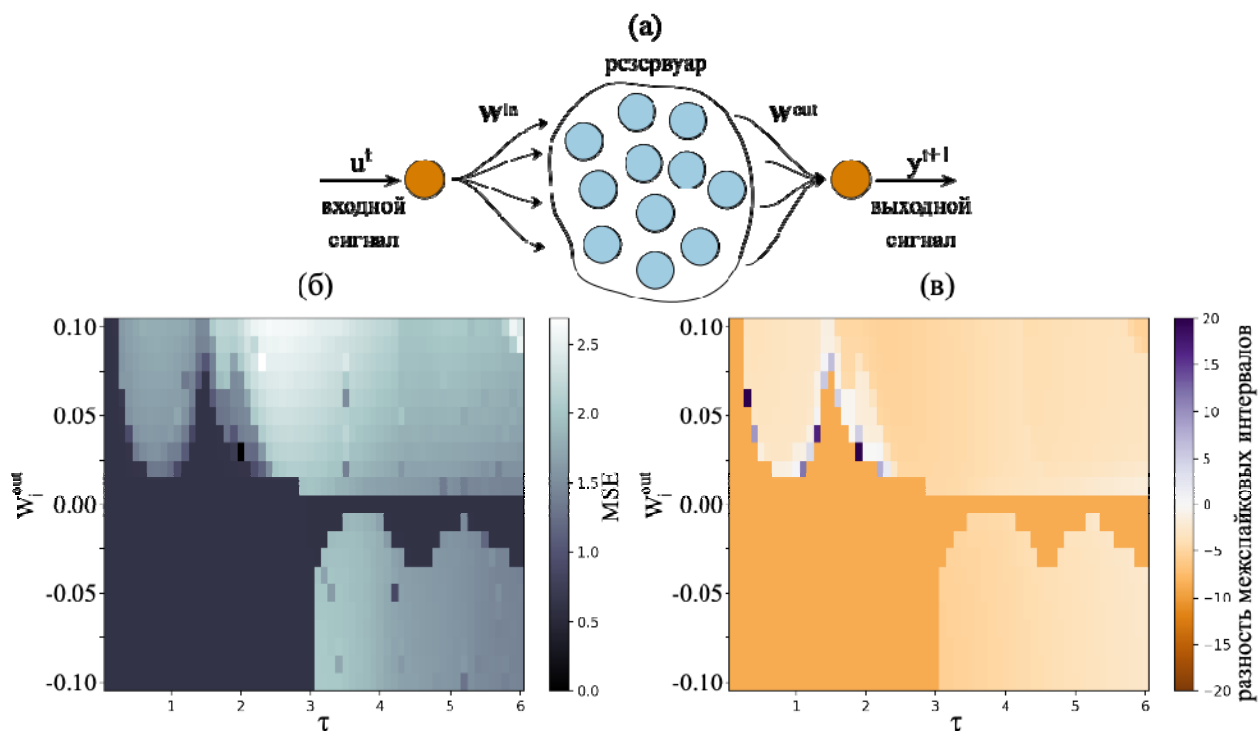


Рис. 1. Схематичное представление рассмотренной сети с системами ФитцХью – Нагумо (а), пример расчета среднеквадратичной ошибки (б) и разности межспайковых интервалов (в) для одной из тестовых временных реализаций

Исследование поддержано стипендией Президента РФ СП-749.2022.5.

1. Brunner D. Parallel photonic information processing at gigabyte per second data rates using transient states // D. Brunner, M. Soriano, C. Mirasso, I. Fischer // Nature Communications. 2013. Vol. 4. P. 1364.
2. Tuma T. Stochastic phase-change neurons // T. Tuma, A. Pantazi, M. Le Gallo, A. Sebastian, E. Eleftheriou // Nature Nanotechnology. 2016. Vol. 11. P. 693–699.
3. Torrejon J. Neuromorphic computing with nanoscale spintronic oscillators // J. Torrejon, M. Riou, F. Araujo et al. // Nature. 2017. Vol. 547. P. 428–431.
4. Lewis P. M. Restoration of vision in blind individuals using bionic devices: A review with a focus on cortical visual prostheses // P. M. Lewis, H. M. Ackland, A. J. Lowery, J. V. Rosenfeld // Brain Research. 2015. Vol. 1595. P. 51–73.
5. Velliste M. Cortical control of a prosthetic arm for self-feeding // M. Velliste, S. Perel, M. C. Spalding, A. S. Whitford, A. B. Schwartz // Nature. 2008. Vol. 453. P. 1098–1101.
6. Farina D. Toward higher-performance bionic limbs for wider clinical use // D. Farina, I. Vujaklija, R. Brånemark et al. // Nature Biomedical Engineering. 2023. Vol. 7. P. 473–485.
7. Donati A. Long-term training with a brain-machine interface-based gait protocol induces partial neurological recovery in paraplegic patients // A. Donati, S. Shokur, E. Morya et al. // Scientific Reports. 2016. Vol. 6. P. 30383.
8. Bogatenko T. Symbiosis of an artificial neural network and models of biological neurons: Training and testing // T. Bogatenko, K. Sergeev, A. Slepnev, J. Kurths, N. Semenova // Chaos. 2023. Vol. 33, no. 7. P. 073122.
9. Semenov V. V., Bukh A. V., Semenova N. Delay-induced self-oscillation excitation in the FitzHugh – Nagumo model: Regular and chaotic dynamics // Chaos, Solitons & Fractals. 2023. Vol. 172. P. 113524.

КВАНТОВЫЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ КАСКАД, ВОЗНИКАЮЩИЙ ПРИ ОТРАЖЕНИИ МУЛЬТИПЕТАВАТТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ОТ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ МИШЕНИ

М. А. Серебряков, Е. Н. Неруш, И. Ю. Костюков

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

В последние годы большое внимание уделяется разработке и строительству мощных ПВт-лазерных систем [1–4]. Благодаря определенным успехам в этой области интерес также вызывает экспериментальная проверка результатов, которые были предсказаны теоретически с помощью квантовой электродинамики сильного поля (КЭД). Одним из наиболее интригующих примеров является проблема экспериментального наблюдения квантового электродинамического каскада – самоподдерживающегося или лавинообразного КЭД-процесса [5]. Он сопровождается преобразованием электромагнитной энергии лазерного пучка в излучение гамма-квантов и рождение электрон-позитронных пар, число которых экспоненциально растет со временем.

Некоторые типы лазерно-плазменных конфигураций, подходящих для создания КЭД-каскада, были предложены в теоретических и численных исследованиях ранее [6–9]. В настоящее время наиболее доступной для создания в лаборатории считается модель, в которой КЭД-каскад развивается в интерференционном поле нескольких лазерных пучков, сфокусированных в небольшой области пространства. В то же время получение такой конфигурации в эксперименте связано со значительными трудностями, так как подразумевает использование нескольких лазерных каналов с точной пространственно-временной синхронизацией.

Однако вместо поля взаимодействия двух встречных лазерных пучков можно рассматривать стоячую волну, образованную суперпозицией полей лазерного импульса и его отражения от твердотельной мишени [10]. Поэтому для наблюдения КЭД-каскада в такой постановке задачи нет необходимости использовать несколько лазерных пучков с точной синхронизацией. Более того, падающий лазерный импульс изгибает плоскую поверхность мишени, тем самым фокусируя отраженное излучение и увеличивая суммарное лазерное поле в области развития каскада. В данной работе численно показано, что при нормированной амплитуде лазерного поля $a_0 = eE_0/(mc\omega) = 700$ области вблизи фокуса твердотельного «зеркала», от которого отражается лазерный импульс, может быть получено до 10^{12} позитронов. Обсуждаются доказательства, что в такой конфигурации развивается КЭД-каскад, сделаны аналитические оценки на число позитронов, скорость развития КЭД-каскада рассмотрена в сравнении с задачей о каскаде в суперпозиции полей двух встречных импульсов [8].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-12-00077).

1. *Bashinov A., Gonoskov A., et al.* New horizons for extreme light physics with mega-science project XCELS // The European Physical Journal Special Topics. 2014. Vol. 223, no. 6. P. 1105–1112.
2. *Khazanov E.* New grating compressor designs for XCELS and SEL-100PW projects, 2023. doi:10.48550/ARXIV.2311.08082.
3. *Eli beams.* [Online]. Available: <https://www.eli-beams.eu/>.
4. *Spaeth M. L., Manes K. R. et al.* Description of the nif laser // Fusion Science and Technology. 2016. Vol. 69, no. 1. P. 25–145.
5. *Elkina N. V., Fedotov A. M. et al.* QED cascades induced by circularly polarized laser fields // Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams. 2011. Vol. 14, no. 5. P. 054 401.
6. *Samsonov A. S., Nerush E. N. and Kostyukov I. Y.* Laser-driven vacuum breakdown waves // Scientific Reports. 2019. Vol. 9, no. 1.
7. *Serebryakov M. A., Samsonov A. S. et al.* Abnormal absorption of extremely intense laser pulses in relativistically underdense plasmas // Physics of Plasmas. 2023. Vol. 30, no. 11.
8. *Grismayer T., Vranic M. et al.* Seeded QED cascades in counterpropagating laser pulses // Physical Review E. 2017. Vol. 95, no. 2. P. 023 210.
9. *Nerush E. N., Iligenov R. R. and Kostyukov I. Y.* The effect of pulse phases on the development of electromagnetic cascades in the field configuration proposed for the xcel facility // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2023. Vol. 50, no. S6. P. S689–S692.
10. *Kostyukov I. Y. and Nerush E. N.* Production and dynamics of positrons in ultrahigh intensity laser-foil interactions // Physics of Plasmas. 2016. Vol. 23, no. 9.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР И СОЗДАНИЯ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ В ЭКСАВАТТНОЙ УСТАНОВКЕ XCELS

*А. А. Сиднев¹, А. В. Башинов¹, М. А. Мартьянов¹, О. Е. Вайс², Е. А. Хазанов¹,
А. М. Пухов³, А. А. Соловьев¹*

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³Дюссельдорфский университет им. Генриха Гейне, Дюссельдорф, Германия

Исследование свойств физического вакуума является одной из самых амбициозных задач современной физики. В частности, особый интерес вызывает процесс трансформации электромагнитной энергии в электрон-позитронные пары [1], возникающие при превышении электрическим полем швингеровского предела [2]. Прямая трансформация электромагнитной энергии в материю в перспективе может кардинально поменять базу существующих технологий производства и энергетики.

Возможность прямого экспериментального исследования нелинейности вакуума является одним из интригующих мотивов строительства по всему миру перспективных лазерных проектов с предельными значениями пиковой мощности и амплитуды оптических полей [3]. К ним можно отнести американский проект LLE (Laboratory for Laser Energetics), использующий сведение двух пучков мощностью 30 ПВт. В Китае разрабатывается проект SG-II SuperX с целью создания лазерной установки с суммарной мощностью до 250 ПВт при сведении двух пучков.

На общем фоне выделяется российский проект XCELS [4], использующий концепцию дипольной фокусировки [5], соответствующей обращенному во времени излучению гармонического диполя и обеспечивающей теоретический предел [6] для электрического поля для всех возможных геометрий фокусировки. В XCELS для воссоздания структуры волны, максимально близкой к дипольной, используются 12 фемтосекундных каналов, остро сфокусированных при помощи параболических зеркал и когерентно сложенных в общем фокусе (рис. 1, а).

Если из 12 каналов установки XCELS использовать только два встречных канала (рис. 1, б), при этом оптимизировав геометрические параметры зеркал, то мощности, равной 50 ПВт в каждом канале, будет достаточно, чтобы достичь в фокусе пороговой интенсивности генерации электрон-позитронных пар. При использовании же четырех каналов можно получить мультипольные конфигурации, включая лаггерр-гауссовы моды с остаточным орбитальным моментом. Режимы взаимодействия таких конфигураций с веществом еще не были исследованы, а потому представляют особый интерес.

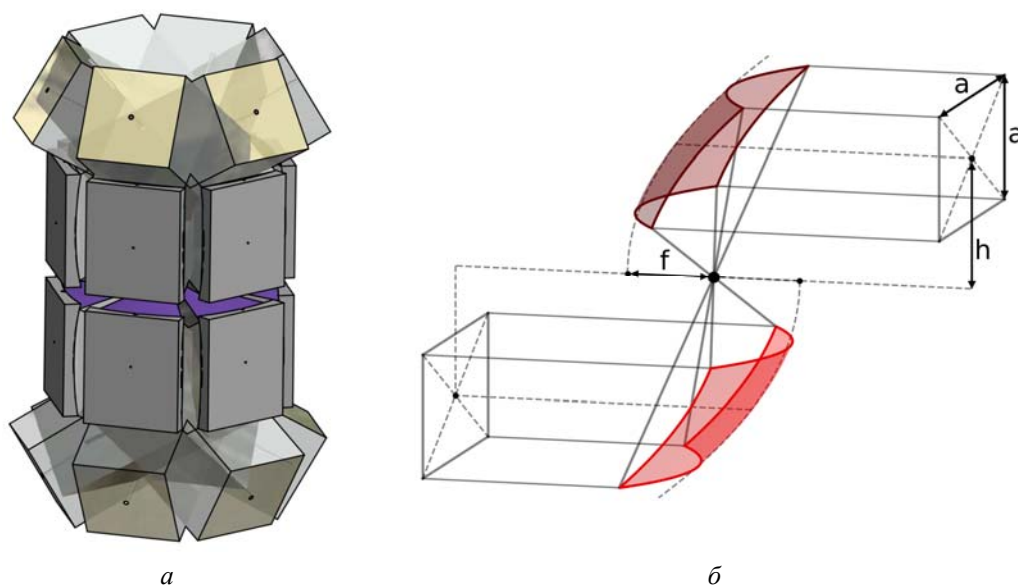


Рис. 1. Система фокусировки проекта XCELS с 12 каналами (а) и двумя встречными каналами (б)

Исследование проведено при финансовой поддержке НЦМУ «Центр фотоники».

1. *Dirac P.* The quantum theory of the electron // Proc. Royal Soc. London. Ser. A, Contain. Pap. a Math. Phys. 1928. Vol. 117, no. 778. P. 610–624.
2. *Schwinger J.* On Gauge Invariance and Vacuum Polarization // Phys. Rev. 1951. Vol. 82. P. 664–679.
3. *Danson, C. N.* Petawatt and exawatt class lasers worldwide / Haefner C., Bromage J. // High Power Laser Sci. Eng. 2019. Vol. 7. Art. e54.
4. *Khazanov E.* EXawatt Center for Extreme Light Studies / Shaykin A., Kostyukov I. // High Power Laser Sci. Eng. 2023. Vol. 11. Art. e78.
5. *Gonoskov I.* Dipole pulse theory: Maximizing the field amplitude from 4π focused laser pulses / Aiello A., Heugel S. And LeuchsG. // Phys. Rev. A. 2012. Vol. 86. Art. 053836.
6. *Bassett I.* Limit to Concentration by Focusing // Opt. Acta: Int. J. Opt. 1986. Vol. 33. P. 279–286.

СОЛИТОНОПОДОБНЫЕ СТРУКТУРЫ В ПОЛЯХ МОРСКИХ ВОЛН

А. В. Слюняев

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород
НИУ «Высшая школа экономики», Нижний Новгород
Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток

Явление аномально высоких волн на поверхности океана, в русском языке наиболее часто называемых «волнами-убийцами», мотивировало мощный всплеск исследований от фундаментального до узко прикладного плана, посвященных динамическим и вероятностным свойствам негауссовых состояний стохастических нелинейных волн в приложениях к гидродинамике, оптике и многим другим физическим средам, см. наш недавний обзор [1]. В частности, большое внимание уделяется сильно нелинейным режимам волн на воде, для описания которых недостаточно классических моделей, использующих предположение слабой нелинейности. В то же время возлагаются надежды на возможность использования модификаций слабо нелинейных решений для описания условий сильной нелинейности. В этой связи интересны солитоноподобные волны и волновые группы в рамках максимально реалистичных (неинтегрируемых) уравнений. Такие структуры обеспечивают когерентные состояния волновых гармоник, влекущие сильное отличие статистики волн от гауссовой. Они являются долгоживущими волновыми образованиями («вечными» в рамках интегрируемых моделей), что можно использовать для целей краткосрочного прогноза, при этом обладают собственными особенностями динамики и способны обеспечивать «экстремальную» статистику волн.

Для условий достаточно большой глубины бассейна в рамках слабонелинейной теории хорошо известны солитоны огибающей нелинейного уравнения Шредингера (НУШ). Их сильно нелинейные аналоги, представляющие собой устойчивые короткие уединенные группы крутых однонаправленных волн, были обнаружены сначала в рамках прямого численного моделирования исходных уравнений гидродинамики [2, 3], а позднее промоделированы в лабораторных условиях [4, 5]. Такие группы волн сохраняют свою структуру длительное время (в рамках численного моделирования консервативных уравнений заметного тренда разрушения просто не прослеживается). В условиях численного и лабораторного моделирования было продемонстрировано свойство упругости (приближенное) взаимодействия сильно нелинейных солитонов огибающей, характерное для «настоящих» солитонов. Возможность сохранения структуры солитона огибающей более 200 периодов несущей волны при взаимодействии с фоновым полем коллинеарных волн в условиях сильной нелинейности и широкого спектра была продемонстрирована в рамках прямого численного моделирования уравнений гидродинамики [6, 7]. Для интерпретации солитонного состава волн была предложена процедура численного решения ассоциированной задачи рассеяния для НУШ в оконных выборках [7, 8]. На основе численного моделирования была показана хорошая точность оценки собственных амплитуд и скоростей устойчивых солитонных групп в сильно нелинейном режиме [7, 9].

Все вышеперечисленные результаты относились к коллинеарным волнам, что является вырожденным случаем с точки зрения картины нелинейных взаимодействий волн, практически нереализуемым в условиях открытого моря. В то же время эффективно одномерное распространение поверхностных волн происходит в условиях их захвата особенностями батиметрии [10] или (что более интересно для условий глубокой воды, когда эффект самомодулирующей нелинейности наиболее сильный) захвата струйными течениями [11, 12]. В рамках численного моделирования уравнений гидродинамики для волн, распространяющихся навстречу струйному течению, была показана возможность устойчивого распространения локализованных по всем направлениям пространства нелинейных волновых структур, которые взаимодействуют между собой почти упруго [12, 13]. Такие решения в слабо нелинейном пределе описываются полученной нами ранее теорией. Возможность существования солитоноподобных волновых структур в полях нерегулярных неколлинеарных волн с не слишком широким угловым спектром показана в нашей недавней работе [13].

Процедура анализа солитонного состава волновых полей была обобщена на случай неколлинеарных волн в нашей работе [14] и была использована для анализа данных численного моделирования эволюции нерегулярных волн с заданным частотным спектром JONSWAP и заданным распределением углового спектра. Было показано, что в условиях умеренной ширины углового спектра формируются долгоживущие трехмерные интенсивные паттерны волн, продольные срезы которых распознаются как солитоны огибающей. Подобные волновые группы находятся и в полях волн с широким уг-

ловым спектром, но они оказываются короткоживущими (быстро растаскиваются дисперсией). Интересно отметить, что в случае относительно узкого углового спектра солитоноподобные паттерны характеризуются в среднем более высоким коэффициентом эксцесса смещения поверхности из-за более высоких в среднем волн.

В совокупности описанные результаты позволяют применять представления о солитонах огибающей НУШ и соответствующий математический аппарат к определенному классу морских волн-убийц. Большая часть больших волн возникает на фоне долгоживущих солитоноподобных структур, потому их нахождение в полях нерегулярных волн может служить обеспечению краткосрочного прогноза опасных волн.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-17-00153.

1. Слюняев А. В., Пелиновский Д. Е., Пелиновский Е. Н. Морские волны-убийцы: наблюдения, физика и математика // УФН. 2023. Т. 193. С. 155–181.
2. Dyachenko A. I., Zakharov V. E. On the formation of Freak Waves on the surface of deep water // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. С. 356–359.
3. Слюняев А. В. Численное моделирование «предельных» солитонов огибающей гравитационных волн на глубокой воде // ЖЭТФ. 2009. Т. 136. С. 785–796.
4. Slunyaev A., Clauss G. F., Klein M., Onorato M. Simulations and experiments of short intense envelope solitons of surface water waves // Phys. Fluids. 2013. Vol. 25. P. 067105.
5. Slunyaev A., Klein M., Clauss G. F. Laboratory and numerical study of intense envelope solitons of water waves: generation, reflection from a wall and collisions // Phys. Fluids. 2017. Vol. 29. P. 047103.
6. Slunyaev A. V., Kokorina A. V. Soliton groups as the reason for extreme statistics of unidirectional sea waves // J. Ocean Eng. Marine Energy. 2017. Vol. 3. P. 395–408.
7. Slunyaev A. V. Persistence of hydrodynamic envelope solitons: detection and rogue wave occurrence // Phys. Fluids. 2021. Vol. 33. P. 036606.
8. Slunyaev A. Nonlinear analysis and simulations of measured freak wave time series // Eur. J. Mech. B. Fluids. 2006. Vol. 25. P. 621–635.
9. Слюняев А. В. Анализ нелинейного спектра интенсивного морского волнения с целью прогноза экстремальных волн // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2018. Т. 61. С. 1–23.
10. Pelinovsky E., Polukhina O., Kurkin A. Rogue edge waves in the ocean // Eur. Phys. J. Special Topics. 2010. Vol. 185. P. 35–44.
11. Shrira V. I., Slunyaev A. V. Trapped waves on jet currents: asymptotic modal approach // J. Fluid Mech. 2014. Vol. 738. P. 65–104.
12. Shrira V. I., Slunyaev A. V. Nonlinear dynamics of trapped waves on jet currents and rogue waves // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 89. P. 041002.
13. Slunyaev A. V., Shrira V. I. Extreme dynamics of wave groups on jet currents // Phys. Fluids. 2023. Vol. 35. P. 126606.
14. Slunyaev A. V. Soliton groups and extreme wave occurrence in simulated directional sea waves // Phys. Fluids. 2024. Vol. 36. P. 077101.

КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА ОСЦИЛЛЯТОРНЫХ СИСТЕМ СО СЛУЧАЙНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Л. А. Смирнов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Были исследованы коллективные аспекты неравновесной динамики осцилляторных систем со случайным взаимодействием между элементами в рамках фазового приближения. Основное внимание уделялось одновременно моделям как фазовых осцилляторов, так и ротаторов. Прежде всего был рассмотрен случай «максимального беспорядка», когда в ансамбле осцилляторов все функции попарных связей различны, при этом коэффициенты при одинаковых гармониках в их рядах Фурье выбраны из некоторых случайных распределений. В указанной ситуации, основываясь на предположении о независимости фазовых переменных и соответствующих функций связи в термодинамическом пределе, удалось получить усредненные уравнения, которые с одной стороны воспроизводят все ключевые особенности эволюции исходной системы с беспорядком, а с другой стороны эффективное парное взаимодействие в них описывается детерминированным выражением. Наиболее подробно был проанализирован случай, когда формы нерегулярных функций связи одинаковы, но амплитуды и фазовые сдвиги случайны. Тогда эффективное взаимодействие можно представить в терминах перенормированных сверток исходных функций связи и плотностей вероятностного распределения фазовых сдвигов. В частности, если распределение фазовых сдвигов содержит только одну фурье-моду, то эффективная функция связи также будет иметь только одну данную гармонику. Подобное свойство позволяет численно подтвердить обоснованность подхода, поскольку для одномодовой функции связи существует аналитический прогноз для поведения параметров порядка.

Исследование проведено при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00348).

ПРИМЕНЕНИЕ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ МОДЕЛЕЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ НА ФОТОННЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕЙСАХ

Е. О. Смолина, Л. А. Смирнов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

В последние годы актуальны исследования в области нелинейной топологической фотоники [1]. В рамках данного раздела изучают связь нелинейных свойств материала и топологических особенностей оптических решеток [2–4], что открывает возможности для новых приложений, основанных на использовании топологической защищенности электромагнитных мод от рассеяния на дефектах. Анализ такого рода задач требует разработки новых подходов к их решению, в частности, с использованием методов машинного обучения.

В данной работе рассматривается применение алгоритма линейной регрессии (один из методов классического машинного обучения) для получения эволюционного уравнения, описывающего динамику комплексной огибающей краевого импульса, локализованного поперечно к топологической доменной стенке и распространяющегося вдоль нее. Для решения задачи мы использовали данные, подготовленные при решении параксиального уравнения, соответствующего исходной модели, которая затем преобразуется в континуальном пределе в уравнение в частных производных (УЧП) для огибающей. Для получения УЧП, которое эффективно воспроизводит динамику волнового поля вдоль интерфейса, введен подход, прежде всего основанный на разделении физических процессов на линейные и нелинейные эффекты. Это разделение связано с настройкой начального значения интенсивности краевой волны. При этом для решения задачи в нелинейном случае мы предполагаем, что линейная часть модели известна.

В качестве конкретного примера мы рассматриваем доменные стенки двух видов (zig-zag и bearded) в решетке геометрии «пчелиные соты» лазерно-записанных волноводов с керровской нелинейностью для двух различных групп параметров, соответствующих пределу слабой и сильной дисперсии. Восстановленные континуальные модели учитывают такие физические процессы, как пространственная дисперсия (в том числе высокого порядка), опрокидывание и самофокусировка, тем самым обеспечивая адекватное описание динамики распространения. Показано, что в нелинейном случае для группы параметров, отвечающих слабой дисперсии, определяющим слагаемым, искажающим форму начального симметричного Гауссовского распределения, является нелинейная групповая скорость, приводящая к асимметрии профиля в ходе распространения; а для большой дисперсии второго порядка – нелинейный набег фаз, что ведет к симметричному сжатию пучка и увеличению максимальной интенсивности в нем. Предложенная схема свободна от априорных ограничений, которые традиционно накладываются применяемыми в асимптотических аналитических методах иерархиями масштабов. Это делает ее мощным инструментом, усиливающим возможности машинного обучения и представляющим интерес для оптимизации параметров фотонных решеток.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках проекта FSWR-2024-0005. Работа Е. О. Смолиной была поддержана грантом 22-1-5-80-1 Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

1. *Ozawa T., et al.* Topological photonics // *Rev. Mod. Phys.* 2019. Vol. 91. P. 015006.
2. *Smirnova D. A., Smirnov L. A., Smolina E., Angelakis D. G., Leykam D.* Gradient catastrophe of nonlinear photonic valley-Hall edge pulses // *Phys. Rev. Research.* 2021. Vol. 3. P. 043027.
3. *Leykam D., Smolina E., Maluckov A., Flach S., Smirnova D. A.* Probing band topology using modulational instability // *Phys. Rev. Lett.* 2021. Vol. 126. P. 073901.
4. *Smolina E. O., Smirnov L. A., Leykam D., Smirnova D. A.* Self-steepening-induced stabilization of nonlinear edge waves at photonic valley-Hall interfaces // *Phys. Rev. A.* 2023. Vol. 108. P. L061501.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАНДШАФТА ФУНКЦИИ ПОТЕРЬ НЕЙРОННОЙ СЕТИ МЕТОДАМИ ТЕОРИИ КОЛЕБАНИЙ

И. А. Соловьев, В. В. Клиньшов

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород
НИУ «Высшая школа экономики», Нижний Новгород

Введение

Стремительное развитие искусственных нейросетей в последние годы позволило применять их в решении множества прикладных задач, среди которых распознавание изображений и локализация объектов в пространстве [1, 8], распознавание человеческой позы [2], речи [3, 4] и другие.

Искусственные нейронные сети являются динамическими системами, так как значения их параметров изменяются в дискретном времени в процессе обучения, в результате чего сеть приходит к аттракторам – минимумам функции ошибки. Однако их динамика, несмотря на повсеместное использование, изучена далеко не полностью.

В данной работе предпринята попытка заполнить пробел в этих знаниях и исследовать поверхность функции потерь искусственной нейронной сети. Чтобы обойти проблему слишком больших времен обучения, для поиска аттракторов сети (то есть локальных минимумов функции потерь) были использованы методы теории колебаний. Для получения распределений глубин минимумов, достигаемых с разных начальных условий, было предложено «клонирование» нескольких сетей и составление из них большой сети, что позволяет значительно ускорить численный счет. Предложенная в работе совокупность методов была применена к небольшой сети, решающей задачу аппроксимации функции.

Модель сети

Исследуемая модель представляет собой классическую полносвязную многослойную сеть [5, 6], в которой каждый нейрон одного слоя связан со всеми нейронами предыдущего. Выходное значение j -го нейрона определяется как нелинейная функция от взвешенной суммы всех приходящих в него сигналов из нейронов предыдущего слоя. Выход всей сети в таком случае будет определяться так:

$$\mathbf{y} = F(\mathbf{x}, \mathbf{w}), \quad (1)$$

где \mathbf{x} , \mathbf{y} – соответственно входной и выходной векторы, а \mathbf{w} – вектор всех обучаемых параметров (весов) сети. Задача обучения модели заключается в подборе значений весов таким образом, чтобы добиться желаемого отклика сети на предъявляемые ей входные данные. В работе сеть решает задачу регрессии – то есть должна научиться аппроксимировать гладкую функцию $\mathbf{y} = G(\mathbf{x})$ на множестве значений $\mathbf{x} \in X$. В качестве функции ошибки используется квадратичная ошибка:

$$C(\mathbf{w}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\mathbf{y}_i - \mathbf{d}_i)^2. \quad (2)$$

Для поиска $\mathbf{w} = \mathbf{w}_0$, обеспечивающего минимальное значение функции потерь, можно использовать различные алгоритмы обновления весов, однако в работе был использован наиболее простой – метод градиентного спуска:

$$\mathbf{w}_t = \mathbf{w}_{t-1} - \epsilon \mathbf{g}_t \quad (3)$$

где ϵ – параметр скорости обучения, а \mathbf{g}_t – вектор из частных производных функций ошибки по весам сети, вычисленный на шаге t . В совокупности с предъявлением сети на каждой итерации обучения всех доступных данных – это аналитически получить вид зависимости функции потерь от времени вблизи минимума, что важно для предлагаемого метода исследования ландшафта функции потерь.

Функция потерь вблизи минимума (точки \mathbf{w}_0) можно представить в виде квадратичной формы

$$C = C_0 + (\mathbf{w} - \mathbf{w}_0)^T A (\mathbf{w} - \mathbf{w}_0). \quad (4)$$

Тогда для случая обучения сети градиентным спуском можно получить экспоненциальный вид зависимости функции потерь от времени:

$$C = C_k \exp(-2 \ln(|1 - 2\epsilon \lambda_{\min}|) t) + C_0, \quad (5)$$

где C_0 – глубина локального минимума, λ_{\min} – минимальное собственное число матрицы A , характеризующее пологость минимума. Идея предлагаемого метода анализа ландшафта C заключается в том,

чтобы аппроксимировать реальную зависимость функции ошибки от времени вблизи минимума экспонентой (5), а из нее получить оценку глубины и пологости минимума.

Результаты

Для статистического анализа ландшафта функции потерь (2) было проведено обучение полносвязной сети с 300 различными начальными условиями. В качестве исследуемой модели была выбрана сеть с 10 скрытыми, 1 входным и 1 выходным нейронами с сигмоидной функцией активации. Веса в ней были инициализированы по Xavier [7]. Она решала задачу аппроксимации гладкой функции $g(x) = 0,5(1 - \cos(2\pi x/10))$ на интервале от 0 до 10. Для повышения эффективности численного счета 300 одинаковых сетей были «клонированы» и объединены в одну большую сеть с общим входным нейроном, что позволило учить их параллельно. Полученные реализации кривых обучения были аппроксимированы экспонентами. На основе аппроксимации получены распределения глубин и пологостей найденных сетью минимумов. Эти распределения представлены на рис. 1 а, б.

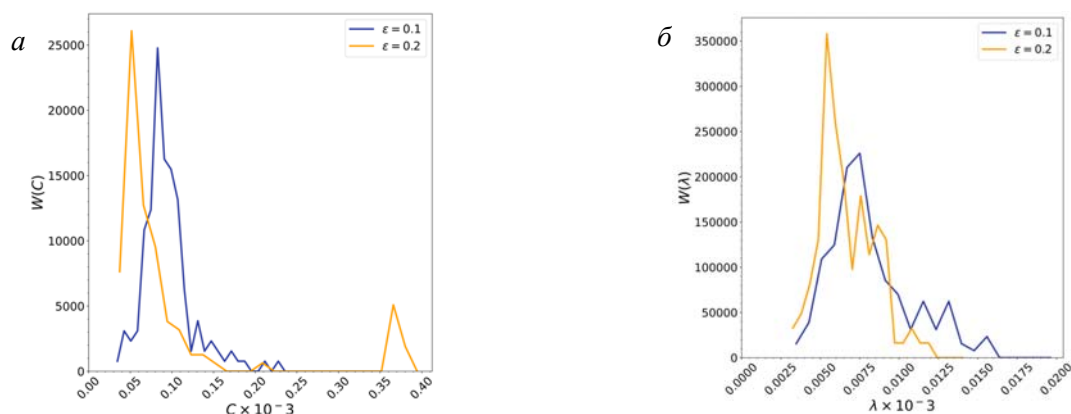


Рис. 1. Распределение глубин (а) и пологостей (б) найденных минимумов для разных скоростей обучения

Заключение

Из распределений видно, что, несмотря на простоту самой модели и решаемой ею задачи, вид ландшафта оказывается крайне сложным. Даже при одной и той же скорости обучения сеть в зависимости от начальных условий может достигать разных минимумов с существенно отличающейся глубиной и пологостью. Эти сведения необходимо учитывать при обучении. Предложенный в работе метод анализа ландшафта, а также «клонирование» сетей можно использовать и для более сложных моделей и решаемых ими задач, что важно при прикладном использовании. При этом важным преимуществом является то, что для получения сведений о локальном минимуме не нужно учить сеть до реального прихода в него, ограничившись аппроксимацией кривой обучения в его окрестности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 23-72-10088.

1. Szegedy C., Toshev A., Erhan D. Deep neural networks for object detection // Advances in neural information processing systems. 2013. Vol. 26.
2. Toshev A., Szegedy C. Deeppose: Human pose estimation via deep neural networks // Proceedings of the IEEE conference on computer vision and pattern recognition. 2014. P. 1653–1660.
3. Graves A., Mohamed A., Hinton G. Speech recognition with deep recurrent neural networks // 2013 IEEE international conference on acoustics, speech and signal processing. IEEE. 2013. P. 6645–6649.
4. Kim S. H., Nam H., Park Y. H. Temporal dynamic convolutional neural network for text-independent speaker verification and phonemic analysis // ICASSP 2022-2022 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP). IEEE, 2022. P. 6742–6746.
5. Baum E. B. On the capabilities of multilayer perceptrons // Journal of complexity. 1988. Vol. 4, no. 3. P. 193–215.
6. Rumelhart D. E., Hinton G. E., Williams R. J. Learning internal representations by error propagation, parallel distributed processing, explorations in the microstructure of cognition, ed. D. E. Rumelhart and J. McClelland. vol. 1. 1986 // Biometrika. 1986. Vol. 71. no. 599–607. P. 6.
7. Glorot X., Bengio Y. Understanding the difficulty of training deep feedforward neural networks // Proceedings of the thirteenth international conference on artificial intelligence and statistics. JMLR Workshop and Conference Proceedings, 2010. P. 249–256.
8. Socher R. et al. Parsing natural scenes and natural language with recursive neural networks // Proceedings of the 28th international conference on machine learning (ICML-11). 2011. P. 129–136.

ДВУМЕРНЫЙ ЛОКАЛЬНО-РЕЗОНАНСНЫЙ МЕТАМАТЕРИАЛ С ВИБРОУДАРНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

С. А. Сорокин^{1,2}, В. В. Смирнов², М. А. Ковалева^{1,2}

¹НИУ «Высшая школа экономики», Москва

²Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, Москва

Одним из актуальных направлений современной науки о материалах является разработка и исследование так называемых локально-резонансных метаматериалов [1, 2]. Под метаматериалами подразумеваются искусственно созданные среды, динамические свойства которых определяются дискретной структурой, сформированной метаатомами, – резонансными структурами. Характерной особенностью метаатомов является их способность эффективно взаимодействовать с волнами, длины которых многократно превышают собственные размеры метаатома. Наличие локально-резонансной структуры позволяет управлять спектральными характеристиками метаматериала, формированием запрещенных зон заданной ширины в требуемом диапазоне частот, управлять фокусировкой, маскировать объекты, и многое другое. Идея создания метаматериалов, возникшая в области электромагнитных явлений [3], впоследствии была распространена и на другие типы волновых процессов – акустических и упругих [1, 2, 4]. В частности, широко исследуются двумерные метаматериалы – тонкие пластины или поверхности, содержащие регулярный массив резонаторов [5]. Одним из наиболее простых типов резонаторов может служить столбик, прикрепленный к пластине. Наличие собственных частот деформационных колебаний столбика приводит к эффективному взаимодействию с изгибными колебаниями основания. В таких системах было, например, показано, что квазиодномерные массивы субволновых резонаторов на поверхности тонкой пластины могут служить волноводами для изгибных колебаний [6–8], а использование массивов резонаторов с переменными характеристиками позволяет создать сверхтонкую линзу и получить изображение объекта, находящегося в центре массива с разрешением, превышающим дифракционный предел [9–10]. Особенно важным оказывается возможность перенаправления и управления акустическими и упругими волнами, в том числе для сбора и рекуперации энергии. Модификация поверхностей с целью изменения их волновых свойств находит применение и в наноструктурах, что расширяет область применимости двумерных метаматериалов на терагерцовый диапазон частот, в частности, для управления переносом тепла и квантовых коммуникаций [5].

Следует отметить, что большинство упомянутых явлений реализуется в метаматериалах с линейными характеристиками. Однако исследования в области нелинейных метаматериалов также интенсивно развиваются [11–13]. В упругих системах реализовывать нелинейные характеристики при малых амплитудах достаточно сложно. Однако в случае гранулярных цепей или виброударных систем нелинейность проявляется даже для малых амплитуд. Применительно к двумерным метаматериалам виброударный характер локальных резонаторов можно реализовать, разместив тонкую массивную пластину на регулярном массиве жестких сфер, опирающихся на твердое основание (рис. 1, а). При подходящих параметрах можно считать, что взаимодействие между пластиной и сферами носит линейный характер, тогда как собственные частоты колебаний сфер на основании определяются потенциалом виброударного типа. В работе использована гладкая аппроксимация виброударного потенциала. Исследованы спектральные характеристики изгибных волн в зависимости от упругих характеристик пластины, типа нелинейности виброударного потенциала и геометрии расположения массива сфер. Показано, что спектр изгибных колебаний определяется дисперсионным уравнением вида

$$\mu S = 1,$$

где величина S зависит от геометрии решетки и волнового вектора, а фактор

$$\mu = \frac{v^2(\omega^2 - \Omega^2)}{\Omega^2 + v^2 - \omega^2}$$

включает в себя собственную частоту колебаний сфер на твердом основании Ω , зависящую от их амплитуды

$$\Omega \sim A^n,$$

где n – показатель степени виброударного потенциала. Пример расчетов дисперсионного соотношения для виброударной решетки резонаторов показан на рис. 1, б.

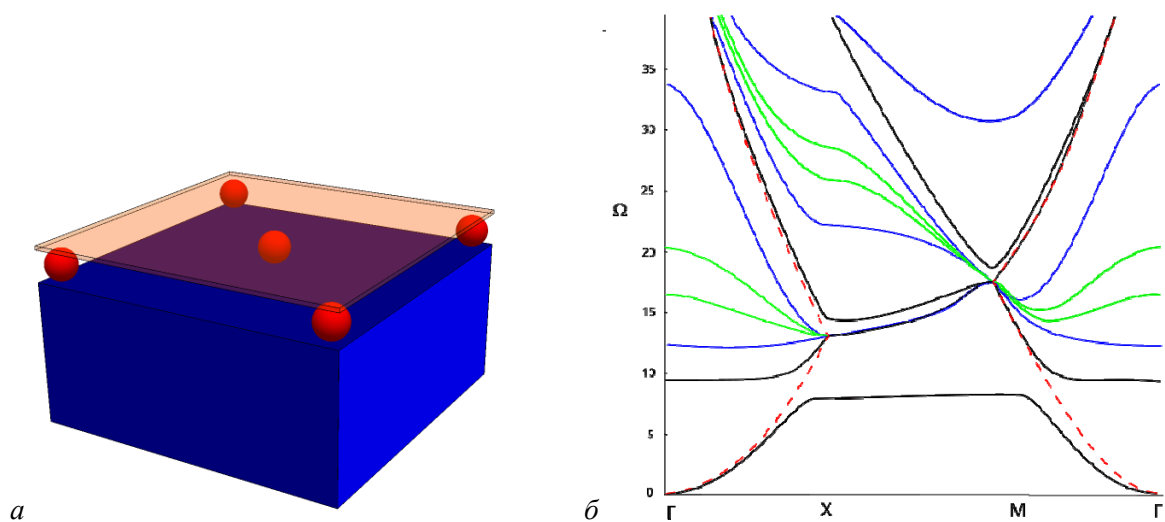


Рис. 1. Схема метаматериала – тонкая пластина на гранулярной подложке (а); б – спектр двумерного метаматериала (частота связи $\nu = 9$) при различных значениях амплитуды колебаний пластины: черные кривые соответствуют чисто линейной системе ($\Omega = 1$), синим и зеленым показаны дополнительные ветви, возникающие в виброударной подложке ($n = 10$) при амплитудах 0,01 и 0,05 (в постоянных решетке). Красные пунктирные линии показывают спектр колебаний пластины без массива резонаторов

Работа проведена при поддержке гранта РФФ № 24-23-00435.

1. *Krushynska A. O., Torrent D., Aragón A., et al.* Emerging topics in nanophononics and elastic, acoustic, and mechanical metamaterials: an overview, *Nanophotonics*. 2023. Vol. 12, no. 4. P. 659–686.
2. *Dai H., Zhang X., Zheng Y., Pei W., Zhou R., Liu R. and Gong Y.* Review and prospects of metamaterials used to control elastic waves and vibrations. *Front. Phys.* 2022. Vol. 10. 1069454. doi: 10.3389/fphy.2022.1069454
3. *Веселаго В. Г.* Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . *УФН*. 1967. Т. 92, вып. 3, С. 517.
4. *Guancong Ma, Ping Sheng.* Acoustic metamaterials: From local resonances to broad horizons. *Sci. Adv.* 2016. 2 : e1501595
5. *Jin Y., Pennec Y., Bonello B., Honarvar H., Dobrzynski L., Djafari-Rouhani B. and Hussein M. I.* Physics of surface vibrational resonances: pillared phononic crystals, metamaterials, and metasurfaces. *Rep. Prog. Phys.* 2021. Vol. 84. P. 086502
6. *Liang B., Cheng J.-C. and Qiu C.-W.* Wavefront manipulation by acoustic metasurfaces: from physics and applications *Nanophotonics*. 2018. Vol. 7 P. 1191.
7. *Torrent D., Mayou D. and Sánchez-Dehesa J.* Elastic analog of graphene: Dirac cones and edge states for flexural waves in thin plates *Phys. Rev. B*. 2013. Vol. 87 P. 115143.
8. *Li Y., Liang B., Gu Z.-M., Zou X.-Y. and Cheng J.-C.* Reflected wavefront manipulation based on ultrathin planar acoustic metasurfaces *Sci. Rep.* 2013. Vol. 3 P. 2546.
9. *Al-Lethawe M. A., Addouche M., Khelif A. and Guenneau S.* All-angle negative refraction for surface acoustic waves in pillar-based two-dimensional phononic structures *New J. Phys.* 2012. Vol. 14 P. 123030.
10. *Chaplain G. J. and Craster R. V.* Flat lensing by graded line meta-arrays *Phys Rev B*. 2019. Vol. 99. P. 220102(R).
11. *Xin Fang, Jihong Wen, Jianfei Yin, Dianlong Yu, and Yong Xiao.* Broadband and tunable one-dimensional strongly nonlinear acoustic metamaterials: Theoretical study, *Phys Rev E*. 2016. Vol. 94. P. 052206.
12. *Xin Fang, Jihong Wen, Henri Benisty, and Dianlong Yu.* Ultrabroad acoustical limiting in nonlinear metamaterials due to adaptive-broadening band-gap effect *Phys Rev B*. 2020. Vol. 101, P. 104304.
13. *Deng B., Raney J. R., Bertoldi K., and V. Tournat.* Nonlinear waves in flexible mechanical metamaterials; *J. Appl. Phys.* 2021. Vol. 130. P. 040901.

АТИПИЧНАЯ КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ АКТИВНОСТЬ В МОДЕЛИ НЕЙРОНА, ВОЗНИКАЮЩАЯ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ СИНГУЛЯРНОГО АТТРАКТОРА ШИЛЬНИКОВА

Н. В. Станкевич, А. С. Гонченко, Е. С. Попова, С. В. Гонченко

НИУ «Высшая школа экономики», Нижний Новгород

Модели нейронов являются одним из важнейших объектов в нейрофизиологии, нейродинамике, машинном обучении, нелинейной динамике и т. д. [1–2]. Данные модели используются как база для моделирования различных приложений широкого спектра: от исследования принципов функционирования изолированной клетки до моделирования работы мозга. Существуют большое количество моделей, имеющих свою специфику, при этом особенности, характерные для единичной модели, могут проявляться в динамике сети взаимодействующих элементов.

Важный класс моделей нейронов представляют модели одиночного нейрона, функционирующего в соответствии с формализмом Ходжкина – Хаксли [2–4]. Первая модель была предложена Ходжкином и Хаксли, она была представлена в виде системы четырех обыкновенных нелинейных дифференциальных уравнений и продемонстрировала все характерные для таких систем типы поведения: устойчивое состояние равновесия, спайковые и пачечные колебания [4]. В дальнейшем было показано, что минимальная математическая модель может представлять собой трехмерную потоковую динамическую систему, такими являются широко известная модель Хиндмарша – Роуза [5–6], модель Шермана – Ринцеля [7], редуцированная модель нейрона пиваки [8] и др. Также математическую модель можно записать в виде динамической системы с дискретным временем, т. е. отображением.

В рамках данной работы мы изучаем сложную динамику простейшей нейроноподобной модели – отображения Киалво [9–12]. Отображение Киалво представляет собой двумерный эндоморфизм:

$$\begin{aligned}x_{n+1} &= x_n^2 \exp(y_n - x_n) + I, \\y_{n+1} &= ay_n - bx_n + c,\end{aligned}\tag{1}$$

где переменная x воспроизводит динамику мембранного потенциала; y – восстанавливающая переменная; a, b, c, I являются параметрами системы; a – константа времени восстановления ($a < 1$); b определяет степень зависимости восстанавливающих процессов от уровня активности; c – постоянное смещение; параметр I характеризует действие ионных токов, инжектированных в нейрон. Матрица Якоби отображения (1) имеет следующий вид:

$$\hat{J} = \begin{vmatrix} (2x - x^2) \exp(y - x) & x^2 \exp(y - x) \\ -b & a \end{vmatrix}.\tag{2}$$

Таким образом, якобиан отображения (1) не зависит от параметров c и I и обращается в ноль при выполнении следующих условий:

$$J = 0 \rightarrow x = 0 \cup x = \frac{2a}{a-b}.\tag{3}$$

Это означает, что отображение (1) T необратимо. Более того, оно складывает R^2 в два раза. Сначала оно отображает R^2 в полуплоскость $D_1 : x \geq I$, которая является положительно инвариантной, т. е.

$T(D_1) \subset D_1$. Затем T складывает D_1 вдоль прямой $x = \frac{2a}{a-b}$, что позволяет реализовать динамику для

так называемого «snap-back repeller» в T . Это свойство важно для этого отображения, именно благодаря нему в системе возможны сингулярные аттракторы Шильникова.

В работе [9] было показано, что при $a = 0,89, b = 0,18, c = 0,28, I = 0,03$ в отображении (1) наблюдаются хаотические пачечные колебания. Чтобы получить общее представление о структуре плоскости параметров, зафиксировали значения a и b близкими к изначальным: $a = 0,9, b = 0,2$, а два других параметра c и I варьировали в довольно широких пределах. Проанализировали структуру плоскости параметров, бифуркационных линий. Особое внимание уделили бифуркации Неймарка – Саккера, рождению и разрушению инвариантной кривой и формированию сингулярного дискретного хаотического аттрактора Шильникова [12]. Данный тип аттракторов соответствует формированию атипичной колебательной активности, которую можно наблюдать на временных рядах. Было проведено исследование временных рядов, в которых были классифицированы закономерности специфици-

ческих колебательных активностей в случаях, когда существуют гомоклинические орбиты к неустойчивому фокусу и когда такие орбиты еще не сформировались, но странный аттрактор уже существует.

На рис. 1, *а* показан пример сингулярного дискретного аттрактора Шильникова для отображения Киалво (1). На фазовом портрете хорошо видно, что фазовые траектории подходят очень близко к неустойчивому фокусу (F). Для более точного результата были проанализированы увеличенные фрагменты аттрактора (рис. 1, *б*), которые показывают, что очень малая окрестность неустойчивого фокуса остается незаполненной. Соответствующий этому аттрактору временной ряд изображен на рис. 1, *в*. Несмотря на отсутствие гомоклинической орбиты, во временном ряду можно выделить интервал специфического поведения, связанного с влиянием неустойчивого фокуса (отмечен розовым цветом на рис. 1, *в*).

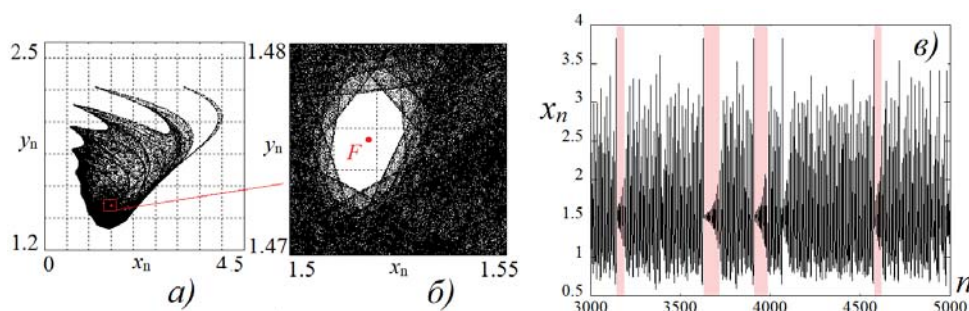


Рис. 1. Иллюстрации атипичной колебательной активности на пороге формирования сингулярного дискретного аттрактора Шильникова в отображении Киалво (1) при $a = 0,9$, $b = 0,2$, $c = 0,451$, $I = -0,69$. *а*, *б* – фазовый портрет и его увеличенный фрагмент; *в* – временная реализация. F – неустойчивый фокус; розовым цветом отмечены паттерны раскрутки траектории в окрестности неустойчивого фокуса

В рамках доклада мы обсудим различные типы таких аттракторов, опишем сценарий их развития, продемонстрируем аттракторы, возникшие на основе различных инвариантных кривых и предложим характеристики, позволяющие анализировать специфическую колебательную активность.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 20-71-10048, <https://rscf.ru/project/20-71-10048/>).

1. *Abarbanel H. D.* Neurodynamics: nonlinear dynamics and neurobiology / H. D. Abarbanel, M. I. Rabinovich // *Current opinion in neurobiology*. 2001. V.11, no. 4. P. 423–430.
2. *Izhikevich E. M.* Dynamical systems in neuroscience / E.M. Izhikevich. MIT press, 2007.
3. *Hodgkin A. L.* Currents carried by sodium and potassium ions through the membrane of the giant axon of Loligo / A. L. Hodgkin, A. F. Huxley // *The Journal of physiology*. 1952. Vol. 116, no. 4. P. 449.
4. *Hodgkin A. L.* A quantitative description of membrane current and its application to conduction and excitation in nerve / A. L. Hodgkin, A. F. Huxley // *The Journal of physiology*. 1952. Vol. 117, no. 4. P. 500.
5. *Hindmarsh J. L.* A model of neuronal bursting using three coupled first order differential equations / J. L. Hindmarsh, R.M. Rose // *Proceedings of the Royal society of London. Series B. Biological sciences*. 1984. Vol. 221. P. 87–102.
6. *Shilnikov A.* Methods of the qualitative theory for the Hindmarsh–Rose model: A case study—a tutorial / A. Shilnikov, M. Kolomiets // *Int. J. of Bif. and Chaos*. 2008. Vol. 18. P. 2141–2168.
7. *Sherman, A.* Emergence of organized bursting in clusters of pancreatic beta-cells by channel sharing / A. Sherman, J. Rinzel, J. Keizer // *J. Biophys.* 1988. Vol. 54. P. 411–425.
8. *Cymbalyuk G.* Coexistence of tonic spiking oscillations in a leech neuron model / G. Cymbalyuk, A. Shilnikov // *Journal of computational neuroscience*. 2005. Vol. 18. P. 255–263.
9. *Chialvo D. R.* Generic excitable dynamics on a two-dimensional map // *Chaos. Solitons & Fractals*. 1995. Vol. 5. P. 461–479.
10. *Wang F.* Mode locking and quasiperiodicity in a discrete-time Chialvo neuron model / F. Wang, H. Cao // *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*. 2018. Vol. 56. P. 481–489.
11. *Bashkirtseva I.* Noise-induced complex dynamics and synchronization in the map-based Chialvo neuron model / I. Bashkirtseva, L. Ryashko, J. M. Seoane, M. A. Sanjuán // *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*. 2023. Vol. 116. P. 106867.
12. *Stankevich N. V.* Complex dynamics of the simplest neuron model: singular chaotic Shilnikov attractor as specific oscillatory neuron activity / N. V. Stankevich, A. S. Gonchenko, E. S. Popova, S. V. Gonchenko // *Chaos. Solitons & Fractals*. 2023. Vol. 172. P. 113565.

КВАЗИМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПУЧОК ЭЛЕКТРОНОВ LWFA: АНАЛИТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

*Е. М. Стародубцева*¹, *И. Н. Цымбалов*^{1,2}, *Д. А. Горлова*^{1,2}, *К. А. Иванов*^{1,3},
А. Б. Савельев-Трофимов^{1,3}

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

²Институт ядерных исследований РАН, Москва

³Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Лазерно-плазменные ускорители развиваются как в сторону получения энергий в гигаэлектронвольтах [1, 2], так и в сторону создания систем с энергией в единицы – десятки мегаэлектронвольт и высокой частотой повторения [3]. Последние используют лазерные импульсы с энергией, ограниченной десятками миллиджоулей. Генерируемые в системах с высокой частотой повторения электронные пучки интересны для различных приложений, таких как генерация рентгеновского излучения [4], сверхбыстрая электронная микроскопия [5], исследование фотоядерных реакций вблизи порога [6].

Одним из наиболее популярных механизмов ускорения электронов в лазерной плазме является LWFA [7]. При распространении короткого мощного лазерного импульса в плазме электроны вытесняются пондеромоторной силой из области максимальной интенсивности, возбуждая плазменную кильватерную волну, характеризующуюся сильными продольными электрическими полями [8], которые могут ускорить электроны до релятивистских энергий.

Для приложений важно иметь монохроматические пучки, это позволяет измерять пороги фотоядерных реакций и повышать разрешение микроскопии. Обычно это реализуется в сильно нелинейном bubble-режиме LWFA [9]. Однако для небольших энергий лазерного импульса может реализовываться режим, в котором плазменная волна имеет одинаковую амплитуду нескольких горбов. Динамика электронов вблизи оси, вдоль которой распространяется лазерный импульс, в таком случае хорошо описывается в 1-D приближении, с переходом к рассмотрению задачи в фазовом пространстве (γ, Φ) :

$$\frac{d\gamma}{dt} = -A \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma} \sin \Phi, \quad (1)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \omega_p \left(\frac{c}{v_\phi} \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} - 1 \right). \quad (2)$$

Было рассмотрено синусоидальное электрическое поле с амплитудой E . Также было предложено использовать модель электрического пилообразного поля, которая лучше соответствует нелинейным плазменным волнам – периодическим пикам электронной концентрации из PIC-моделирования. Используя параметры плазменных волн из эксперимента [10] ($E = 0,1E_0$, $n_e = 0,05n_{cr}$, $E_0 = \frac{2\pi mc^2}{\lambda e}$), для всех моделей была получена та же максимальная энергия электронов $\mathcal{E}_{max} \approx 12$ МэВ, что и в эксперименте [10].

Квазимонохроматичность пучка определяется длительностью инжекции. Это может быть самоинжекция из-за захвата электронов полем плазменной волны, амплитуда которой достигла порога опрокидывания [11]. Тогда инжекция начнется по достижении порога и будет продолжаться, пока амплитуда плазменной волны не станет ниже порога вследствие истощения лазерного импульса или затухания волны из-за захвата электронов. Захват может быть вызван изменением плазменной длины волны на спадающем градиенте плотности [12], тогда продолжительность инжекции будет определяться протяженностью области со спадающим градиентом. Также инжекция может происходить при ионизации сильным лазерным полем внутренних оболочек атомов мишени [13]. В этом случае продолжительность инжекции будет определяться протяженностью области, в которой амплитуда поля достаточна для такой ионизации.

Помимо получения квазимонохроматических пучков, интерес представляет создание перестраиваемого по спектру квазимонохроматического источника. Добиться этого можно, изменяя амплитуду и период плазменной волны, меняя амплитуду лазерного импульса и плотность газовой мишени [14]. Как показано в работе [10], другой способ – прерывать процесс ускорения на различных стадиях.

Для моделирования снижения амплитуды плазменных волн вследствие поглощения лазерного импульса мы предложили модель двух амплитуд плазменных волн, в которой фазовые портреты различных амплитуд соединяются при значении $\Phi = \pi$.

Используя описанные модели, исследовано влияние длительности инъекции на распространение энергии электронного пучка (см. рис. 1, *a*). Чем меньше длительность инъекции, тем меньше минимальный разброс по энергии. Для пилообразного поля $\tau = 20\lambda/c$, $\Delta\mathcal{E} = 0,15$ МэВ, $\tau = 30\lambda/c$, $\Delta\mathcal{E} = 0,35$ МэВ, $\tau = 40\lambda/c$, $\Delta\mathcal{E} = 0,62$ МэВ. Форма электрического поля влияет на форму фазового портрета, что в свою очередь влияет на энергетический разброс: нелинейная плазменная волна дает меньший разброс по энергии электронного пучка, чем синусоидальная. Для $\tau = 40\lambda/c$ минимальный разброс по энергии $\Delta\mathcal{E} = 0,62$ МэВ для пилообразного поля, $\Delta\mathcal{E} = 1,0$ МэВ для синусоидального поля.

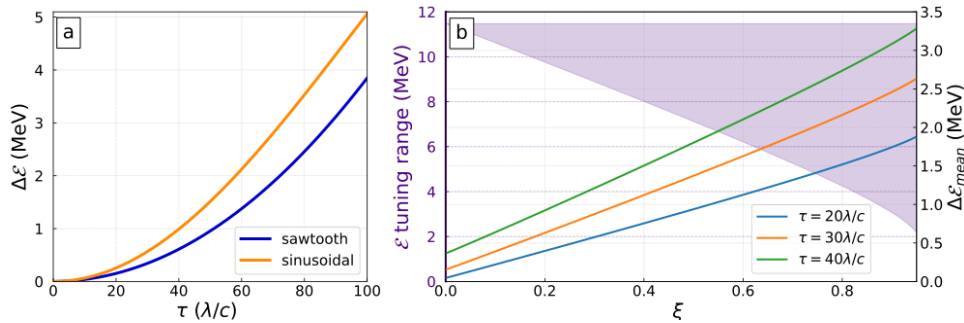


Рис. 1. Зависимость минимального расщепления энергии $\Delta\mathcal{E}$ от продолжительности впрыска τ для синусоидального и пилообразного электрического поля (*a*). Диапазон варьирования энергии (отмечен фиолетовым цветом) и средний разброс по энергии $\Delta\mathcal{E}_{mean}$ на части замедления ($\Phi = \pi - 2\pi$) для $\tau = 20, 30, 40 \lambda/c$ в зависимости от отношения амплитуды ξ плазменных волн (*b*)

Было исследовано влияние уменьшения амплитуды плазменной волны. Когда амплитуда лазерной волны уменьшается, фазовая траектория электрона становится выше сепаратрис, что делает ее более полой и таким образом приводит к меньшему разбросу по энергии. Для средней энергии пучка электронов 8 МэВ и $\tau = 40\lambda/c$ разброс по энергии $\Delta\mathcal{E} = 5,28$ МэВ для постоянной амплитуды плазменной волны и $\Delta\mathcal{E} = 3,38$ МэВ для изменяемой амплитуды плазменной волны с отношением амплитуд $\xi = 0,75$. Следовательно, можно изменять энергию пучка электронов, прерывая процесс ускорения, и он будет квазиодноэнергетическим (см. рис. 1, *b*).

1. *Gonsalves A. J. et al.* Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide // *Phys. Rev. Lett.* 2019. Vol. 122, no. 8., P. 084801. doi: 10.1103/PhysRevLett.122.084801.
2. *Aniculaesei C. et al.* The acceleration of a high-charge electron bunch to 10 GeV in a 10-cm nanoparticle-assisted wakefield accelerator // *Matter and Radiation at Extremes.* 2023. Vol. 9, no. 1. P. 014001. issn: 2468-2047. doi: 10.1063/5.0161687.
3. *Salehi F. et al.* MeV electron acceleration at 1 kHz with ~ 10 mJ laser pulses // *Optics letters.* 2017. Vol. 42, no. 2, P. 215–218.
4. *Nakajima K.* Laser-driven electron beam and radiation sources for basic, medical and industrial sciences // *Proceedings of the Japan Academy, Series B.* 2015. Vol. 91, no. 6. P. 223–245. doi: 10.2183/pjab.91.223.
5. *Thoss A.* X-ray emission and particle acceleration from a liquid jet target using a 1-kHz ultrafast laser system. PhD thesis. 2003.
6. *Nedorezov V. G., Rykovanov S. G., and Savel'ev A. B.* Nuclear photonics: results and prospects // *Physics-Uspekh* 2021. Vol. 64, no. 12. P. 1214. doi: 10.3367/UFNe.2021.03.038960.
7. *Esarey E., Schroeder C. B., and Leemans W. P.* Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators // *Reviews of modern physics* 2009. Vol. 81, no.3. P. 1229.
8. *Tajima T. and Dawson J. M.* Laser electron accelerator // *Physical review letters.* 1979. Vol. 43, no. 4. P. 267.
9. *Faure J. et al.* A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams // *Nature* 2004. 431.7008. P. 541–544.
10. *Tsybalov I. et al.* All-optical blast wave control of laser wakefield acceleration in near critical plasma. arXiv preprint arXiv:2403.19828 (2024).
11. *Wang X. et al.* Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration of electrons to 2 GeV // *Nature communications.* 2013. Vol. 4, no. 1. P. 1988.
12. *Bulanov S. et al.* Particle injection into the wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking // *Physical Review E.* 1998. Vol. 58, no. 5. R5257.
13. *Pak A. et al.* Injection and trapping of tunnel-ionized electrons into laser-produced wakes // *Physical review letters.* 2010. Vol. 104, no. 2. P. 025003.
14. *C. M. Lazzarini et al.* Ultrarelativistic electron beams accelerated by terawatt scalable kHz laser // *Physics of Plasmas.* 2024. Vol. 31, no. 3.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРОБОЯ НА СТАДИИ ИНИЦИАЦИИ МОЛНИИ

А. А. Сысоев^{1,2}, Д. И. Иудин^{1,2}, А. А. Емельянов¹, И. Ю. Жаворонков¹

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Приволжский исследовательский медицинский университет, Нижний Новгород

В работе представлена численная модель начальных импульсов пробоя (НИП), представляющая собой «гибрид» электростатического подхода, обычно используемого для описания роста древовидного разряда молнии, и приближения длинной линии, применяемого в так называемых инженерных моделях. НИП принято определять как серию из нескольких, как правило около десятка, биполярных импульсов электрического поля, длящаяся 1–10 мс и предшествующую появлению ступенчатого отрицательного лидера молнии [1]. Каждый импульс электрического поля излучения НИП длится примерно 10–40 мкс и имеет амплитуду ~ 1 В/м на расстоянии 100 км от источника. Импульсы последовательности отделены друг от друга паузами длительностью порядка 100 мкс. Для их генерации внутри грозового облака должны возникать всплески тока, сопоставимые по величине или даже большие, чем токи молнии типа облако-земля на стадии возвратного удара.

Принято считать, что НИП обусловлены формированием гипертрофированных ступеней так называемого начального лидера. Характерные для него длины ступеней (0,1–1 км) и паузы между ними (0,1–1 мс) гораздо больше, чем у «обычного» ступенчатого отрицательного лидера молнии, для которого типичны соответствующие значения порядка 1–10 м и 10 мкс. Кроме того, амплитуды тока ступеней начального лидера, составляющие десятки (иногда сотни) тысяч ампер, также заметно превышают токи ступеней нисходящего отрицательного лидера, амплитудные значения которых оцениваются в несколько тысяч ампер.

НИП являются мощнейшими природным источником ВЧ-ОВЧ излучения (3–300 МГц). Чрезвычайно высокая энергетика связанных с НИП процессов подчеркивается тем, что они сопровождаются генерацией гамма-квантов и мощными вспышками света, пробивающимися через толщу облака. Дополнительный интерес к НИП связан с тем, что они всегда (или по крайней мере в большинстве случаев) предшествуют появлению ступенчатого отрицательного лидера молнии. Данный факт делает их частью процесса инициации молнии, механизм которого считается самой интригующей из нерешенных проблем атмосферного электричества [2]. Подробное описание экспериментально измеряемых параметров НИП и современных представлений о них приведено в работе [3].

Область моделирования представляет собой отрезок вертикальной оси z протяженностью 1 км, центр которого расположен на высоте 8 км над уровнем моря. Он разбит на сегменты длиной 1 м, которая задает пространственное разрешение модели. Область моделирования расположена между разноименными слоями внутриоблачного заряда облака, где напряженность внутриоблачного электрического поля локально усилена.

Сильной стороной предлагаемой модели является учет термодинамической стороны эволюции разряда. Для каждого канала, начиная с момента его появления, решается уравнение теплопроводности, правая часть которого включает источник в виде джоулева нагрева и сток в виде радиационных потерь. Это позволяет привязать погонное сопротивление горячих лидерных каналов к их температуре (в равновесном приближении) и корректно описать текущие по ним токи (см. также [4]). Модель учитывает радиальные токи утечки с поверхности лидерного канала, формирующие окружающий его чехол заряда. Структурное разделение погонного заряда лидера между тонкой жилой и объемным чехлом важно для корректного вычисления напряженности электрического поля на рассматриваемой оси.

На начальном этапе система заполняется затравочными стримерными сегментами, которые, в случае попадания в зоны относительно сильного электрического поля, начинают расти и прогреваться токами поляризации. Результаты моделирования показывают, что всплески тока, удовлетворяющие параметрам НИП, могут формироваться не только в результате слияний лидерных сегментов, которые порождают ступени начального лидера, но и быть следствием резкого появления горячего хорошо проводящего лидерного канала длиной в несколько сотен метров на фоне изначально более холодной стримерной плазмы. Поскольку это происходит в условиях относительно большой напряженности внутриоблачного электрического поля, данный процесс сопровождается интенсивным всплеском тока выравнивания потенциалов. Взрывной характер процесса формирования лидерного

канала связан с тем, что в диапазоне до 10 кК проводимость равновесной плазмы является резко растущей функцией температуры.

Пример высотно-временного распределения всплеска тока системы, связанного с резким формированием лидерного канала длиной порядка 250 м, и соответствующая осциллограмма электрического поля излучения НИП в дальней зоне представлены на рис. 1. В реальности развитие разряда не ограничивается рассматриваемым в модели вертикальным отрезком, поэтому появление лидерных сегментов может происходить по всему объему «активной» части грозового облака. При этом разделенные в пространстве события могут возникать с некоторыми временными сдвигами. Поэтому подобных импульсов электрического поля должно быть довольно много, что и наблюдается в натуральных измерениях. Кроме того, дополнительные всплески тока и соответствующие импульсы электромагнитного излучения могут быть связаны с актами слияний отдельных лидерных каналов.

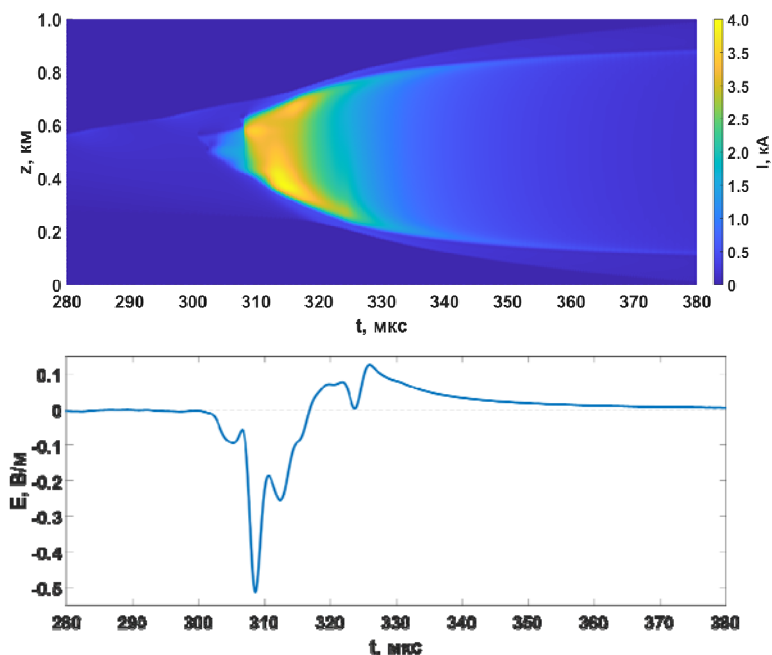


Рис. 1. Высотно-временное распределение импульса тока НИП в период формирования лидерного канала (сверху) и соответствующая осциллограмма электрического поля излучения на расстоянии 100 км от источника (снизу)

Результаты моделирования подтверждают гипотезу о том, что характерные импульсы тока НИП связаны с формированием и последующей эволюцией канала начального лидера. Параметры воспроизведенного в рамках модели импульса электрического поля излучения НИП хорошо согласуются с результатами полевых измерений. Результаты работы важны для лучшего понимания процесса инициации молнии и развития методов молниезащиты.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 23-21-00057.

1. *Rakov V. A. Lightning: Physics and Effects / Rakov V. A., Uman M. A. New York : Cambridge University Press, 2003. 687 p.*
2. *Dwyer J. R. The Physics of Lightning / Dwyer J. R., Uman M. A. // Phys. Rep. 2014. Vol. 534, no. 4. P. 147–241.*
3. *Костинский А. Ю. Плазменные структуры и объемные сети каналов, как составляющие последовательного механизма инициации молнии в грозовых облаках : дис. ... д.ф.-м.н. / МИЭМ НИУ ВШЭ. Москва, 2022.*
4. *Сысоев А. А., Иудин Д. И., Раков В. А., Емельянов А. А., Климашов В. Ю., Коровкин Н. В. Численное моделирование сильноточных атмосферных разрядов с учетом термодинамики плазменных каналов. Ч. 1. Описание модели // Глобальная энергия. 2023. Т. 29, вып. 4. С. 50–71.*

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНЫХ ВНУТРИОБЛАЧНЫХ РАЗРЯДОВ

А. А. Сысоев^{1,2}, Д. И. Иудин^{1,2}, А. А. Емельянов¹, И. Ю. Жаворонков¹

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Приволжский исследовательский медицинский университет, Нижний Новгород

В работе представлена численная модель, способная описывать эволюцию сильноточных молниевых разрядов. Среди них можно выделить компактные внутриоблачные разряды (КВР) и начальные импульсы пробоя (НИП), привлекающие повышенное внимание благодаря своим импульсным токам с длительностью от единиц до нескольких десятков микросекунд и амплитудами до десятков (иногда сотен) тысяч ампер. Кроме того, они являются мощнейшими природными источниками ВЧ-ОВЧ излучения (3–300 МГц). Вместе с тем механизм формирования КВР и НИП, позволяющий за очень короткое время собрать и разделить большое количество внутриоблачного заряда, не до конца понятен и занимает почетное четвертое место в списке десяти наиболее важных нерешенных проблем физики молнии [1].

Модель основывается на принципах работы [2], в которой была представлена продвинутая стохастическая модель развития молнии. Она обладает относительно высоким пространственно-временным разрешением и учитывает асимметрию пороговых полей распространения положительных и отрицательных стримеров, эволюцию параметров разрядных каналов и возможность их одновременного роста и отмирания в различных частях разрядного дерева. Инновационной особенностью модели является учет термодинамики разрядных каналов. Знание радиального профиля температуры канала, который определяет проводимость и токовый радиус горячих лидерных сегментов, делает возможным воспроизведение характерных для сильноточных молниевых разрядов токов с амплитудами до десятков тысяч ампер. Подробное описание модели приведено в работе [3].

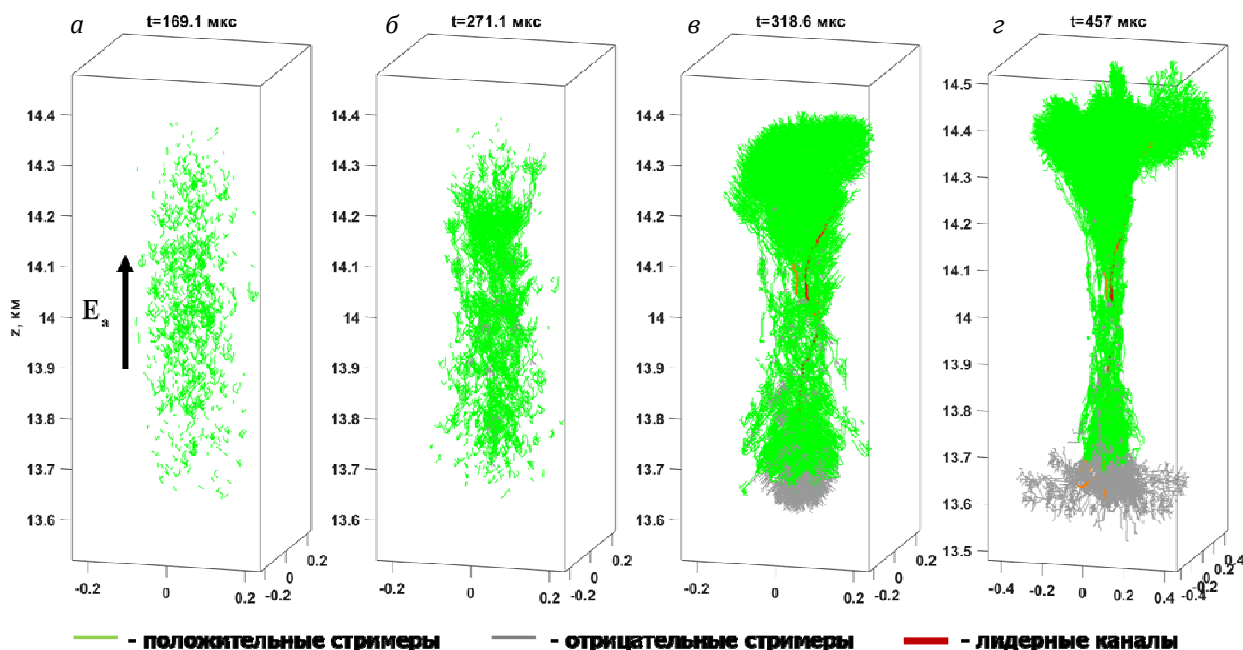


Рис. 1. Основные этапы эволюции сильноточного разряда (слева направо): *а* – разрозненные системы положительных стримеров, *б* – слияние стримерных систем в объемную сеть плазменных каналов, *в* – формирование единого лидерного канала, пронизывающего разрядную систему по вертикали, *г* – стадия спада тока, на которой постепенно затухающий разряд по инерции разрастается в латеральной плоскости, после чего отмирает

Несколько «мгновенных снимков» моделируемой системы представлены на рис. 1. На начальном этапе система представляет собой отдельные системы положительных стримеров, которые возникают в результате локальных флуктуаций электрического поля, происхождение которых обосновано в работе [4]. Со временем в результате поляризации во внутриоблачном поле в точке их старта

накапливается достаточно большой отрицательный заряд, что создает условия для появления отрицательных стримеров. Отдельные стримерные системы, растущие преимущественно вертикально (вдоль направления вектора напряженности внутриоблачного электрического поля), срастаются в единую плазменную сеть. В рамках этой сети в местах наибольшей концентрации токов (как правило, точки старта стримерных систем) формируются первые зачатки горячих лидерных каналов. Разрозненные лидерные сегменты постепенно удлиняются и прогреваются, увеличивая напряженность электрического поля на своих головках. Запускается механизм электростатического притяжения между положительными головками одних лидеров и отрицательными головками других. Происходит агрегация множества коротких лидеров с образованием более крупных. Таким образом, горячий хорошо проводящий лидерный каркас формируется в результате эволюции объемной иерархической сети изначально холодных плазменных каналов. Характерный для КВР и НИП интенсивный всплеск тока с длительностью порядка 2 мкс и амплитудой около 35 кА (см. левую панель рис. 2) возникает в момент слияния пары достаточно длинных хорошо поляризованных лидерных сегментов с образованием единого канала, пронизывающего плазменную сеть вдоль направления вектора напряженности внутриоблачного электрического поля. Биполярный импульс излучения, соответствующий всплеску тока системы, показан на правой панели рис. 2. Представленная осциллограмма, рассчитанная по описанному в работе [5] алгоритму, соответствует стандартному расстоянию 100 км от источника. Сравнение вклада от горячих лидерных каналов с полным сигналом позволяет заключить, что именно лидерный каркас отвечает за характерный импульс излучения разряда.

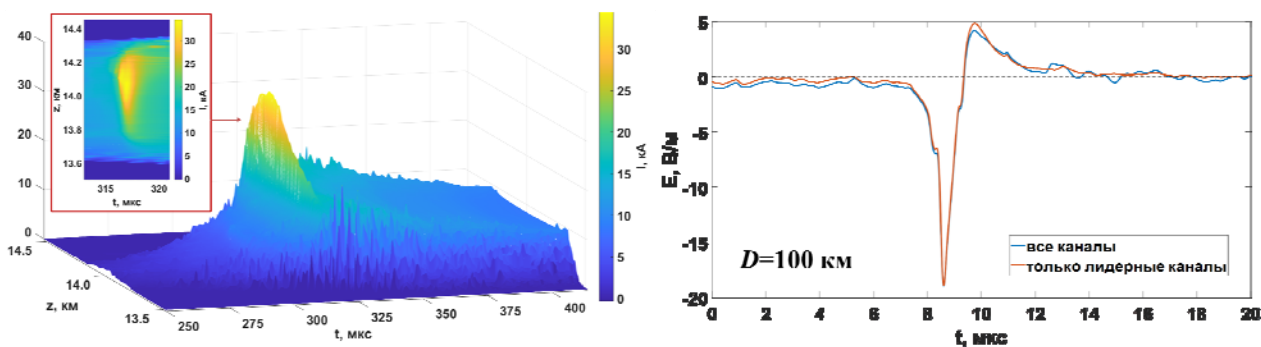


Рис. 2. Высотно-временной профиль тока сильноточного разряда (слева) и создаваемый им биполярный импульс электрического поля излучения в дальней зоне (справа)

Результаты моделирования позволяют сформулировать гипотезу о том, что токовые системы КВР и НИП имеют один и тот же коллективный (сетевой) механизм эволюции, по-разному проявляющийся из-за различия характерных высот их развития. Из-за ухудшения условий формирования горячего лидерного канала с падением плотности воздуха (см. [6] и ссылки там) плазменная сеть КВР, образующаяся на бóльших высотах, будет содержать меньшее число горячих лидерных сегментов, чем в случае НИП. Как следствие, развитие КВР сопровождается единственной «ступенью», в то время как для НИП последовательное слияние большого числа лидерных сегментов обеспечивает несколько «ступеней», наблюдаемых в дальней зоне как серия всплесков электрического поля.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-21-00057).

1. Dwyer J. R. The Physics of Lightning / J. R. Dwyer, M. A. Uman // Phys. Rep. 2014. Vol. 534, no. 4. P. 147–241.
2. Iudin D. I. Advanced Numerical Model of Lightning Development: Application to Studying the Role of LPCR in Determining Lightning Type / D. I. Iudin, V. A. Rakov, E. A. Mareev, F. D. Iudin, A. A. Syssoev, S. S. Davydenko. // J. Geophys. Res. Atmos. 2017. Vol. 122, no. 12. P. 6416–6430.
3. Сысоев А. А., Иудин Д. И., Раков В. А., Емельянов А. А., Климашов В. Ю., Коровкин Н. В. Численное моделирование сильноточных атмосферных разрядов с учетом термодинамики плазменных каналов. Ч. 1. Описание модели // Глобальная энергия. 2023. Т. 29, вып. 4. С. 50–71.
4. Iudin, D. I. Formation of Decimeter-Scale, Long-Lived Elevated Ionic Conductivity Regions in Thunderclouds / D. I. Iudin, V. A. Rakov, A. A. Syssoev, A. A. Bulatov, M. Hayakawa. // NPJ Clim. Atmos. Sci. 2019. Vol. 2, no. 46.
5. Syssoev, A. A. Radiation Electric Field Produced by the Lightning Leader Formation in a Thundercloud: Observations and Modeling / A. A. Syssoev, D. I. Iudin, A. N. Karashtin, Yu. V. Shlyugaev // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2021. Vol. 221. P. 105686.
6. Syssoev, A. A. Numerical Simulation of Electric Field Distribution Inside Streamer Zones of Positive and Negative Lightning Leaders / A. A. Syssoev, D. I. Iudin // Atmos. Res. 2023. Vol. 295. P. 107021.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕХНИКИ НЬЮТОНОВСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ ДЛЯ ИНИЦИАЛИЗАЦИИ РЕТРОСПЕКТИВНЫХ СЕЗОННЫХ ПРОГНОЗОВ МОДЕЛИ ЗЕМНОЙ СИСТЕМЫ ИВМ РАН

М. А. Тарасевич^{1,2,3}, Е. М. Володин^{1,2}

¹Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука РАН, Москва

²ФГБУ «Гидрометцентр России», Москва

³Московский физико-технический институт, Долгопрудный

В рамках данной работы исследуется влияние способа задания начальных состояний на качество ретроспективных сезонных прогнозов версии INMCM5 [1] модели Земной системы ИВМ РАН. Для выполнения настоящей работы с INMCM5 были проведены специальные расчеты, в течение которых трехмерные поля температуры воздуха и горизонтальных компонент скорости ветра, а также температуры и солености океана притягивались с использованием техники ньютоновской релаксации к данным реанализов. При этом в системе подготовки начальных состояний был поддержан способ инициализации модели Земной системы ИВМ РАН с использованием начальных состояний, полученных в рамках расчета с притягиванием. С подготовленных начальных данных выполнен расчет серий ретроспективных прогнозов на зимние сезоны (ноябрь–февраль) 1993/1994–2009/2010 гг. Размер ансамбля составляет 20 членов.

Результаты ретроспективных сезонных прогнозов модели Земной системы ИВМ РАН, полученные в рамках данной работы, сравниваются с результатами расчетов INMCM5, инициализированных в терминах аномалий и полными полями, а также мультимодельного ансамбля WMO, состоящего из 12 прогностических систем. Для верификации результатов серии ретроспективных прогнозов INMCM5 используются пространственные распределения и глобально осредненные значения коэффициента временной корреляции аномалий и среднеквадратической ошибки для приземной температуры воздуха и давления на уровне моря. В качестве наблюдений используются данные реанализа ERA5 [2]. Коэффициенты корреляции и среднеквадратические ошибки вычисляются по средним за декабрь – февраль 1993/1994–2009/2010 гг. значениям. Перед вычислением указанных величин данные модели Земной системы ИВМ РАН и реанализа ERA5 интерполируются на регулярную широтно-долготную сетку $2,5^\circ \times 2,5^\circ$, общепринятую для верификации долгосрочных прогнозов.

Работа выполнена в Институте вычислительной математики им. Г. И. Марчука РАН при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 20-17-00190, проведение расчетов с притягиванием). Расчет серий ретроспективных сезонных прогнозов климатической модели ИВМ РАН выполнен на 1600 ядрах вычислительной системы Cray XC40-LS Главного вычислительного центра Гидрометцентра России в рамках ВИПГЗ «Единая национальная система мониторинга климатически активных веществ» (соглашение № 169-15-2023-003 от 1 марта 2023).

1. Володин Е. М., Мортиков Е. В., Кострыкин С. В., Галин В. Я., Лыкосов В. Н., Грицун А. С., Дианский Н. А., Гусев А. В., Яковлев Н. Г. Воспроизведение современного климата в новой версии модели климатической системы ИВМ РАН // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53, № 2. С. 164–178.
2. Hersbach H., Bell B., Berrisford P. et al. The ERA5 global reanalysis, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. 2020. Vol. 146, no. 730. P. 1999–2049.

БОЗОННЫЙ СЭМПЛИНГ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА СЖАТИЯ СОСТОЯНИЙ В ГИБРИДНОЙ АТОМНО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

С. В. Тарасов

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Одной из самых обсуждаемых сегодня тем в квантовой механике является демонстрация квантового превосходства, то есть возможности с помощью квантовых устройств осуществлять математические вычисления, недоступные для классических компьютеров. Так как в рамках существующих технологий реализация универсальных квантовых вычислений все еще выглядит недоступной, квантовое превосходство обсуждается в контексте так называемых NISQ-устройств (Noisy Intermediate-Scale Quantum) – характеризующихся существенными шумами и далеким от оптимального контролем состояний – и соотнесенных с ними очень частных, специально подобранных математических задач.

Перспективной в описанном контексте является задача о бозонном сэмплинге – генерации или симулировании случайных исходов измерения многочастичного бозонного состояния набором одно-модовых детекторов. Изначально она была сформулирована в терминах квантовой оптики: во входные каналы многомодового интерферометра синхронно подаются однофотонные (в случае обычного бозонного сэмплинга, [1]) или сжатые гауссовы (в случае гауссова бозонного сэмплинга, [2]) состояния, а затем производится одновременное детектирование числа фотонов в выходных каналах. Вероятности различных исходов таких измерений связаны со специфическими матричными перманентами или хафнианами (для обычного или гауссова сэмплинга соответственно). Эти матричные функции в общем случае не могут быть эффективно – за полиномиальное по размеру матрицы число операций и с полиномиальным объемом доступной памяти – вычислены классическими компьютерами, что делает классическую симуляцию бозонного сэмплинга сложной и дает фору квантовым симуляторам. Примечательным образом, обсуждаемая вычислительная сложность полноценно проявляется в очень простой системе, имеющей исчерпывающее описание в рамках линейной теории.

Однако экспериментальная демонстрация квантового превосходства на основе линейной квантовой оптики оказалась нетривиальна. Существенным препятствующим фактором являются потери фотонов. Согласно недавним работам [3, 4], высокие темпы потери фотонов открывают возможности классических аппроксимаций квантового симулятора. Так как стандартная архитектура сэмплеров характеризуется экспоненциальным ростом потерь фотонов по числу мод и глубине интерферометра, сама возможность достижения квантового превосходства на ее основе оказывается под вопросом [3].

В докладе предлагается альтернативная реализация бозонного сэмплинга, вдохновленная активно развивающимися экспериментами в области полостной квантовой электродинамики [5] и позволяющая обойти ограничения стандартной архитектуры. Именно линейный интерферометр предлагается заменить многомодовым резонатором, содержащим пассивный оптический элемент – облако холодного, частично конденсированного бозе-газа нерезонансных двухуровневых атомов. В ситуации, когда одна из оптических мод находится в классическом когерентном режиме, существенное нелинейное взаимодействие оптической и атомной подсистем естественным образом приведет к генерации в рассматриваемой системе запутанного многомодового сжатого составного состояния бозонов обоих видов – фотонов и атомов. При этом квазистационарное состояние такой гибридной системы уже в простейшем, гауссовом приближении соответствует нетривиальной совместной статистике чисел фотонов в оптических модах, описываемой матричными хафнианами (не предполагающими эффективного классического вычисления при подходящем подборе параметров системы).

Исследование выполнено в рамках реализации программы НЦМУ «Центр фотоники» при финансовой поддержке Минобрнауки, соглашение № 075-15-2022-316.

1. Aaronson S., Arkhipov A. The computational complexity of linear optics // Proceedings of the forty-third annual ACM symposium on Theory of computing. 2011. P. 333–342.
2. Kruse R., Hamilton C. S., Sansoni L., Barkhofen S., Silberhorn C., Jex I. Detailed study of Gaussian boson sampling // Phys. Rev. A. 2019. Vol. 100, no. 3. Art. 032326.
3. García-Patrón R., Renema J. J., Shchesnovich V. Simulating boson sampling in lossy architectures // Quantum. 2019. Vol. 3. P. 169.
4. Oh C., Liu M., Alexeev Y., Fefferman B., Jiang L. Classical algorithm for simulating experimental Gaussian boson sampling // Nature Physics. 2024. P. 1–8.
5. Mivehvar F., Piazza F., Donner T., Ritsch H. Cavity QED with quantum gases: new paradigms in many-body physics // Advances in Physics. 2021. Vol. 70, no. 1. P. 1–153.

ВЛИЯНИЕ СПИНОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА НА РЕЗОНАНСНУЮ ЧАСТОТУ И МАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МАГНОННОГО ВОЛНОВОДА

О. С. Темная

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва

Магнетика – область науки, изучающая возбуждение и распространение спиновых волн, или колебаний намагниченности. Спиновые волны имеют на порядок более высокие частоты при заданной длине волны, чем электромагнитные; также спиновые волны могут распространяться практически без затухания [1, 2]. Эти характеристики делают магнетонные среды потенциальными кандидатами для создания более энергоэффективных устройств для информационных технологий нового поколения.

Одной из важнейших задач в этой области является разработка методов контроля затухания спиновых волн для того, чтобы они могли распространяться в магнетонных волноводах без потери интенсивности. В ряде исследований продемонстрировано, что усиление спиновых волн в результате переноса спинового момента является эффективным способом управления собственным затуханием [3–5]. Интерес исследователей в основном сосредоточен на усилении амплитуды спиновых волн, в то время как вопрос влияния спинового тока на магнитную восприимчивость $\hat{\chi}$ остается неисследованным.

В данной работе изучается влияние усиления спинового тока в гетероструктуре «ферромагнетик – нормальный металл» (ФМ-НМ) на резонансные частоты и величины компонент тензора магнитной восприимчивости. Усиление спинового тока достигается за счет переноса спинового момента, возникающего благодаря спиновому эффекту Холла при пропускании электрического тока через тонкий слой НМ с большим спин-орбитальным взаимодействием.

Динамика намагниченности \mathbf{M} с учетом затухания и эффекта переноса спинового момента из слоя НМ может быть описана уравнением Ландау – Лифшица – Гильберта – Слончевского:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\mu_0 |\gamma| [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha_G}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right] + \frac{\sigma J_s}{M_s} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{p}]], \quad (1)$$

где $\gamma \approx 2\pi \times 28$ ГГц/Тл – гиромагнитное отношение, $\mu_0 = 1,7 \cdot 10^{-6}$ Гн/м – магнитная постоянная, \mathbf{H}_{eff} – эффективное магнитное поле, включающее внешнее, обменное и размагничивающее поля, M_s – намагниченность насыщения ФМ, α_G – константа затухания Гильберта, σ – феноменологическая константа, характеризующая эффективность переноса спинового момента из НМ в ФМ.

В геометрии поверхностных спиновых волн в случае, когда вектор внешнего магнитного поля сонаправлен с одной из координатных осей, из уравнения (1) с учетом $\mathbf{m} = \hat{\chi} \mathbf{h}$ можно получить выражение для тензора магнитной восприимчивости:

$$\hat{\chi} = \omega_M \frac{1}{\det} \begin{bmatrix} \omega_2 + i\omega\alpha & \omega_1 - i\omega \\ i\omega - \omega_1 & \omega_1 + i\omega\alpha \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где $\det = \omega_r^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2 + i\omega\Gamma_{\text{eff}}$, $\Gamma_{\text{eff}} = \alpha(\omega_1 + \omega_2) - 2\omega_1$, $\omega_1 = \omega_0 + \omega_M(\lambda_{\text{ex}}k^2 + 1 - P)$, $\omega_2 = \omega_0 + \omega_M(\lambda_{\text{ex}}k^2 + P)$, $\omega_r = \sqrt{\omega_1\omega_2 + \omega_1}$. Выражения для компонент тензора магнитной восприимчивости с учетом усиления спинового тока имеют следующий вид:

$$\chi_{xx} = \frac{\omega_M(\omega_2 + i\omega\alpha)}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_{\text{eff}}}, \quad \chi_{xz} = \frac{\omega_M(\omega_1 + i\omega\alpha)}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_{\text{eff}}}, \quad \chi_{zz} = \frac{\omega_M(i\omega - \omega_1)}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_{\text{eff}}}. \quad (3)$$

На рис. 1, *a* сплошными линиями показаны пространственные зависимости амплитуды спиновых волн при двух значениях постоянного электрического тока $I = 0$ мА и $I = 0,6$ мА, построенные численно, точки взяты из работы [3]. Видно, что при пропускании электрического тока через НМ наблюдается рост амплитуды спиновых волн вследствие возникновения спинового эффекта Холла. Влияние спинового тока приводит не только к компенсации потерь, но и к смещению вверх дисперсионной характеристики, при этом ее характер не меняется. Таким образом, уменьшение эффектив-

ного затухания делает возможным возбуждение спиновых волн с более высокими частотами волн с определенной длиной волны.

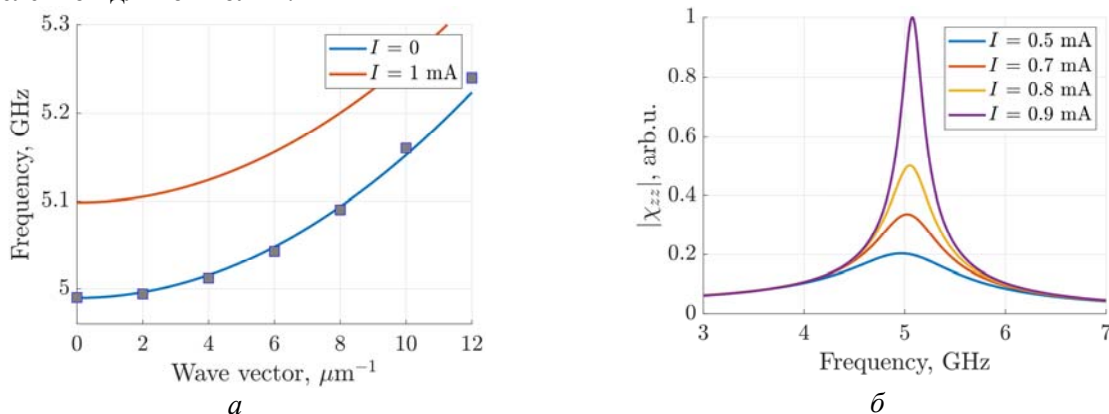


Рис. 1. Дисперсионная характеристика спиновых волн при отсутствии постоянного электрического тока и при величине тока $I = 1 \text{ mA}$, соответствующей критическому значению перехода в автоколебательный режим (а); б – зависимость компоненты тензора магнитной восприимчивости от частоты

Рассмотрим влияние усиления спинового тока на магнитную восприимчивость $\hat{\chi}$ волновода. Рост величины постоянного электрического тока, проходящего через НМ, приводит к увеличению частоты спинового тока. так как $\omega_1\omega_2 \gg \omega_1$, дополнительный спиновый ток, возбуждаемый в ФМ благодаря спиновому эффекту Холла, приводит к росту $\hat{\chi}$, как показано на рис. 1, б. Магнитная восприимчивость, которая определяется отношением намагниченности \mathbf{M} к величине внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 , чувствительна к коллективной спиновой динамике, поэтому рост амплитуды спиновых волн приводит к увеличению $\hat{\chi}$ в резонансе.

Таким образом, в работе исследовано влияние усиления спинового тока на магнитную восприимчивость гетероструктуры ферромагнетик – нормальный металл в случае распространения поверхностных спиновых волн. Результаты численного моделирования демонстрируют усиление амплитуды и частоты спиновых волн и рост магнитной восприимчивости при пропускании через металлический слой постоянного электрического тока. Представленные результаты могут быть использованы при создании высокочувствительных сенсоров магнитных полей и магنونных волноводов с возможностью управления затуханием.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

1. *Rezende S. M.* Fundamentals of Magnonics. Switzerland: Springer, first edition, 2020. 358 c.
2. *Chumak A. V., Kabos P., Wu M. et al.* Advances in Magnetics Roadmap on Spin-Wave Computing // IEEE Trans. Magn. 2022. Vol. 58, no. 6.
3. *Merbouche H., Divinskiy B., Gouéré D. et al.* True amplification of spin waves in magnonic nano-waveguides // Nat. Comm. 2024. Vol. 15. P. 1560.
4. *Wang Z., Sun Y., M. Wu, V. Tiberkevich, and A. Slavin,* Control of Spin Waves in a Thin Film Ferromagnetic Insulator through Interfacial Spin Scattering // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. P. 146602.
5. *Gladii O., Collet M., Garcia-Hernandez K. et al.* Spin wave amplification using the spin Hall effect in permalloy/platinum bilayers // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 108. P. 202407.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКА ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СОВРЕМЕННЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ АРХИТЕКТУРАХ (ЦПУ И ГПУ)

А. Д. Тимошенко, С. Г. Рыкованов

Сколковский институт науки и технологий, Москва

Эффект Комптона представляет собой рассеяние электромагнитного излучения на свободной заряженной частице, как правило – на электроне [1]. Комптоновское рассеяние бывает прямым и обратным. Нас интересует обратный эффект Комптона. В этом случае заряженная частица в ходе рассеяния передает фотону часть своей энергии. Происходит увеличение энергии фотонов и уменьшение их длины волны (в сторону рентгеновского и гамма-излучения).

Существующие источники, предназначенные непосредственно для экспериментов, работают в режиме линейного эффекта Комптона. В данном режиме электрон не ощущает действия светового давления. Такой случай хорошо изучен, а расчет подобных источников не составляет труда. Изучение же нелинейного комптоновского рассеяния [2], учет квантовых электродинамических эффектов открывает различные научные и прикладные перспективы. Среди них – создание одного из мегасайенс проектов в России под названием ИНОК НЦФМ (Интенсивный обратный комптон в Национальном центре физики и математики). Данный проект уже одобрен на государственном уровне сроком до 2030 года. Разрабатываемый в данной работе программный продукт будет необходим при создании ИНОК НЦФМ, который, в свою очередь, позволит выйти на новый уровень в исследованиях и экспериментах в различных областях физики.

Для расчета излучения Комптона используется формула, которая является следствием потенциалов Лиенара – Вихерта (Lienard – Wiechert) [3]:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\omega^2}{4\pi^2c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} (\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\beta})) e^{i\omega(t - \frac{nr}{c})} dt \right|^2, \quad (1)$$

где \mathbf{n} – единичный вектор, указывающий на детектор, фиксирующий излучение электрона в данной точке; $\boldsymbol{\beta}$ – вектор безразмерной скорости; \mathbf{r} – радиус-вектор, указывающий на электрон. Формула (1) позволяет рассчитать энергию, излученную электроном в единицу частоты и в единицу радиального угла.

Интеграл в формуле (1) сводится к преобразованию Фурье. В численных расчетах используется метод Fast Fourier Transform (FFT) [4]. Данный метод имеет вычислительную сложность порядка $O(n \log n)$ в терминах количества вычислительных операций. Такая вычислительная сложность считается весьма эффективной по сравнению с другими методами подсчета интегралов по типу (1).

Целью работы является разработка смоделированного источника комптоновского излучения в линейном и нелинейном режимах. Разработан программный код, моделирующий комптоновское рассеяние одного электрона под разными углами рассеяния, а также программный код, моделирующий комптоновское излучение двух и более электронов. Исследована корректность работы программного кода на каждом этапе моделирования. Проведено исследование эффективности работы программного кода на ГПУ (графическом программном устройстве) в сравнении с ЦПУ (центральным программным устройством). Сравнивается время вычислений на ГПУ и ЦПУ в зависимости от количества разбиений сетки по времени и от количества электронов. Произведено сравнение результатов моделирования с методом фазовых интегралов.

1. *Pattison P.* X-ray and gamma-ray Compton scattering : tesis University of Warwick, 1975.
2. *Seipt D. et al.* Analytical results for nonlinear Compton scattering in short intense laser pulses // *Journal of Plasma Physics.* 2016. Vol. 82, no. 2. P. 655820203.
3. *Chen M. et al.* Modeling classical and quantum radiation from laser-plasma accelerators // *Physical Review Special Topics– Accelerators and Beams.* 2013. Vol. 16, no. 3. P. 030701.
4. *Weisstein E. W.* Fast fourier transform // <https://mathworld.wolfram.com>. 2015.
5. *Boca M., Florescu V.* Nonlinear Compton scattering with a laser pulse // *Physical Review A – Atomic, Molecular, and Optical Physics.* 2009. Vol. 80, no. 5. P. 053403.
6. *Nedorezov V. G., Rykovanov S. G., Savel'ev A. B.* Nuclear photonics: results and prospects // *Physics-Uspekhi.* 2021. Vol. 64, no. 12. P. 1214.
7. *Squires E. J.* Relativistic Quantum Theory Vol 4 Course of Theoretical Physics Pt 1. 1971.
8. *Sarachik E. S., Schappert G. T.* Classical theory of the scattering of intense laser radiation by free electrons // *Physical Review D.* 1970. Vol. 1, no. 10. P. 2738.
9. *Chen M. et al.* Modeling classical and quantum radiation from laser-plasma accelerators // *Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams.* 2013. Vol. 16, no. 3. P. 030701.

К НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ЭФФЕКТА СРЫВА КОМПФНЕРА

А. В. Тутов, А. Д. Коваль

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Эффект подавления (или срыва) Компфнера известен буквально с момента создания лампы бегущей волны и достаточно хорошо изучен. За годы существования и развития ЛБВ данный эффект не раз подвергался подробному описанию и исследованию. Условие полного подавления входного сигнала в ЛБВ в линейном приближении было получено аналитически (см., например, [1]) и широко применялось для определения основных электродинамических параметров замедляющих систем ЛБВ [2]. При этом для нелинейного режима исследования имеют существенно ограниченный характер.

Некоторое время назад вышла статья научной группы из Саратовского университета, в которой была затронута тема нелинейного подавления сигнала в лампе бегущей волны [3]. В ней проведен всесторонний анализ эффекта Компфнера в нелинейном режиме. В качестве инструментов исследования выступили численное моделирование методом крупных частиц и эксперимент. В числе прочего авторы показали, во-первых, существование зависимости коэффициента подавления от величины входной мощности, а во-вторых, существование у этой зависимости экстремума, т. е. оптимального значения входной мощности, обеспечивающего максимальное подавление. Работа не содержала теории, объясняющей подобный эффект. В настоящей работе предложена приближенная нелинейная теория эффекта, позволяющая описать эффект нелинейного подавления Компфнера.

В основе предложенной полуаналитической теории лежит волновой метод Солнцева [4]. Такой подход позволяет свести задачу нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих в координатах Лагранжа зависимости параметра группировки электронов в потоке сгруппированного тока и амплитуды продольной компоненты поля в замедляющей системе от продольной координаты.

Итоговая безразмерная система имеет вид

$$\frac{\partial^2 B}{\partial \xi^2} = -\left\{ 2F(\xi)J_0(r) - 2F^*(\xi)e^{2j\varphi}J_2(r) + 2qe^{j\varphi}J_1(r)[J_0(r) - J_2(r)] \right\},$$
$$\frac{dF}{d\xi} + jbF(\xi) = -(1 + bC)^2 I'_1(\xi), \quad (1)$$
$$I'_1 = 2J_1(r)e^{j\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right)},$$

где $B = re^{j\varphi}$ – комплексный параметр группировки, ξ – безразмерная координата, F – безразмерная амплитуда продольной компоненты электрического поля волны, J_n – функция Бесселя, q – параметр пространственного заряда, b – параметр рассинхронизма, C – параметр усиления Пирса. Полученная система уравнений (1) описывает процесс нелинейного взаимодействия потока электронов с полем бегущей волны. Эту систему можно непосредственно использовать для расчета распределений амплитуд сгруппированного тока и поля.

Ниже на рис. 1 представлены результаты моделирования системы при следующих параметрах: частота сигнала 800 МГц, ускоряющее напряжение $U_0 = 117$ В, ток пучка $I_0 = 60$ мкА, $R_{св} = 55$ Ом. Зеленая кривая соответствует входной мощности – 10 дБм; оранжевая соответствует мощности – 20 дБм; фиолетовая соответствует мощности – 30 дБм; синяя – мощности – 40 дБм; красная – мощности – 50 дБм.

На рис. 1, а представлены зависимости параметра группировки электронов в потоке от безразмерной координаты для различных значений входной мощности. На рис. 1, б представлены аналогичные зависимости для производной от параметра группировки. Известно, что величина параметра группировки характеризует величину модуляции электронов в пучке по току, а величина производной параметра группировки характеризует модуляцию электронов по скорости. Таким образом, данные диаграммы позволяют следить за процессами в электронном потоке на всей длине пространства взаимодействия.

На рис. 1, в представлены зависимости амплитуды переменной составляющей сгруппированного тока пучка от безразмерной координаты для различных значений входной мощности. На рис. 1, г представлено распределение амплитуды продольной компоненты электрического поля бегущей волны вдоль пространства взаимодействия для различных значений входной мощности. На рис. 1, д

представлена зависимость коэффициента усиления от длины пространства взаимодействия для различных значений входной мощности.

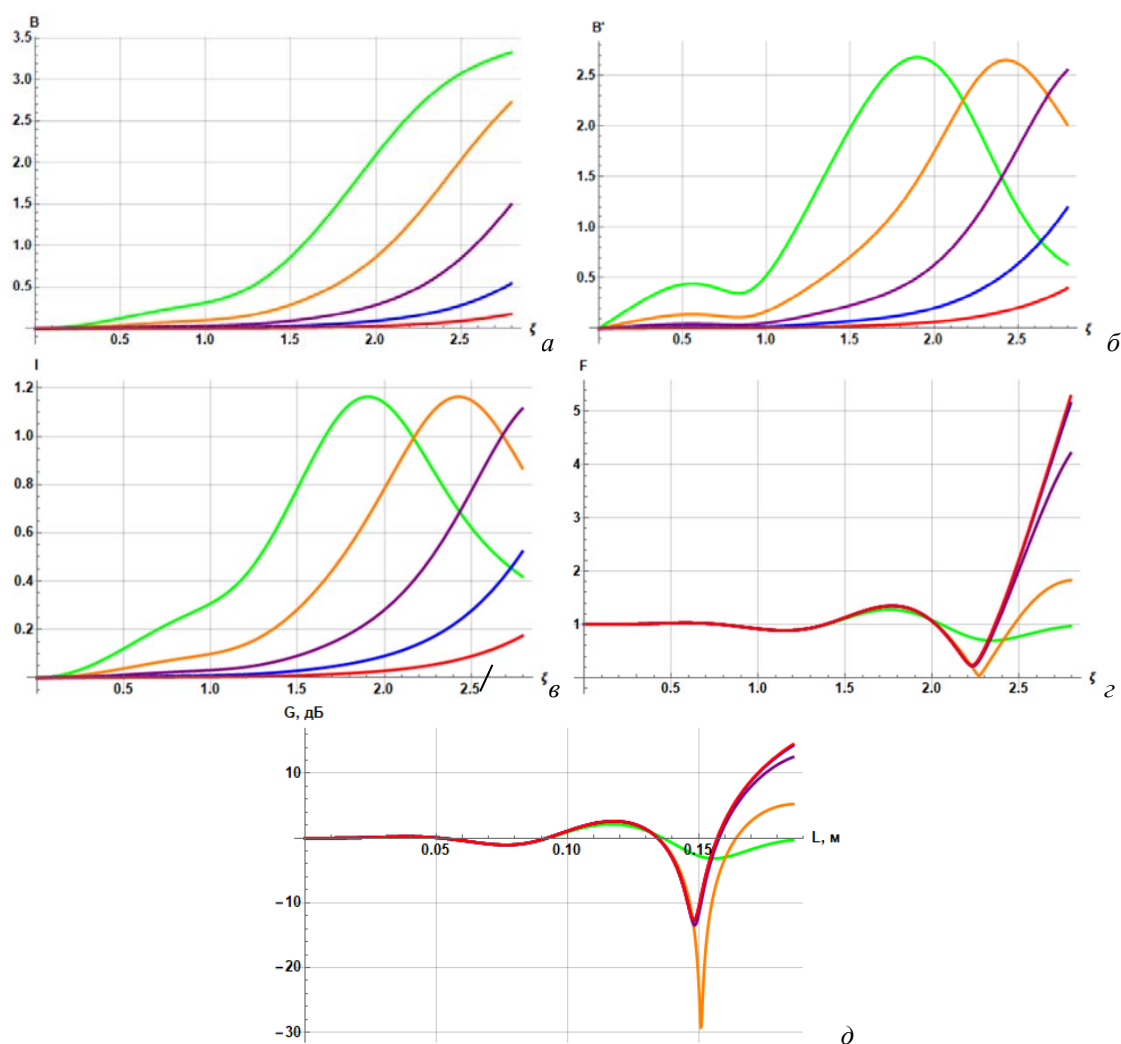


Рис. 1. Результаты моделирования системы: *a* – модуляция электронов по току; *б* – модуляция электронов по скорости; *в* и *г* – распределение тока пучка I и поля F в пространстве взаимодействия; *д* – коэффициент усиления G от длины пространства взаимодействия L . Параметры системы: $F = 800$ МГц, $U_0 = 117$ В, $I_0 = 60$ μ А, $R_{св} = 55$ Ом

Как видно из зависимостей, представленных на рис. 1, *д*, существует оптимальное значение величины мощности входного сигнала, соответствующее максимальному подавлению. Подобный эффект также был описан в работе С. В. Гришина с соавторами [3].

Нелинейная модель демонстрирует свою корректность применительно к типовой задаче усиления в системе «электронный поток – бегущая электромагнитная волна». В режиме нелинейного подавления существует оптимальное значение величины мощности входного сигнала, соответствующее максимальному подавлению.

1. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. Москва : Сов. радио, 1970. 584 с.
2. Кузнецов А. П. Эффект реактивного подавления сигнала в ЛБВ // Электронная техника. Серия электроника СВЧ. 1984. Вып. 4(364). С. 7–9.
3. Гришин С. В., Дмитриев Б. С., Разуваев Ф. П., Скороходов В. Н., Титов В. Н., Трубецков Д. И. Нелинейное подавление сигналов в лампе бегущей волны // Журнал технической физики. 2021. Т. 91, вып. 11.
4. Солнцев В. А. Нелинейные волны в электронных потоках // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17, № 4. С. 616–626.

МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ПОПУЛЯЦИЙ ФАЗОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С БЕЛЫМ НЕГАУССОВЫМ ШУМОМ НА ОСНОВЕ ПОДХОДА КРУГОВЫХ КУМУЛЯНТОВ

И. В. Тюлькина^{1,2}, А. В. Долматова¹, Д. С. Голдобин^{1,2,3}

¹Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

³Пермский государственный национальный исследовательский университет

Исследовательский интерес к негауссовым флуктуациям связан с финансовыми, биологическими и физическими системами. В то время как появление практического интереса к негауссовой статистике было спровоцировано наблюдением, что флуктуации финансовых данных зачастую очень плохо описываются гауссовой статистикой, но хорошо соответствуют альфа-устойчивым распределениям. Негауссовы флуктуации естественным образом возникают даже в самых простых математических моделях: от вязких потоков через пористые среды до синхронизации общим шумом.

Благодаря строгим теориям Отта – Антонсена [1] и Ватанабэ – Строгаца [2] была объяснена низкая размерность коллективной динамики множества классических модельных ансамблей. Хотя эти теории не учитывают индивидуальный шум в элементах, оказалось, что в большинстве случаев динамика ансамблей с шумом также является низкоразмерной. Формализм круговых кумулянтов [3] позволил обобщить теорию Отта – Антонсена на неидеальные ситуации, в том числе случай гауссова шума. В последующем этот формализм был применен к ансамблям, подверженным негауссовым устойчивым шумам [4]. Оказалось, что для коллективной динамики таких моделей в терминах круговых кумулянтов можно построить редукцию малой размерности. Такая редукция также позволяет обойти проблемы с усечением обобщенного уравнения Фоккера – Планка для негауссова шума.

В данной работе строится маломодовое макроскопическое описание динамики ансамблей фазовых элементов (осцилляторов), подверженных действию внутреннего негауссова дельта-коррелированного шума в терминах круговых кумулянтов. Для дельта-коррелированных шумов, в силу центральной предельной теоремы, любой негауссов шум сведется к альфа-устойчивому шуму при предельном переходе от дискретного времени к непрерывному, что диктует интерес к системам именно такого типа. В этой работе рассматривается случай шума, определяемого знакосимметричным устойчивым распределением.

Здесь и далее мы ограничиваемся рассмотрением случая популяции \sin -связанных фазовых элементов (осцилляторов) с аддитивным δ -коррелированным шумом:

$$\dot{\phi}_j = \omega(t) + \text{Im}(2h(t)e^{-i\phi_j}) + \sigma \xi_j(t), \quad (1)$$

где $\xi_j(t)$ – независимые негауссовы шумы, взятые из так называемого α -устойчивого распределения. Параметр $0 < \alpha \leq 2$: $\alpha = 1$ для шума Коши, $\alpha = 2$ для гауссова шума; для $0 < \alpha < 2$ плотность вероятности флуктуаций имеет степенные хвосты $\sim 1/|\xi_j dt|^{1+\alpha}$.

Можно вывести уравнение Фоккера – Планка с производной дробного порядка, управляющее динамикой средней плотности вероятности $w(\phi, t)$ (например, см. [5, 6]):

$$w(\phi, t) = \frac{1}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_m e^{-im\phi}, \quad (2)$$

с $a_0 = 1$ и $a_{-m} = a_m^*$.

В терминах фурье-мод уравнения принимают вид:

$$\dot{a}_m = im\omega a_m + mha_{m-1} - mh^* a_{m+1} - |\sigma m|^\alpha a_m. \quad (3)$$

Для всех физически значимых случаев δ -коррелированного шума необходимо принять α -устойчивые распределения либо с $0 < \alpha < 2$, либо с $\alpha = 2$ (случай классического уравнения Фоккера – Планка). Представление сингулярной функции $(\sigma m)^\alpha$ для $0 < \alpha < 2$ рядом по четным степеням (σm) никогда не будет адекватным: для больших (σm) , которые связаны с формированием разрывов распределения, имеем $m \rightarrow \infty$, и также для слабого шума $(\sigma m) \rightarrow 0$.

Проблема формирования нефизических коротковолновых особенностей в распределении плотности вероятностей из-за пространственных производных высокого порядка снимается в маломодовых

приближениях на основе представления круговых кумулянтов [4]. Можно надеяться, что эта проблема не должна возникнуть в уравнении (3). К сожалению, для нецелого числа α вывод общего вида кумулянтных уравнений произвольного порядка может быть проблематичным и включать дробные производные [4]. Рассмотрим двухкумулянтные приближения [7] и уравнение (3). Здесь также можно рассмотреть случай распределения Лоренца для собственных частот $G(\omega) = \gamma / \{\pi[(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2]\}$, что дает уравнения для параметров порядка Курамото – Дайдо из уравнения (3):

$$\dot{Z}_m = m((i\omega_0 - \gamma)Z_m + hZ_{m-1} - h^*Z_{m+1}) - (\sigma m)^\alpha Z_m, \quad (4)$$

с $Z_0 = 1$. Для

$$\kappa_1 = Z_1, \quad \kappa_2 = Z_2 - Z_1^2, \quad \kappa_3 = \frac{Z_3 - 3Z_2Z_1 + 2Z_1^3}{2}, \dots \quad (5)$$

можно записать $\dot{\kappa}_1 = \dot{Z}_1$, $\dot{\kappa}_2 = \dot{Z}_2 - 2Z_1\dot{Z}_1$ и т. д.

В двухкумулянтном приближении [7] система уравнений принимает вид

$$\dot{Z}_1 = (i\omega_0 - \gamma)Z_1 + h - h^*(Z_1^2 + \kappa_2) - \sigma^\alpha Z_1, \quad (6)$$

$$\dot{\kappa}_2 = 2(i\omega_0 - \gamma)\kappa_2 - 4h^*(\kappa_3 + Z_1\kappa_2) - \sigma^\alpha [2^\alpha \kappa_2 + (2^\alpha - 2)Z_1^2].$$

В частности, в рамках двухкумулянтного приближения может быть аналитически получено значение параметра порядка для ансамбля Курамото ($h = \varepsilon Z_1/2$). С $\kappa_3 = 0$ дают «стационарное» решение ($\dot{Z}_n = i n \omega_0 Z_n$)

$$|Z|^2 = \frac{1}{2} - \frac{(3^\alpha - 3)(\gamma + \sigma^2)}{(3^\alpha - 2^\alpha - 1)\varepsilon} + \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{(3^\alpha - 3)(\gamma + \sigma^2)}{(3^\alpha - 2^\alpha - 1)\varepsilon} \right)^2 + \frac{(2^\alpha - 2)(\varepsilon - 2\gamma - 2\sigma^\alpha)(2\gamma + (2\sigma)^\alpha)}{(3^\alpha - 2^\alpha - 1)\varepsilon^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

$$\kappa_2 = - \frac{(2^\alpha - 2)\sigma^\alpha Z_1^2}{2\gamma + (2\sigma)^\alpha + \varepsilon \frac{3^\alpha - 2^\alpha - 1}{2^\alpha - 2} |Z_1|^2}.$$

Такие приближенные модели подходят для изучения ряда задач при аномальной диффузии; при этом не появляется проблем с возникновением разрывов и отрицательных значений поля концентрации [4].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-12-00180.

1. Ott E. Low dimensional behavior of large systems of globally coupled oscillators / E. Ott, T. M. Antonsen // Chaos. 2008. Vol. 18. P. 037113.
2. Watanabe S. Integrability of a globally coupled oscillator array / S. Watanabe, S. H. Strogatz // Physical Review Letters. 1993. Vol. 70. P. 2391.
3. Tyulkina I. V. Noisy Oscillator Populations beyond the Ott–Antonsen Ansatz / I. V. Tyulkina, D. S. Goldobin, L. S. Klimenko, A. Pikovsky // Physical Review Letters. 2018. Vol. 120. P. 264101.
4. Dolmatova A. V. Circular cumulant reductions for macroscopic dynamics of oscillator populations with non-Gaussian noise / A. V. Dolmatova, I. V. Tyulkina, D. S. Goldobin // Chaos. 2023. Vol. 33. P. 113102.
5. Chechkin A. V. Bifurcation, bimodality, and finite variance in confined Lévy flights / A. V. Chechkin, J. Klafter, V. Yu. Gonchar, R. Metzler, L. V. Tanatarov // Physical Review E. 2003. Vol. 67, no. 1. P. 010102(R).
6. Toenjes R. Nonspectral relaxation in one dimensional Ornstein-Uhlenbeck processes / R. Toenjes, I. M. Sokolov, E. B. Postnikov // Physical Review Letters. 2013. Vol. 110, no. 15. P. 150602.
7. Goldobin D. S. Collective mode reductions for populations of coupled noisy oscillators / D. S. Goldobin, I. V. Tyulkina, L. S. Klimenko, A. Pikovsky // Chaos. 2018. Vol. 28. P. 101101.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ НА ДВОЙНУЮ ИОНИЗАЦИЮ АТОМОВ В ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ

Д. И. Тюрин¹, С. В. Попруженко^{1,2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

²Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва

Интерес к многократной ионизации атомов и ионов в сильных лазерных полях обусловлен возможностью изучения корреляционных эффектов, связанных с электрон-электронным взаимодействием. Одним из таких эффектов является перерассеяние электрона на родительском ионе. Данный механизм ионизации в настоящее время подробно описан теоретически и проверен в эксперименте [1]. Также в литературе обсуждается другой возможный канал ионизации, связанный с электрон-электронным взаимодействием: коллективное туннелирование [2]. В работе [3] было показано, что если два электрона могут туннелировать вместе как единая квазичастица, то это должно качественно изменить импульсное распределение двукратных ионов (под двукратным ионом понимаем здесь атомную систему, потерявшую два электрона относительно своего исходного состояния: в случае отрицательно заряженных ионов (Br^-) двукратный ион будет иметь заряд $+1$) по сравнению со случаем последовательной независимой ионизации. В данной работе с помощью численного решения, зависящего от времени двухчастичного уравнения Шредингера, изучается возможность образования такой квазичастицы в поле сильного электромагнитного импульса, представляющего собой униполярный короткий всплеск электрического поля. В таком импульсе отсутствует эффект перерассеяния, что позволяет исследовать альтернативные корреляционные механизмы.

Анализ формул Переломова – Попова – Терентьева [4] для вероятности последовательной ионизации и их обобщения [2] на случай коллективной ионизации показал, что коллективный канал должен вносить наиболее сильный вклад при ионизации отрицательного иона брома. Однако численное решение нестационарного уравнения Шредингера демонстрирует, что электрон-электронное отталкивание существенно препятствует образованию квазичастицы из двух электронов, что подавляет коллективный канал ионизации. Особенно сильно это подавление проявляется для одномерных систем.

Кроме этого, в работе обсуждается влияние электрон-электронного взаимодействия на применимость одноэлектронного приближения для описания последовательной ионизации. Численные расчеты показали, что в одномерной двухэлектронной системе электронные корреляции могут кратно уменьшить вероятность ионизации второго электрона по сравнению со случаем, когда туннелирование происходит независимо.

1. *Becker W. et al.* Theories of photoelectron correlation in laser-driven multiple atomic ionization // *Reviews of Modern Physics*. 2012. Vol. 84, no. 3. P. 1011.
2. *Zon B. A.* Many-electron tunneling in atoms // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 1999. Vol. 89. P. 219–222.
3. *Popruzenko S. V., Lomonosova T. A.* On the Possibility to Observe Collective Tunneling in Ionization of Atoms by Intense Laser Fields // *JETP Letters*. 2021. Vol. 113, no. 5. P. 317–321.
4. *Perelomov A. M., Popov V. S., Terentiev M. V.* Ionization of atoms in varying electric field // *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki (USSR)* For English translation see *Sov. Phys.-JETP (Engl. Transl.)*. 1966. Vol. 51.

АЛГОРИТМ ПОИСКА И ОТСЛЕЖИВАНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ ТОЧЕК ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО И ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ТИПА В АЛЬТИМЕТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ СКОРОСТИ

А. А. Удалов, М. Ю. Улейский

Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток

Исследованием Мирового океана человечество занимается уже на протяжении многих веков. Хотя со временем находят ответы на старые вопросы, но количество новых загадок в этой области также растет. Задачи океанологии имеют важное значение не только с научной стороны, но и со стороны рационального использования ресурсов и пространства Мирового океана, что является приоритетом развития большинства стран на Земле. Благодаря развитию в последние десятилетия спутниковых методов исследования Земли в современной океанологии произошли существенные изменения. Происходит переход от локального (регионального) исследования водного пространства к глобальному. Возникает большой объем информации, обработка которого требует автоматизации. Одно из направлений – это автоматизация методов идентификации мезомасштабных вихрей в большом объеме океанических данных, полученных с помощью альтиметрических измерений и численного моделирования [1, 2]. Вихри – это структуры, которые могут переносить физико-химические свойства, а также биологические вещества на большие расстояния, что может иметь существенное влияние на динамику вод различных регионов Мирового океана, а также на климатическую ситуацию.

На данный момент идет бурное развитие различных методов идентификации вихрей по альтиметрическим данным. За последние десятилетия можно выделить три основных метода обнаружения вихрей: метод беспорогового контура, метод Окубо – Вейса, а также геометрические методы. Все эти направления пытаются найти вихри на основе океанологического представления того, что собой представляет вихрь. Цель данной работы – развитие алгоритма идентификации вихрей на основе теории нелинейных динамических систем.

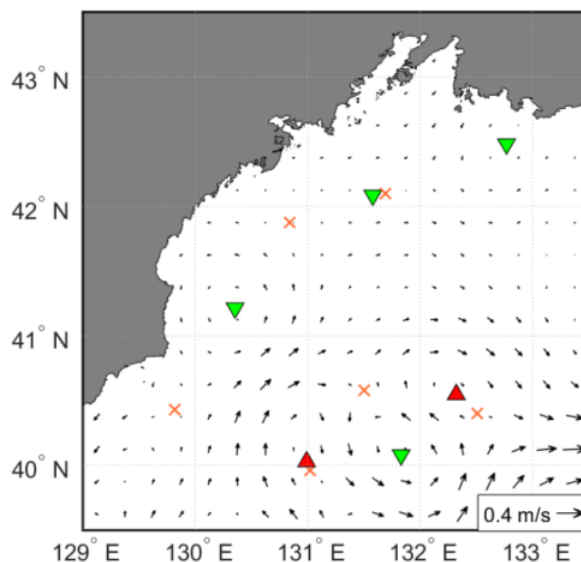


Рис. 1. Северо-западная часть Японского моря. Зеленые (красные) треугольники – циклонические (антициклонические) центры вихрей, крестики – гиперболические точки. Стрелками показано альтиметрическое поле скорости на 10 октября 2004 года

Для работы метода используется поле скорости, полученное из геострофического приближения альтиметрических данных, либо из различных численных моделей. Первым этапом алгоритма является поиск стационарных точек в поле скорости. Следующим действием выполняется анализ устойчивости, где центром вихря считаем эллиптические стационарные точки. Ранее в научных работах уже было проверено, что эллиптическим стационарным точкам соответствуют различные вихревые структуры в океане [3]. Направление вращения вблизи стационарной точки определяет тип вихря:

циклонический или антициклонический. Последующие этапы связаны с отслеживанием отдельных стационарных точек во времени с учетом их поведения на границе ячеек сетки, а также анализом их направления движения. Алгоритм позволяет отслеживать стационарные точки во времени, не только эллиптические, но и гиперболические, что открывает новые возможности для исследования.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-17-00068) с использованием высокопроизводительного вычислительного кластера Тихоокеанского океанологического института и численных кодов, разработанных в рамках госзадания № 124022100072-5.

1. *Chelton D. B., Schlax M. G., Samelson R. M.* Global observations of nonlinear mesoscale eddies // *Prog. Oceanogr.* 2011. Vol. 91. P. 167–216.
2. *Prants S. V., Uleysky M. Y., Budyansky M. V.* Lagrangian oceanography: large-scale transport and mixing in the ocean. New York: Springer Verlag, 2017. 271 p.
3. *Udalov A. A., Budyansky M. V., Prants S. V., Didov A. A.* Census and Properties of Mesoscale Eddies in the Kuril Basin of the Okhotsk Sea // *Deep Sea Res. Part I.* 2024. Vol. 212. P. 104374.

РАСЧЕТ СПЕКТРА ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЛЯПУНОВА ЧЕРЕЗ СИНГУЛЯРНОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ МАТРИЦЫ ЭВОЛЮЦИИ

М. Ю. Улейский

Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток

Показатели Ляпунова используются для характеристики меры неустойчивости траекторий в хаотических динамических системах. Для системы из n дифференциальных уравнений первого порядка

$$\dot{X} = F(X, t), X = (x_0, x_1, \dots, x_n) \quad (1)$$

определено n показателей Ляпунова $\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_n$, таких что для любого бесконечно малого начального возмущения $\delta X(0)$ величина

$$\lambda = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \ln \frac{\delta X(t)}{\delta X(0)}$$

равна одному из значений λ_i , в зависимости от выбора $\delta X(0)$. Сумма первых k показателей Ляпунова определяет среднюю скорость сжатия или растяжения k -мерного фазового объема в окрестности траектории системы (1). Недостатком данного определения является наличие предела $t \rightarrow \infty$, что не позволяет его разумно использовать для систем, динамику которых мы можем отслеживать только некоторое конечное время.

В данной работе предлагается использовать определение показателя Ляпунова через сингулярное разложение матрицы эволюции. Само по себе это определение не является новым, однако, к сожалению, оно крайне редко используется на практике.

Динамика бесконечно малого возмущения $\delta X(t)$ траектории $x_0(t)$ системы (1) описывается системой нестационарных линейных уравнений

$$\begin{pmatrix} \delta \dot{x}_1 \\ \dots \\ \delta \dot{x}_n \end{pmatrix} = J(t) \begin{pmatrix} \delta x_1 \\ \dots \\ \delta x_n \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $J(t)$ – якобиан системы (1) вдоль траектории $x_0(t)$

$$J(t) = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1(x_0(t), t)}{\partial x_1} & \dots & \frac{\partial f_1(x_0(t), t)}{\partial x_n} \\ \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial f_n(x_0(t), t)}{\partial x_1} & \dots & \frac{\partial f_n(x_0(t), t)}{\partial x_n} \end{pmatrix}.$$

Решение системы (2) можно представить в виде

$$\begin{pmatrix} \delta x_1(t) \\ \dots \\ \delta x_n(t) \end{pmatrix} = G(t) \begin{pmatrix} \delta x_1(0) \\ \dots \\ \delta x_n(0) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $G(t)$ – матрица эволюции. Матрица эволюции подчиняется дифференциальному уравнению

$$\dot{G} = JG, G(0) = I, \quad (4)$$

где I – единичная матрица. Важным свойством матрицы эволюции является ее легкая факторизация, $G(0, t) = G(0, t')G(t', t)$. Так как на практике члены этой матрицы экспоненциально растут или уменьшаются, свойство факторизации позволяет представить итоговую матрицу в виде набора матриц, посчитанных на небольшие интервалы времени. Перемножение же их можно осуществлять с помощью библиотеки для работы с числами произвольной точности.

Сингулярное разложение – это представление произвольной матрицы $m \times n$ в виде $G = USV$, где U и V – унитарные матрицы $m \times m$ и $n \times n$, соответственно, а S – диагональная матрица $m \times n$. Числа, стоящие на диагонали S , называются сингулярными числами матрицы G . Матрица S определена с точностью до перестановки сингулярных чисел, поэтому можно дополнительно потребовать упорядочения сингулярных чисел по невозрастанию. В нашем случае G – вещественная матрица $n \times n$, в этом случае U и V – ортогональные матрицы. Такое разложение имеет простой геометрический смысл: действие матрицы на вектор можно представить в виде трех последовательных операций: поворот матрицей V , растяжение/сжатие по координатным осям матрицей S , второй поворот/отражение

матрицей U . Матрица G переводит сферу единичного радиуса в эллипсоид с полуосями, равными сингулярным числам и направленными вдоль левых сингулярных векторов. Правые сингулярные векторы – это, соответственно, прообразы полуосей эллипсоида (рис. 1).

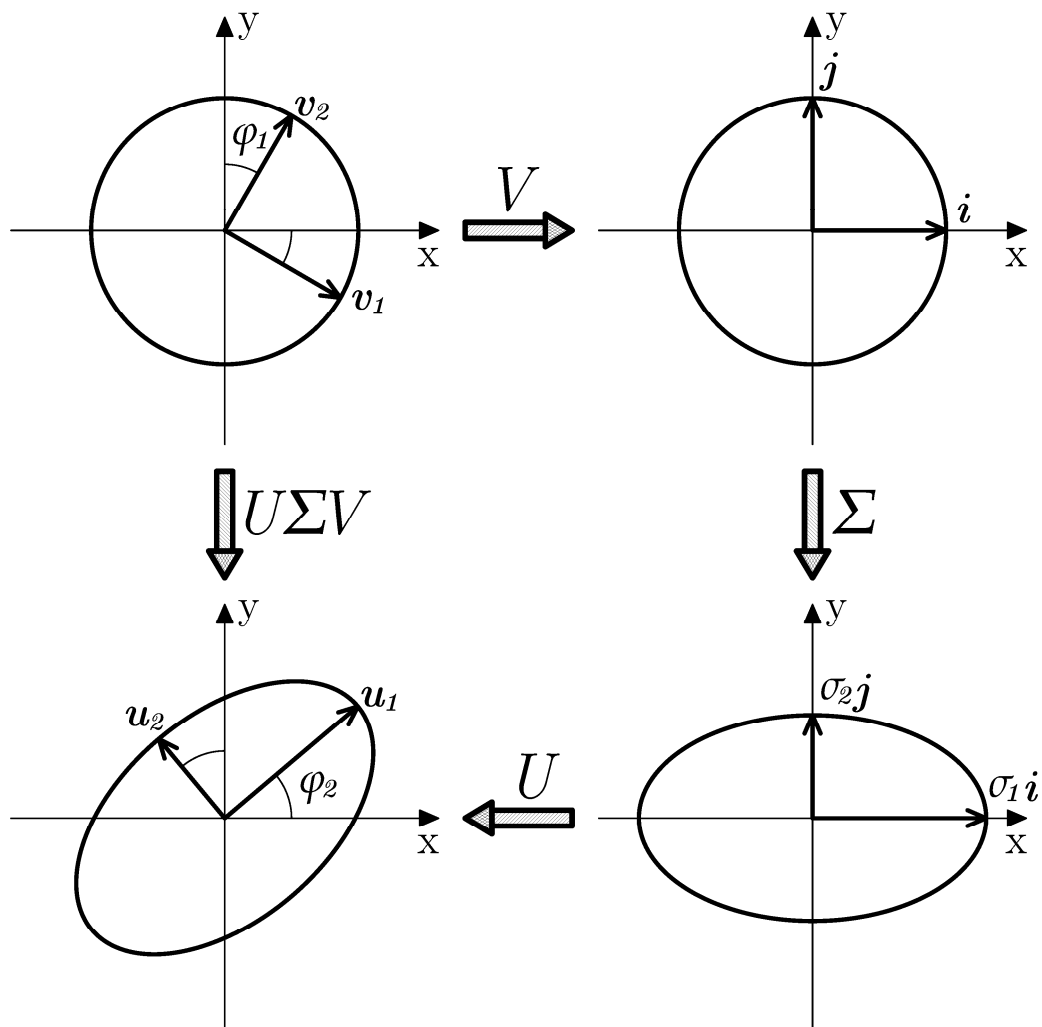


Рис. 1. Геометрический смысл сингулярного разложения матрицы.

Для двумерного случая сингулярное разложение может быть рассчитано аналитически

Показатели Ляпунова непосредственно связаны с сингулярными числами матрицы эволюции

$$\lambda_i = \lim_{t \rightarrow \infty} \lambda_i(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\ln \delta_i(t)}{t}.$$

Отметим, что данный подход позволяет объективно (без предположений и свободных параметров в численном методе) рассчитывать показатели Ляпунова на конечное время, а также зависимость их от времени, что важно, например, для систем с перемежаемостью, где хаотические участки траектории чередуются с регулярными.

Таким образом, добавляя к n дифференциальным уравнениям системы (1) $n \times n$ дифференциальных уравнений системы (4), мы получаем полный спектр показателей Ляпунова, а также векторы, соответствующие этим показателям в начальный и конечный момент времени. Этот метод может быть полезен при исследовании систем с перемежаемостью, а также систем, динамика которых определена на ограниченном времени. В данной работе метод применяется для динамических систем, описываемых ОДУ, но он может быть также применен и для систем, описываемых отображениями.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-17-00068).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТА САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОМ КИЛЬВАТЕРНОМ УСКОРЕНИИ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА

И. Р. Умаров

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва
Московский физико-технический институт, Москва

Разработка эффективного метода ускорения частиц является одной из приоритетных задач современной физики. Лазерно-плазменные ускорители являются одними из наиболее перспективных кандидатов решения этой проблемы эффективного ускорения. Например, в работе [1] была экспериментально продемонстрирована возможность ускорения электронов в поле кильватерной волны до энергий порядка 8 ГэВ на относительно небольших расстояниях порядка 10 см. Однако в ускорителях такого типа при значениях заряда ускоряемых пучков, необходимых для приложений, существенную роль начинает играть влияние на процесс ускорения поле, создаваемое собственным зарядом ускоряемого электронного пучка (эффект самовоздействия) [2]. Данный эффект обратного влияния ограничивает заряд, который можно ускорить, поскольку продольная компонента этого поля имеет обратный знак в сравнении с исходным ускоряющим полем кильватерной волны, что главным образом сказывается на темпе ускорения хвоста пучка. Это приводит к уменьшению энергии частиц в хвосте пучка в частности, к уменьшению энергии пучка в целом и следующему из этого увеличению разброса по энергии ускоренных частиц для больших зарядов пучка [3]. Поэтому рассмотрение этого эффекта является очень важной задачей, особенно если целью является получение ускоренных пучков с как можно меньшим разбросом по энергии. Для примера, в работах [4, 5] были рассмотрены процессы ускорения пучков электронов с зарядами порядка 1 пКл и были исследованы способы оптимизации различных стадий ускорения для уменьшения разброса по энергии и увеличения конечной энергии, в том числе процессов инжекции его в кильватерную волну и последующего вывода его из плазмы в конце зоны ускорения. Однако величина заряда, рассматриваемая в этих работах, является относительно маленькой, и возможно, что при рассмотрении на порядок больших величин зарядов будет необходимо использовать другие способы оптимизации процесса ускорения. В этой работе рассмотрено и проанализировано распространение и ускорение пучка электронов в кильватерной волне плазмы, возбуждаемой лазерным импульсом, а так же рассмотрено влияние собственного заряда пучка на его параметры. Для учета эффекта самовоздействия при моделировании задачи была проведена модификация квазистатического кода WAKE [6]. На основе линейной теории, а также самосогласованного нелинейного моделирования, выполненного с помощью этого кода, исследовано влияние самовоздействия на конечные параметры ускоряемого пучка. Предложен метод оптимизации параметров пучка ускоренных электронов для эффективного лазерно-плазменного кильватерного ускорения этого пучка с учетом влияния пучковой нагрузки.

1. *Gonsalves A. J. et al.* Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide // *Phys. Rev. Lett.* 2019. Vol. 122. P. 084801.
2. *Katsouleas T. C., Su J. J., Wilks S. C. et al.* Beam Loading in Plasma Accelerators // *Particle Accelerators.* 1987. Vol. 22. P. 81–99.
3. *Rechatin C., Davoine X., Lifschitz A. F. et al.* Observation of Beam Loading in a Laser-Plasma Accelerator // *Physical Review Letters.* 2009. Vol. 103, no. 19. P. 194804.
4. *Grebenyuk J. et al.* Simulations of laser-wakefield acceleration with external electron-bunch injection for REGAE experiments at DESY // *AIP Conference Proceedings.* 2012. Vol. 1507, no. 1. P. 688–692.
5. *Svystun E. et al.* Beam quality preservation studies in a laser-plasma accelerator with external injection for EuPRAXIA // *Nuclear instruments and methods in physics research Section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment.* 2018. Vol. 909. P. 90–94.
6. *Mora P., Antonsen Jr. T. M.* Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas // *Physics of Plasmas.* 1997. Vol. 4. P. 217–229.

НЕОДНОРОДНЫЕ СИНХРОНИЗАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СИСТЕМАХ СУПЕРДИФФУЗИОННО СВЯЗАННЫХ НЕЙРОНОВ

И. С. Фатеев, А. А. Полежаев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Процессы *синхронизации* и *рассинхронизации*, а также состояния *частичной синхронизации* в системах взаимодействующих осциллирующих элементов представляют крайнюю значимость для широкого спектра естественнонаучных направлений [1]. В перспективе задач нейронаук (в целом) и коллективной активности нейронов (в частности) данные процессы могут быть отождествлены с различными режимами активности головного мозга [2]. С формальной точки зрения особое внимание занимает изучение взаимосвязи между организацией, определенной в математическом смысле сетевой модели, и динамическими процессами синхронизации ее составных частей. *Синхронизационные переходы* в такой постановке сопряжены с получением принципиально важной информации о развитии динамических режимов при заданных сетевых конфигурациях. Более того, они являются совершенно самостоятельными динамическими феноменами, отражающими нелинейные особенности рассматриваемых систем [3].

В рамках данного исследования была рассмотрена сеть нейронов, основанная на дискретной реализации одномерной двухкомпонентной системы реакционно-супердиффузионных уравнений с дробным оператором Лапласа $(-\Delta)^{\alpha/2}$ [4], связанным с особенностями взаимодействия между элементами

$$\begin{cases} \partial_t u(x,t) = -D_u (-\Delta)^{\alpha_u/2} u + v - au^3 + bu^2 + I_{ext}, \\ \partial_t v(x,t) = -D_v (-\Delta)^{\alpha_v/2} v + c - du^2 - v. \end{cases} \quad (1)$$

В качестве нелинейной части были использованы первые две функции модели Хиндмарш – Роуз, ответственные за автоколебательную динамику точечного нейрона. С точки зрения дискретной реализации системы (1), показатели дробного оператора Лапласа (α_u, α_v) определяют нелокальный тип взаимодействия между нейронами, и в классическом случае $(\alpha_u = 2, \alpha_v = 2)$ формируют локальную связь. Предыдущие исследования продемонстрировали, что для определенного набора параметров, определяющих нелинейные особенности рассматриваемой системы (1), в ней могут быть обнаружены: режимы синхронизации, инкогерентности, а также различные режимы частичной синхронизации. В частности, можно выделить *химерные состояния* и *уединенные состояния* [5, 6]. Однако долгое время оставалось непонятным как динамика развития состояний частичной синхронизации зависит от малых изменений сетевых конфигураций, заданных на основе супердиффузионного закона.

Изучение описанной выше системы (1) показало, что бифуркационные процессы в параметрическом пространстве (α_u, α_v) могут протекать как *однородным*, так и *неоднородным* образом. Последнее обстоятельство свидетельствует о возникновении в системе метастабильных состояний для определенного набора сетевых конфигураций. Подробные исследования развития динамических режимов в параметрическом пространстве показателей дробного оператора Лапласа (α_u, α_v) , а также возможный спектр синхронизационных переходов отображены на рис. 1. В качестве индикаторов, определяющих уровень развития синхронизации, были использованы: *фактор синхронизации* $R(\alpha_u, \alpha_v)$ (a), *сила инкогерентности* $SI(\alpha_u, \alpha_v)$ (b), а также *мера пространственной корреляции* $g_0(\alpha_u, \alpha_v)$ (c–e). С определениями данных метрик можно ознакомиться в работах [5–7]. Более того, подробное изучение параметрических областей неоднородного синхронизационного перехода свидетельствует об образовании филаментоподобных паттернов, отождествимых с высокой организацией развития состояний частичной синхронизации в рассматриваемых системах, относительно единого набора начальных условий. Проявленная связь между конфигурациями вышеописанной сетевой модели, а также особенностями коллективной динамики основанной на ней системы взаимодействующих нейронов может оказаться важной для понимания процессов обработки информации различными участками коры головного мозга.

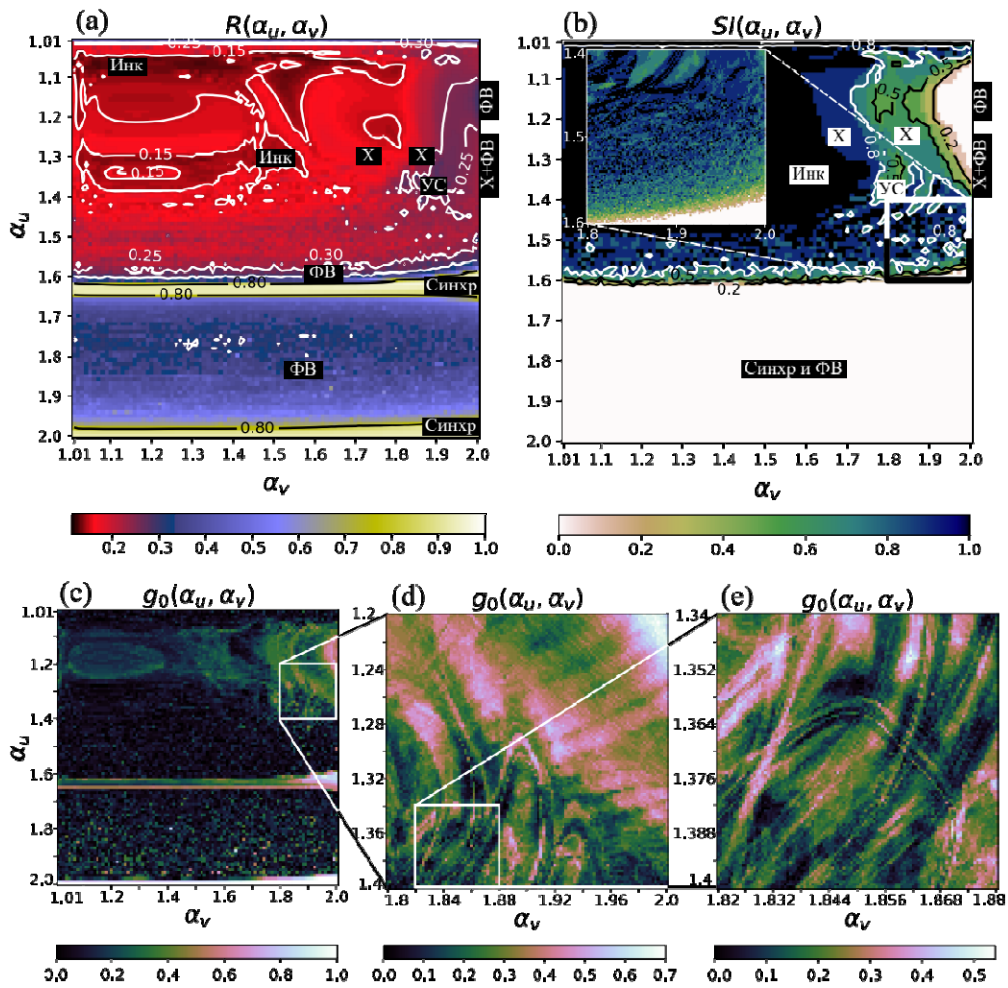


Рис. 1. Бифуркационные процессы, отражающие развитие динамических режимов, поддерживающих состояния синхронизации, рассинхронизации, а также состояния частичной синхронизации. В качестве метрик оценки использовались: фактор синхронизации (a), сила инкогерентности (b). Обозначения параметрических областей: Инк – инкогерентность, Синхр – синхронизация, ФВ – фазовые волны, УС – уединенные состояния, X – химерные состояния, X+ФВ – состояния, сочетающие в себе химеры и фазовые волны. Высокоорганизованное развитие состояний частичной синхронизации для областей неоднородного синхронизационного перехода и конкретного момента времени, с проявлением мультистабильной динамики (c–e) на основе меры пространственной корреляции

1. Zakharova A. Chimera patterns in networks / A. Zakharova. Springer, 2020.
2. Majhi S. Chimera states in neuronal networks: A review / S. Majhi, B. K. Bera, D. Ghosh, M. Perc // Physics of life reviews. 2019. Vol. 28. P. 100–121.
3. Gómez-Gardenes J. Explosive synchronization transitions in scale-free networks / J. Gómez-Gardenes, S. Gómez, A. Arenas, Y. Moreno // Physical review letters. 2011. Vol. 106, no. 12. P. 128701.
4. Lischke A. What is the fractional Laplacian? A comparative review with new results / A. Lischke, G. Pang, M. Gulian, F. Song, C. Glusa, X. Zheng, Z. Mao, W. Cai, M. M. Meerschaert, M. Ainsworth, G. E. Karniadakis // Journal of Computational Physics. 2020. Vol. 404. P. 109009.
5. Fateev I. Chimera states in a chain of superdiffusively coupled neurons / I. Fateev, A. Polezhaev // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science. 2023. Vol. 33, no. 10.
6. Fateev I. Chimera states in a lattice of superdiffusively coupled neurons / I. Fateev, A. Polezhaev // Chaos, Solitons & Fractals. 2024. Vol. 181. P. 114722.
7. Parastesh F. Chimeras / F. Parastesh, S. Jafari, H. Azarnoush, Z. Shahriri, Z. Wang, S. Boccaletti, M. Perc // Physics Reports. 2021. Vol. 898. P. 1–114.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

С. В. Филатов

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Москва

В докладе рассказывается про экспериментальное изучение турбулентности, возбужденной во вращающемся сосуде. Экспериментальная установка представляет собой кубический аквариум объемом 1 м^3 , установленный на вращающуюся платформу. Аквариум полностью заполняется водой и герметично закрывается прозрачной крышкой. Сила Кориолиса, возникающая при вращении куба, двумеризует движение жидкости [1]. Турбулентная накачка осуществляется с помощью мешалок, установленных по углам куба и совершающих периодические вращательные движения. При отсутствии вращения куба турбулентная накачка приводит к сложному трехмерному движению воды с ярко выраженным прямым каскадом энергии. Однако если куб закрутить, то двумеризация движения жидкости приводит к появлению столбовых вихрей, протянутых от дна до верхней крышки кубического аквариума. Число Рейнольдса при этом составляет около 2000, т. е. это существенно турбулентный режим.

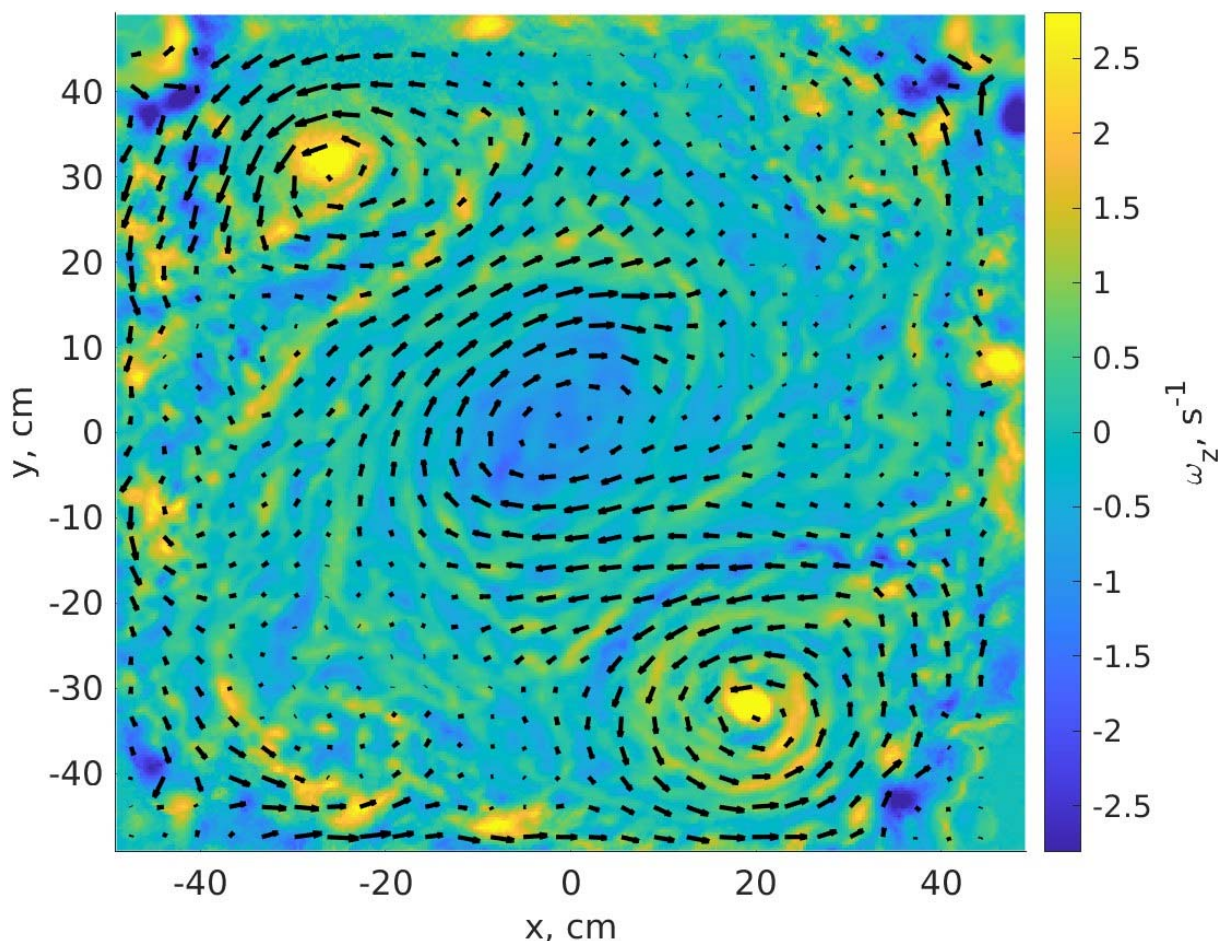


Рис. 1. Завихренность в горизонтальной плоскости посередине куба. Синий цвет – антициклоны, желтый – циклоны, черные стрелки показывают поле скорости воды

В зависимости от параметров накачки и скорости вращения куба количество и размер столбовых вихрей может меняться. Число вихрей может быть от 15–20 при малых числах Россби до 3–4 при больших числах Россби. А размер вихрей увеличивается от 5 см до 40 см [2]. Однако изучение хореографии столбовых вихрей показывает, что вне зависимости от режима накачки и скорости вращения они перемещаются внутри куба по кругу, т. е. в кубе устанавливается крупномасштабное течение циклонической направленности, которое увлекает за собой вихри.

В отличие от трехмерной турбулентности, где энергия вихревого движения передается по прямому турбулентному каскаду и затухает на малых масштабах, во вращающейся турбулентности основной механизм затухания энергии вызван трением вихрей о дно и верхнюю крышку сосуда. Этот механизм линейный и для каждой скорости вращения куба можно вычислить время Экмана – характерное время экспоненциального затухания энергии во вращающемся кубе.

Как правило, турбулентность и возникающая хаотизация движения воды приводят к тому, что статистические параметры возникающего квазидвумерного турбулентного состояния зависят только от параметров накачки и скорости вращения куба и не зависят от предыстории; т. е. текущее состояние системы не будет влиять на статистические параметры через несколько времен Экмана.

Экспериментально обнаружено метастабильное турбулентное состояние, в котором существуют три крупных вихря, и их расположение стабильно относительно стенок куба. В этом состоянии не происходит движение вихрей внутри куба – они стабильно расположены на своих местах. Однако при тех же параметрах турбулентной накачки и той же скорости вращения куба возможно и обычное, стабильное состояние системы, в котором происходит циркуляция вихрей вдоль стенок куба. Поле завихренности горизонтального среза столбовых вихрей показано на рис. 1.

Полученное состояние метастабильно, поскольку его возникновение возможно только при определенных начальных условиях эксперимента, а также оно разрушается при достаточно больших флуктуациях или изменениях условий накачки. При разрушении метастабильного состояния система возвращается в основное состояние, в котором существует крупномасштабная циркуляция воды по периметру куба.

Таким образом, экспериментально обнаружено и качественно описано метастабильное состояние во вращающейся турбулентности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-72-30006.

1. *Proudman J.* On the motion of solids in a liquid possessing vorticity // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character.* 1916. Vol. **92**. P. 408.
2. *Tumachev D., Filatov S., Vergeles S. and Levchenko A.* Two dynamical regimes of coherent columnar vortices in rotating fluid // *JETP Letters.* 2023. Vol. **118**. P. 426–432.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА «ПРИТАПЛИВАНИЯ» ПЛАВУЧЕЙ ПОЛИЭТИЛЕНОВОЙ ПЛЕНКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Г. Е. Хазанов^{1,2}, С. А. Ермаков^{1,3}

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

³Волжский государственный университет водного транспорта, Нижний Новгород

Развитие физических основ дистанционной диагностики областей пластикового загрязнения водоемов приобрело в настоящее время высокую актуальность в связи с ростом антропогенного загрязнения Мирового океана [1]. При этом принципиально важно исследовать динамику пластиковых объектов, находящихся в приповерхностных слоях воды.

Одной из разновидностей пластика, широко встречающегося в бытовой и технической эксплуатации и следовательно, в областях загрязнений, являются полиэтиленовые пленки, которые могут отличаться по плотности, упругим свойствам, жесткости и т. д. Все они могут оказывать влияние на распространение волн на поверхности воды, в особенности на распространение капиллярных и гравитационно-капиллярных волн (ГКВ), а следовательно, и на анализ сигнала радиолокационного рассеяния. В реальных условиях полиэтиленовая пленка достаточно часто оказывается под водой, не всплывая на поверхность. В данной работе был изучен этот эффект с помощью численного моделирования динамики небольшого куска плавучей пленки в поле падающей волны.

Описание методики

Для численного моделирования использовался пакет «OpenFOAM». Одно из главных преимуществ данного пакета для научных целей – наличие открытого исходного кода. Для задач взаимодействия жидкости и твердых тел, в том числе с различной степенью упругости, существует набор инструментов «solids4foam» [2]. Данный пакет использует подход разделения вычислительного домена на две области: жидкость и тело, с последовательным вычислением динамики того и другого в отдельности, учитывая взаимодействие между ними. Жидкость описывается как несжимаемая и ньютоновская, и основные уравнения динамики – уравнение непрерывности и уравнение Навье – Стокса. Они имеют следующий вид:

$$\nabla v = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v(\nabla * v) = \nu \Delta v - \frac{1}{\rho} \nabla p + g, \quad (2)$$

где ρ – плотность жидкости, v – вектор скорости, p – давление, g – ускорение свободного падения.

Для твердого тела мы предполагаем конечные деформации, так как отклонения предполагаются слишком большими, чтобы считать их линейными. Уравнение, определяющее динамику тела, – закон сохранения импульса.

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \nabla \sigma + \rho g, \quad (3)$$

где ρ – плотность тела, u – вектор деформации, σ – тензор напряжений, g – ускорение свободного падения.

$$\sigma = \frac{1}{J} \left[\frac{K}{2} (J^2 - 1) I + \mu J^{\frac{-2}{3}} \text{dev}[F * F^T] \right] \quad (4)$$

$$F = I + (\nabla_0 u)^T \quad (5)$$

F – тензор деформации, представляющий собой разницу между исходным и деформированным состоянием материала; I – единичный тензор; μ – коэффициент Пуассона; $J = \det[F]$ – якобиан.

Кинематическое граничное условие – скорость должна быть непрерывной на границе раздела жидкости и твердого тела. Из уравнения сохранения импульса следует динамическое граничное условие, символизирующее равенство сил вдоль нормали к границе раздела. Их можно записать в следующем виде:

$$v_{fluid}^i = v_{solid}^i \quad (6)$$

$$n^i \sigma_{fluid}^i = n^i \sigma_{solid}^i. \quad (7)$$

В работе представлены результаты численного моделирования распространения гравитационно-капиллярных волн (ГКВ) в присутствии небольшого куска плавучей полиэтиленовой пленки в приповерхностном слое воды.

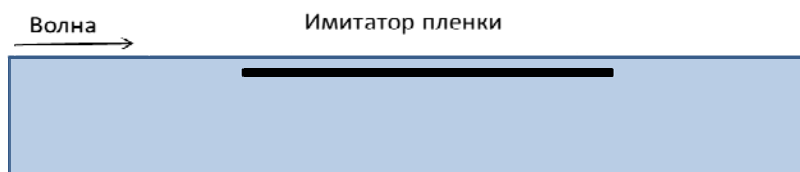


Рис. 1. Геометрическая схема численного эксперимента

На рис. 1 представлена геометрическая схема численного эксперимента. Длина вычислительного домена 1 м, длина волны 15 см, длина имитатора 4 см, толщина 0,2 мм. Плотность имитатора составляла 900 кг/м^3 .

Численное моделирование

Проведена серия симуляций динамики небольшой плавучей пленки, размер которой много меньше длины волны, которая находится под водой при различных параметрах поверхностных волн. В ходе симуляций варьировалась глубина погружения пленки и крутизна волны. Вначале был рассмотрен простой случай, когда отсутствует поток и отсутствуют волны на поверхности воды, а пленка размещена на некоторой глубине в толще воды. В таком случае пленка, плотность которой чуть меньше плотности воды, медленно всплывала. В дальнейшем частоты поверхностных волн выбирались таким образом, чтобы период волны был много меньше характерного времени всплытия.

Далее проведена серия симуляций, в ходе которых пленка находилась на фиксированной глубине, в поле падающей волны с фиксированной частотой, однако с различной крутизной. Характер влияния крутизны волны на поведение пленки продемонстрирован на рис. 2. Здесь и далее под координатой пленки будет пониматься координата центра масс.

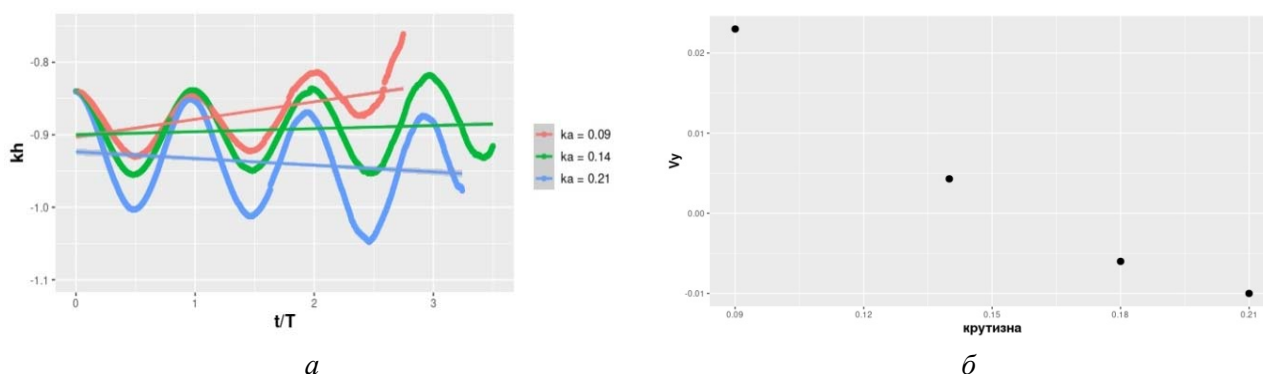


Рис. 2. Зависимость безразмерной вертикальной координаты пленки от безразмерного времени (в периодах волн) при различной крутизне волн (*a*) и зависимость скорости изменения вертикальной координаты пленки от крутизны волны (*б*)

Можно видеть, что при сравнительно маленькой крутизне волны (красная кривая) пленка всплывает, хотя с меньшей скоростью, чем в отсутствие волны как таковой. При большой же крутизне пленка не только не всплывает, но и притапливается, хотя бы и на небольшом промежутке времени. Это говорит о том, что крутизна является важнейшим параметром, определяющим динамику пленки под водой в поле волны. На оси ординат рис. 2, *б* отложен угол наклона прямых трендов, которые изображены на рис. 2, *а*. По сути, точки расположенные ниже нуля, соответствуют крутизне, при которой происходит притапливание пленки.

Также проведена серия симуляций с фиксированными параметрами падающей волны и пленки, но с разными начальными глубинами. Зависимость вертикальной координаты пленки от времени представлена на рис. 3. Значение крутизны было выбрано $ka = 0,14$.

Можно видеть, что на большой глубине (фиолетовая кривая), в связи с тем что орбитальная скорость мала, пленка начинает стремительно всплывать. При этом на небольшой глубине (красная кривая) высокие значения орбитальной скорости приводят к хоть и медленному, но притапливанию пленки. При этом при данных параметрах существует некоторая глубина, на которой пленка находится в некотором равновесном состоянии, то есть она может находиться на одной и той же глубине достаточно длительное время. Главной гипотезой существования такого равновесного состояния на данный момент является некоторая усредненная сила, действующая на тело в быстро осциллирующем (по сравнению со скоростью всплытия) поле волны, в противовес выталкивающей силе Архимеда.

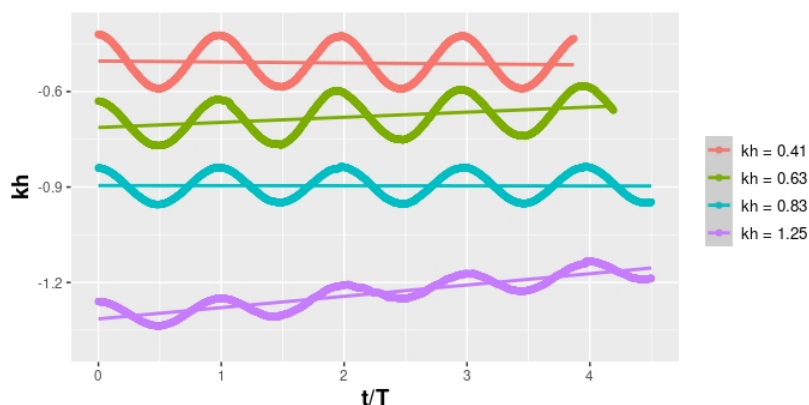


Рис. 3. Зависимость безразмерной вертикальной координаты пленки от безразмерного времени при различных начальных глубинах пленки

Показано, что при установившемся режиме поверхностных волн и стационарном потоке существует некоторая «равновесная» глубина, на которой пленка находится в состоянии некоторого динамического равновесия. Эта глубина определяется частотой и крутизной волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ в рамках проекта № 23-17-00167.

1. Chubarenko I. et al. // Marine Pollution Bulletin. 2020. Vol. 156. P. 111198.
2. Tukovic Z., Karac A., Cardiff P., Jasak H., Ivanković A. OpenFOAM finite volume solver for fluid-solid interaction // Transactions of FAMENA. 2018. Vol. 5, no. 3.

МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ СИНХРОННЫХ РЕЖИМОВ В МНОГОМАШИННОЙ ЭНЕРГОСЕТИ С ОБЩЕЙ НАГРУЗКОЙ

В. А. Храменков¹, А. С. Дмитричев¹, В. И. Некоркин^{1,2}

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

В докладе рассматривается проблема устойчивости энергосетей. Энергосеть должна обеспечивать надежное и бесперебойное энергоснабжение потребителей. Для этого необходимо установление и поддержание синхронного режима работы ее генераторов [1]. Выпадение из синхронизма одного или нескольких генераторов, то есть переход к асинхронному режиму, приводит к значительным колебаниям токов и напряжений, вызывающих срабатывание устройств релейной защиты и отключение линий электропередачи, трансформаторов, блоков электростанций, что в конечном итоге ведет к расстройству энергоснабжения потребителей и энергоавариям. Известно, что в энергосетях могут сосуществовать несколько синхронных режимов, которые различаются распределениями потоков мощности, токов, а также узловыми напряжениями. Если энергосеть работает в оптимальном синхронном режиме, то различные возмущения (например, кратковременное отключение одной из линий электропередачи) могут привести к переходу в асинхронный режим или другой синхронный режим с неудовлетворительными характеристиками. Поэтому закономерно возникает задача исследования устойчивости энергосети в условиях мультистабильности синхронных режимов.

Для ее решения мы используем модель эффективной сети («effective network model» [2]). В рамках этой модели энергосеть рассматривается как сеть из генераторов (синхронных машин), питающих нагрузки в виде постоянных полных сопротивлений, посредством линий электропередачи и трансформаторов. С помощью принципа наложения или редукции Крона такая сеть может быть преобразована к эффективной сети с глобально связанными узлами-генераторами. Состояние каждого генератора определяется механическим углом его ротора δ_i , который отсчитывается относительно синхронной оси. Динамика узла эффективной сети задается уравнением движения ротора соответствующего генератора в системе относительных единиц:

$$C_i \frac{d^2 \delta_i}{dt^2} = A_i - D_i \frac{d\delta_i}{dt} - \sum_{j=1, j \neq i}^n K_{i,j} \sin(\delta_i - \delta_j - \alpha_{i,j}), \quad i = 1, 2, \dots, n,$$

где C_i – константа, значение которой определяется выбором системы относительных единиц, $A_i = P_{T,i} - |E_i|^2 |Y_{i,i}| \sin(\alpha_{i,i})$ – вспомогательный параметр, $P_{T,i}$ – мощность турбины генератора, $|E_i|$ – модуль ЭДС генератора, D_i – демпферный коэффициент, $K_{i,j} = |E_i E_j Y_{i,j}|$ – сила связи i -го и j -го узлов эффективной сети ($i \neq j$), $Y_{i,i} = |Y_{i,i}| \exp(-i\psi_{i,i})$ и $Y_{i,j} = |Y_{i,j}| \exp(-i\psi_{i,j})$ – собственные и взаимные комплексные проводимости ветвей, содержащих i -й и j -й источники ЭДС (т. е. генераторы), $\alpha_{i,i} = \pi/2 - \psi_{i,i}$ и $\alpha_{i,j} = \pi/2 - \psi_{i,j}$ – дополняющие углы, n – число генераторов.

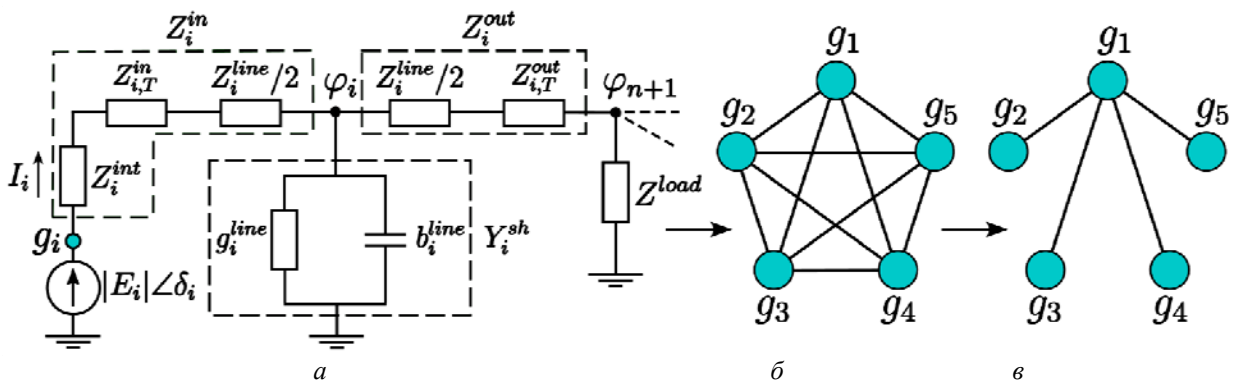


Рис. 1. Схема замещения участка многомашинной энергосети с общей нагрузкой (а). Эффективная сеть с глобальными связями (б) и с хаб-топологией (в)

В рамках модели эффективной сети рассмотрена энергосеть, состоящая из произвольного числа генераторов, питающих через линии электропередачи общую нагрузку (рис. 1, а). Установлены усло-

вия на параметры схемы замещения, при которых возможен переход от эффективной сети с глобально связанными узлами (рис. 1, б) к эффективной сети с хаб-топологией (топологией звезды, рис. 1, в). Они возникают в случае, когда линия электропередачи одного из генераторов (хаба, см. узел g_1 на рис. 1, б) значительно короче остальных линий или/и на ней выполнена продольная компенсация.

Найдены состояния равновесия, отвечающие синхронным режимам энергосети, и установлены их основные характеристики: распределения токов по линиям электропередачи и мощности генераторов, выдаваемые в сеть. Выделены оптимальные, с точки зрения генерируемой мощности, синхронные режимы. Определены области параметров, отвечающие мультистабильности синхронных режимов с различными характеристиками, а также их сосуществованию с квазисинхронными и асинхронными режимами. Построены карты режимов для энергосетей с различным числом генераторов.

На примере трехмашинной энергосети с общей нагрузкой [3] изучена устойчивость синхронных режимов по отношению к различным возмущениям, приводящим к изменению фаз или/и частот генераторов. Определены возмущения, приводящие к переключению из одного синхронного режима в другой. В общем случае переключения сопровождаются сменой стационарного распределения токов, текущих по линиям электропередачи, и могут приводить к срабатыванию токовых защит и отключению линий, что вызывает нарушение питания нагрузки. Определены возмущения, непосредственно переводящие энергосеть из синхронного режима в асинхронный. Устойчивость отдельных синхронных режимов охарактеризована вероятностью их реализации и величиной минимального возмущения, нарушающего синхронный режим («minimal fatal shock measure» – MiFaS [4]).

Изучены переключения между рабочими режимами трехмашинной энергосети в условиях случайных колебаний мощностей турбин генераторов, которые моделируются виннеровскими случайными процессами. Такие колебания могут быть обусловлены неравномерностью подачи энергоносителя и несовершенством регулятора, управляющего клапанами тепловой турбины или направляющим аппаратом гидротурбины. В этом случае динамика энергосети задается системой стохастических дифференциальных уравнений. С помощью ансамбля реализаций установлены основные характеристики случайного процесса, задаваемого этой системой. К ним относятся плотность вероятности случайного процесса, а также вероятности реализации рабочих режимов и среднее время первого нарушения рабочего режима.

Полученные результаты позволяют установить параметры нагрузки и линий электропередачи, при которых возможно существование одного синхронного режима или наблюдается мультистабильность синхронных режимов. В последнем случае можно выделить оптимальный синхронный режим, а также установить реакцию энергосети на возмущения, в частности, возможность переключения на другой синхронный режим с сохранением приемлемых условий питания нагрузки.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 24-12-00245.

1. *Андерсон, П.* Управление энергосистемами и устойчивость / П. Андерсон, А. Фуад. М. : Энергия, 1980. 568 с.
2. *Nishikawa, T.* Comparative analysis of existing models for power grid synchronization / T. Nishikawa, A. E. Motter // *New J. Phys.* 2015. Vol. 17, no. 1. P. 015012.
3. *Khramenkov, V. A.* Bistability of operating modes and their switching in a three-machine power grid / V. A. Khramenkov, A. S. Dmitrichev, V. I. Nekorkin // *Chaos.* 2023. Vol. 33, no. 10. P. 103129.
4. *Halekotte L.* Minimal fatal shocks in multistable complex networks / L. Halekotte, U. Feudel // *Scientific Reports.* 2020. Vol. 10, no. 1. P. 11783.

ВОЛНОВАЯ ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ ОДНОМЕРНОЙ ЦЕПОЧКИ С ДИПОЛЬНОЙ СВЯЗЬЮ

К. Б. Циберкин

Пермский государственный национальный исследовательский университет

Рассматривается одномерная цепочка магнитных моментов с пространственным периодом d в постоянном внешнем магнитном поле и ориентированная под углом θ к нему. Гамильтониан системы, нормированный на энергию Зеемана $\hbar\omega_0$, в пренебрежении несекулярными членами [1]:

$$H = -\sum_j S_j^z + v(\theta) \sum_{j \neq k} \frac{1}{n_{jk}^3} \left(S_j^z S_k^z - \frac{1}{4} (S_j^+ S_k^- + S_j^- S_k^+) \right), \quad v(\theta) = \frac{\mu^2}{\hbar\omega_0 d^3} (1 - 3\cos^2 \theta), \quad r_{jk} = n_{jk} d, \quad (1)$$

где $\mu = \gamma S_0$ – магнитный момент частиц с гиромагнитным отношением γ и спином S_0 , r_{jk} – расстояние между частицами с номерами j и k , кратное периоду d . Он определяет уравнение эволюции поперечных компонент магнитного момента частицы p :

$$i\dot{S}_p^+ \approx -\Omega_0 S_p^+ + v(\theta) S_p^z \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} (S_{p+n}^+ + S_{p-n}^+), \quad \Omega_0 = 1 - 2v(\theta) N \left\langle \frac{S^z}{n^3} \right\rangle. \quad (2)$$

В линейном приближении $S_p^z \approx \langle S^z \rangle$ численно исследовано формирование спектра собственных частот цепочки по мере увеличения радиуса взаимодействия. При фиксированном значении угла θ расширение учтенной области взаимодействий от ближайших соседей до «всех-со-всеми» приводит к увеличению полосы частот переходов и установлению асимметрии спектра относительно ларморовской частоты. Границы полосы частот определяются суммой ряда обратных кубов $\zeta(3) \approx 1,2021\dots$:

$$\omega \in \left(-\frac{3}{2} \zeta(3) v(\theta), 2\zeta(3) v(\theta) \right). \quad (3)$$

Линии локализованы на краях интервала (3), спектр системы подобен дублету Пейка (рис. 1) [2, 3].

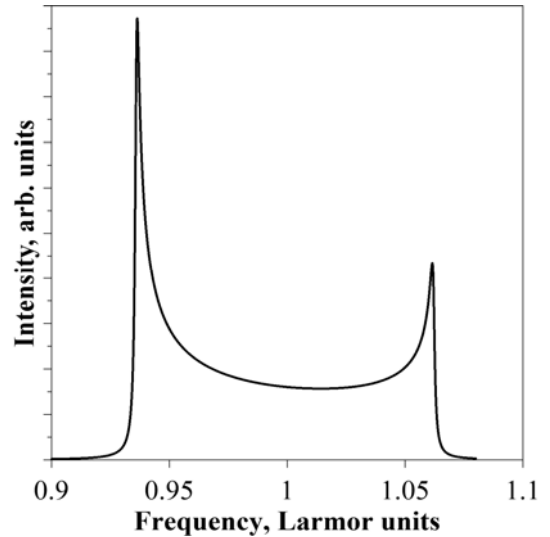


Рис. 1. Рассчитанный спектр собственных частот для цепочки, ориентированной вдоль внешнего поля; энергия взаимодействия ближайших узлов равна 0,01 зеемановской

В пределе $|S_p^+| \ll S_0$ применимо разложение $S_p^z = \sqrt{S_0^2 - |S_p^+|^2} \approx S_0 \left(1 - |S_p^+|^2 / 2S_0^2 \right)$ [4, 5]. При учете только ближайших соседей в пределе сплошной среды (или переходе к полевым операторам) (2) преобразуется к уравнению Шредингера с кубической нелинейностью

$$S_p^+ = \exp(i\Omega_0 t) u, \quad t \rightarrow v(\theta) S_0 t, \quad i \frac{\partial u}{\partial t} \approx \left(1 - \frac{|u|^2}{2S_0^2} \right) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{1}{S_0^2} |u|^2 u, \quad (4)$$

допускающему детально изученные решения в виде бегущих волн или солитонов [6]. При произвольном радиусе взаимодействия анализ затруднен, однако симметрия членов уравнения (2) определяет присутствие в расширении модели (4) только четных производных S_p^+ различных порядков.

Приближение периодического по пространству решения $S_p^+ \sim \exp(iqn)$, где q – безразмерное волновое число, позволяет диагонализировать (2). Именно

$$S_{p+n}^+ + S_{p-n}^+ = (\exp(iqn) + \exp(-iqn))S_p^+ = 2 \cos qn S_p^+, \quad \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos qn}{n^3} = Cl_3(q), \quad (5)$$

где $Cl_3(q)$ – обобщенная функция Клаузена 3-го порядка [7], и уравнение для зависящей от времени амплитуды поперечной компоненты спина принимает следующий вид:

$$i\dot{S}_p^+ \approx -\Omega_0 S_p^+ + 2\nu(\theta) \sqrt{S_0^2 - |S_p^+|^2} Cl_3(q) S_p^+. \quad (6)$$

С учетом полных взаимодействий в линейном приближении реализуется бегущая волна с дисперсионным соотношением (рис. 2, а):

$$S_p^+ \sim \exp(i(\omega t - qp)), \quad \omega(q) = \Omega_0 - 2S_0\nu(\theta)Cl_3(q). \quad (7)$$

В пределе длинных волн соотношение (7) имеет логарифмическую особенность:

$$\omega(q \rightarrow 0) = \Omega_0 - 2S_0\nu(\theta) \left[\zeta(3) - \frac{3}{4}q^2 + \frac{1}{2}q^2 \ln q \right]. \quad (8)$$

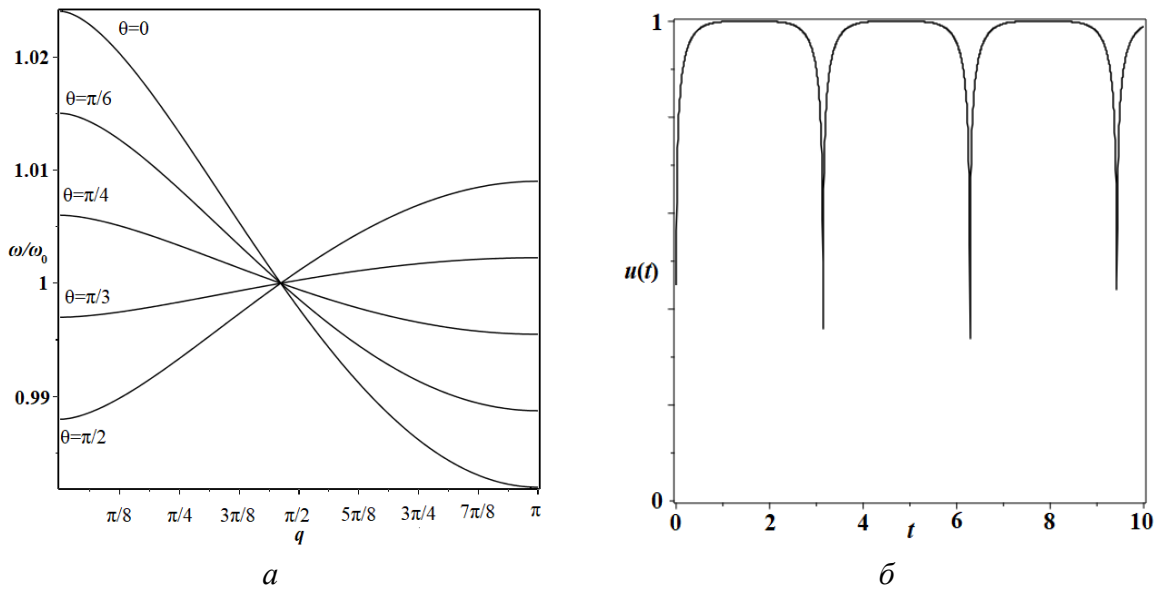


Рис. 2. Дисперсионное соотношение линейных волн при различной ориентации цепочки (а) и эволюция огибающей нелинейной волны от времени (б), при учете полных дипольных взаимодействий; энергия взаимодействия ближайших узлов равна 0,01 зеемановской

Подстановка в (6) $S_p^+ = u(t)\exp(i\Omega_0 t)$, где u – вещественная амплитуда огибающей, позволяет выполнить непосредственное интегрирование (рис. 2, б):

$$u(t) = \frac{2S_0 |\sin \Omega_0 t|^{\alpha/2}}{1 + |\sin \Omega_0 t|^\alpha} \approx \frac{2S_0 |\sin t|^{\alpha/2}}{1 + |\sin t|^\alpha}, \quad \alpha = \frac{4S_0\nu(\theta)Cl_3(q)}{\Omega_0} \approx 4S_0\nu(\theta)Cl_3(q). \quad (9)$$

1. Абрагам А. Ядерный магнетизм. Москва : Изд-во иностранной литературы, 1963. 553 с.
2. Pake G. E. Nuclear resonance absorption in hydrated crystals: fine structure of the proton line // J. Chem. Phys. 1948. Vol. 16, no. 4. P. 327–336.
3. Henner V. K. Simulation of Pake doublet with classical spins and correspondence between the quantum and classical approaches / V. K. Henner, A. Klots, T. Belozeroва // Eur. Phys. J. B. 2016. Vol. 89. P. 264.
4. Гиоргадзе Н. П. Слабонелинейные волны намагниченности в ядерных спиновых системах с диполь-дипольным взаимодействием / Н. П. Гиоргадзе, Р. Р. Хомерики // ФТТ. 1995. Т. 37, № 4. С. 929–935.
5. Циберкин К. Б. Нелинейные волны и солитоны намагниченности в парамагнетике с дипольным взаимодействием // ЖЭТФ. 2018. Т. 154, вып. 6 (12). С. 1151–1159.
6. Полянин А. Д. Справочник по нелинейным уравнениям математической физики: точные решения / А. Д. Полянин, В. Ф. Зайцев. Москва : Физматлит, 2002. 432 с.
7. Abramowitz M. Handbook of mathematical functions / M. Abramowitz, I. A. Stegun. Washington D.C. : National Bureau of Standards, 1972. 1060 p.

СТАЦИОНАРНЫЕ СОЛИТОНЫ В СРЕДАХ С ВЫСШЕЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Э. Н. Цой¹, Л. А. Суюнов²

¹Физико-технический институт УзАН, Ташкент, Узбекистан

²Каршинский государственный университет, Карши, Узбекистан

Изучение распространения оптических импульсов в нелинейных дисперсионных средах с дисперсией важно для многих приложений, в частности, для генерации суперконтинуума. Дисперсия групповой скорости (ДГС) и нелинейность Керра рассматриваются как основные эффекты, управляющие динамикой импульсов. Известно, что баланс этих эффектов приводит к образованию оптических солитонов [1]. Дисперсионные эффекты более высокого порядка, например, дисперсия третьего (ДТП) и четвертого порядка (ДЧП), рассматриваются, как правило, как небольшие возмущения. Однако в области частот, где параметр ДГС обращается в нуль, становятся важными дисперсионные члены более высокого порядка. Недавно было показано теоретически и экспериментально [2], что в нелинейных средах с дисперсией только четвертого порядка также существуют устойчивые импульсы (чисто квартичные солитоны). Однако учет только ДЧП справедлив для особого интервала частот, где оба параметра ДТП и ДЧП пренебрежимо малы.

В настоящей работе показано, что в средах с дисперсией четвертого порядка общего вида также существуют стационарные солитоны. Динамика света в нелинейных дисперсионных средах описывается следующим уравнением:

$$i u_z - \frac{\beta_2}{2} u_{\tau\tau} - i \frac{\beta_3}{2} u_{\tau\tau\tau} + \frac{\beta_4}{24} u_{\tau\tau\tau\tau} + \gamma |u|^2 u = 0, \quad (1)$$

где $u(\tau, z)$ – огибающая электрического поля, τ – время в запаздывающей системе координат, z – продольная координата, β_j – параметр дисперсии j -го порядка, $j = 2, 3$ и 4 , γ – параметр керровской нелинейности.

В работе найдено, что импульсы уравнения (1) хорошо описываются гауссовой функцией $u(\tau, z) = A \exp[-(\tau - z/v)^2 / (2a)^2] \exp[-i p z - i b (\tau - z/v)]$. При этом ширина стационарного импульса $a_s > 0$ определяется как корень кубического уравнения, а амплитуда импульса A_s и скорость $1/v_s$ в запаздывающей системе координат являются функцией a_s и центральной частоты солитона b_s . При этом обнаружено, что при $\beta_3 \neq 0$ и $\beta_4 b \neq 0$ скорость импульса $1/v_s$ в общем случае не совпадает с обратной групповой скоростью линейных волн.

Показано, что существование устойчивых импульсов в нелинейных дисперсионных средах зависит от возможности взаимодействия импульса с линейными волнами. При определенных параметрах системы и импульса возможно пересечение дисперсионной кривой импульса с дисперсионной характеристикой линейных волн, происходит резонансное взаимодействие, которое приводит к непрерывному потоку энергии от импульса к малоамплитудным волнам. При данных параметрах существование стационарных импульсов невозможно.

Таким образом, в данной работе показано, что устойчивые солитоны возможны при наличии ДГС, ДТП и ДЧП, причем соотношения между параметрами дисперсии могут меняться в широких пределах. Найдены зависимости параметров стационарных импульсов от параметров системы. Определена важная роль возможности взаимодействия нелинейных импульсов и линейных волн в существовании стационарных импульсов. Определены области системных параметров, где существуют устойчивые стационарные импульсы. Результаты работы могут быть полезны при интерпретации результатов экспериментов по динамике импульсов в дисперсионных средах и по генерации суперконтинуума.

1. Agrawal G. P. Nonlinear Fiber Optics, 4th ed. Academic Press, 2007.
2. Blanco-Redondo A. et al. Pure-quartic solitons // Nature Commun. 2016, Vol. 7, P. 10427.

НОВАЯ ВЕРСИЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ НАЗЕМНОГО УГЛЕРОДНОГО ЦИКЛА ДЛЯ МОДЕЛИ ЗЕМНОЙ СИСТЕМЫ ИВМ РАН

А. Ю. Черненко, Е. М. Володин

Институт вычислительной математики им. Г. И. Марчука РАН, Москва
Институт географии РАН, Москва

Математическое моделирование климата является основным инструментом для описания текущего состояния климатической системы Земли, а также прогнозирования ее будущих изменений. Парниковые газы, особенно углекислый газ, играют ключевую роль в современных изменениях климата. С 1850 года содержание CO_2 в атмосфере ежегодно увеличивается в ответ на антропогенные выбросы [1]. Однако поглощение углерода из атмосферного CO_2 наземными экосистемами и его растворение в океанах замедляет этот темп [2]. Поэтому для корректного прогнозирования будущих изменений климата критически важно как можно точнее моделировать круговорот углерода на Земле.

В данной работе представлена новая версия параметризации углеродного цикла суши для семейства моделей земной системы ИВМ РАН. Ее основное отличие от предыдущей [3] заключается в более подробном учете антропогенного влияния на наземные экосистемы. В модели используется новая база данных землепользования [4], иллюстрирующая изменения в пространственном распределении растительности с 1850 по 2100 годы. Кроме того, новая версия параметризации учитывает сбор урожая на возделываемых территориях.

В модели углеродного цикла запасы углерода на суше разделяются на три основных пула, соответствующие растительности (C_{VEG}), почве (C_{SOIL}) и быстроразлагаемому углероду остатков растительности в почве (C_{SOIL}^{fast}). Их динамика описывается следующим набором балансовых уравнений:

$$\frac{\partial C_{VEG}}{\partial t} = F_{PSN} - F_{PLR} - \frac{C_{VEG}}{\tau_{VEG}} - F_{LU} \cdot C_{VEG}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial C_{SOIL}}{\partial t} = (1 - \alpha) \cdot \frac{C_{VEG}}{\tau_{VEG}} - \frac{C_{SOIL}}{\tau_{SOIL}} - F_{LU} \cdot C_{SOIL}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial C_{SOIL}^{fast}}{\partial t} = \alpha \cdot \frac{C_{VEG}}{\tau_{VEG}} + F_{LU} \cdot (C_{VEG} + C_{SOIL}) - \frac{C_{SOIL}^{fast}}{\tau_{fast}}. \quad (3)$$

Здесь потоки F_{PSN} и F_{PLR} задают интенсивности продукции углерода в результате фотосинтеза и дыхания растений, величины τ_{VEG} , τ_{SOIL} и τ_{fast} соответствуют характерным временам жизни углеродных пулов. Множитель F_{LU} описывает влияние землепользования (например, вырубки лесов), а параметр α задает долю растительного опада, рассматриваемую как собранный урожай. Новая и старая версия параметризации отличаются заданием F_{LU} и α .

С базовой и модифицированной версиями параметризации наземного углеродного цикла проведены вычислительные эксперименты. Они покрывают как исторический период (1850–2014 гг.), так и возможный сценарий будущего (2015–2100 гг.). Расчеты проводились как с помощью автономной модели углеродного цикла ИВМ РАН, так и в совместном режиме с моделью земной системы ИВМ РАН (версия INMCM6 [5]).

В результате проведенных экспериментов были получены глобальные оценки изменения запасов углерода в наземных экосистемах по сравнению с концом преиндустриального периода. Данная величина является стандартной метрикой для оценки качества глобальных моделей углеродного цикла. Результаты моделирования сравниваются с данными наблюдений [2] и мультимодельным ансамблем [1], состоящим из моделей-участниц проекта CMIP6 [6]. Новая версия параметризации углеродного цикла показывает лучшее согласие с референсными значениями (рис. 1), особенно это заметно во второй половине XX века.

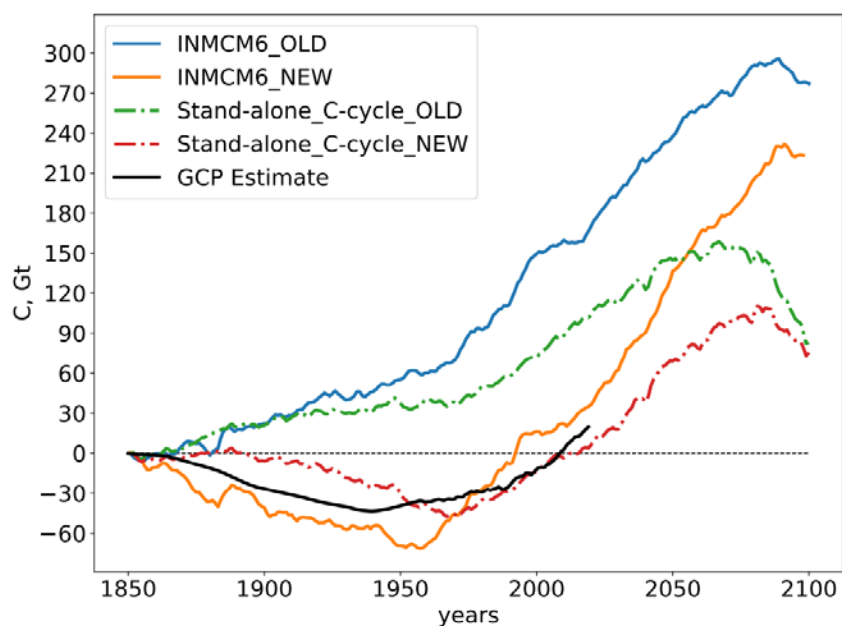


Рис. 1. Изменение глобальных запасов углерода на суше относительно 1850 года по данным климатической модели ИВМ РАН и автономной модели с разными версиями параметризации углеродного цикла, а также по данным наблюдений (Global Carbon Project – GCP)

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 20-17-00190).

1. Climate Change 2021. The Physical Science Basis: Working Group I Contribution to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / ed. by V. Masson-Delmotte et al. Cambridge University Press, 2023.
2. Friedlingstein P. et al. Global Carbon Budget 2023 // Earth System Science Data. 2023. Vol. 15, no. 12. P. 5301–5369.
3. Володин Е. М. Модель общей циркуляции атмосферы и океана с углеродным циклом // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43, № 3. С. 298–313.
4. Hurtt G. et al. Harmonization of Global Land-Use Change and Management for the Period 850–2100 (LUM2) for CMIP6 // Geoscientific Model Development. 2020. Vol. 13. P. 5425–5464.
5. Володин Е. М. Воспроизведение современного климата моделью климатической системы INMCM60 // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2023. Т. 59, № 1. С. 19–26.
6. Eyring V. et al. Overview of the Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 (CMIP6) experimental design and organization // Geoscientific Model Development. 2016. Vol. 9, no. 5. P. 1937–1958.

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФУРЬЕ ДЛЯ ПАКЕТНОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ СВЯЗИ

И. С. Чеховской¹, Е. В. Седов², С. К. Турицын², М. П. Федорук¹

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

²Университет Астона, Бирмингем, Великобритания

Нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) является одной из основных моделей, играющей значимую роль в различных областях физики и инженерных приложениях. Особенно широко оно применяется в волоконно-оптических системах связи для учета дисперсионных и нелинейных эффектов, влияющих на оптические сигналы при их распространении по оптическому волокну. НУШ относится к классу интегрируемых нелинейных уравнений в частных производных, которые можно решить с помощью метода обратного рассеяния (МОЗР), разработанного Захаровым и Шабатом [1], также известного как нелинейное преобразование Фурье (nonlinear Fourier transform – NFT). NFT позволяет представить оптический сигнал в виде его нелинейного спектра, который определяется решениями спектральной задачи Захарова – Шабата (ЗЗШ):

$$\begin{cases} -\frac{\partial \psi_1}{\partial t} + q(t)\psi_2 = i\zeta\psi_1 \\ \frac{\partial \psi_2}{\partial t} + q^*(t)\psi_1 = i\zeta\psi_2 \end{cases}$$

Здесь $q(t)$ представляет собой начальный сигнал с затухающими граничными условиями, который может быть задан, например, на передающем конце оптической линии связи. Спектральный параметр $\zeta = \xi + i\eta$ выступает в роли комплексного аналога частоты, применяемого в классическом преобразовании Фурье. Этот параметр определяет нелинейный спектр, состоящий из двух частей: дискретной, отражающей влияние солитонов на сигнал, и непрерывной, связанной с дисперсионными волнами. Непрерывный спектр изменяется простым образом, что позволяет вычислить его значение на любой длине распространения по волокну за линейное количество операций, после чего с помощью обратного NFT можно восстановить оптическое поле.

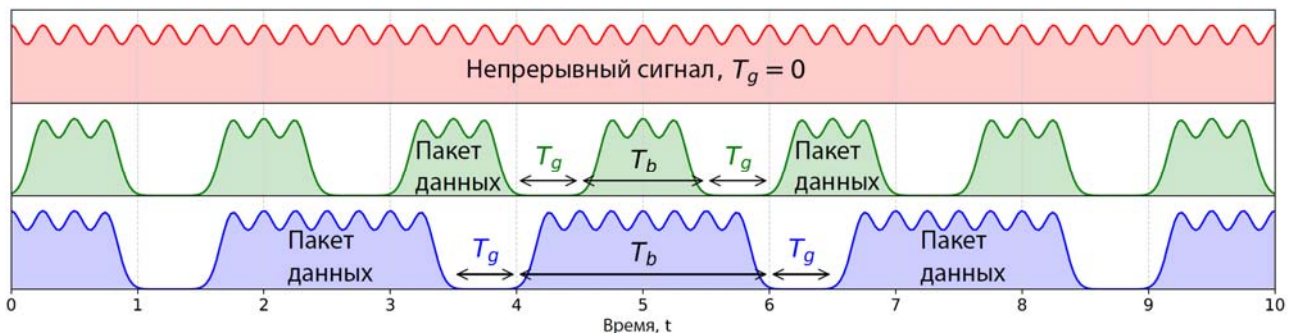


Рис. 1. Схематическое изображение режима передачи данных в пакетах с разными соотношениями T_g / T_b , где T_g – это длина защитного интервала, а T_b – длина пакета данных. Первая строка демонстрирует непрерывный сигнал без защитного интервала ($T_g = 0$). Во второй строке представлен режим, где защитный интервал составляет половину длины пакета ($T_g = 0,5T_b$). На третьей строке показан режим, при котором защитный интервал равен одной четвертой длины пакета ($T_g = 0,25T_b$)

На сегодняшний день разработано несколько методов использования нелинейного преобразования Фурье (NFT) в оптических линиях связи. В данной работе мы изучили границы применимости одного из таких методов, который основан на передаче сигналов в пакетном режиме. В этом режиме отдельные пакеты разделяются защитными интервалами, чтобы компенсировать дисперсионное расплывание (так называемый «burst»-режим), (рис. 1). В этом подходе NFT применяется на стороне приемника: полученный сигнал делится на отдельные пакеты, к каждому из которых применяется прямое NFT. Затем, «отматывая» эволюцию сигнала на длину линии связи, с помощью обратного

NFT восстанавливается исходный сигнал. В данной работе был выбран формат квадратурной амплитудной модуляции (16-QAM), который использует как амплитуду, так и фазу оптического сигнала. Поскольку NFT неприменим для нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) с учетом потерь в линии связи, использовалась усредненная по потерям модель на основе НУШ. Для моделирования была выбрана линия связи длиной 960 км, состоящая из 12 пролетов по 80 км. Для учета дисперсионного расплывания были добавлены защитные интервалы длиной 297 символов.

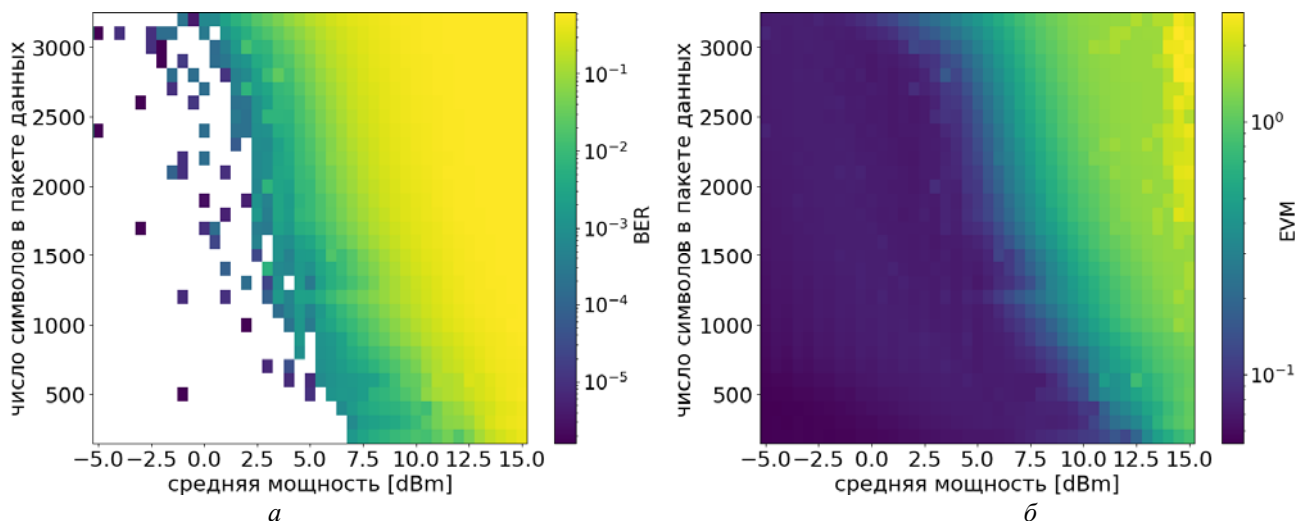


Рис. 2. Зависимость BER (а) и EVM (б) от числа символов в пакете данных T_b и средней мощности сигнала. Уровень $BER = 0,04$ соответствует порогу hard decision для FEC. Область, где $BER = 0$, выделена белым цветом

Мы провели анализ качества восстановления сигнала в зависимости от числа символов в пакете данных T_b и средней мощности сигнала. Исследования показали, что в условиях передачи с высокой нелинейностью (и, соответственно, с большим дискретным спектром) возможно успешно восстанавливать сигнал с помощью NFT даже при размере пакета данных до 3000 символов (рис. 2), когда уровень частоты битовых ошибок (bit error rate – BER) достигает значения 0,04 (уровень hard decision для Forward Error Correction – FEC). С увеличением средней мощности уменьшается допустимая длительность сигналов, которые можно корректно восстановить. При этом для сигналов с малой мощностью (до 2 dBm) значение BER близко к нулю (серая область на рис. 2).

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 20-11-20040, <https://rscf.ru/project/20-11-20040/> (Ч. И. С. – численные исследования, Ф. М. П. – постановка задачи). Работа Е. В. С. и С. К. Т. поддержана фондом EPSRC, проект TRANSNET (EP/R035342/1).

1. Zakharov V. E., Shabat A. B. Exact Theory of Two-Dimensional Self-Focusing and One-Dimensional Self-Modulation of Waves in Non-Linear Media // Soviet Physics JETP. 1972. Vol. 34, no. 1. P. 62–69.
2. Turitsyn S. K. Nonlinear Fourier transform for optical data processing and transmission: advances and perspectives // Optica. 2017. Vol. 4, no. 3. P. 307.

ИЗМЕРЕНИЕ S-ПАРАМЕТРОВ СЕНСОРА СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В. С. Гусева^{1,2}, С. А. Михайлова^{1,2}, С. А. Чеченя^{1,2,3}, О. С. Темная^{1,2},
Д. А. Габриелян^{1,2}, А. Р. Сафин^{1,2,3}

¹Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва

²НИУ «МЭИ», Москва

³Московский физико-технический институт, Долгопрудный

Сенсоры – устройства, способные воспринимать и измерять физические параметры или характеристики окружающей среды и преобразовывать их в электрические сигналы. Одной из наиболее крупных групп сенсоров являются магнитные сенсоры, которые способны обнаруживать магнитное поле. Главной их характеристикой является чувствительность к магнитному полю. Эти устройства применяются в разных областях техники и науки, таких как геофизика, биомедицина, обнаружение движения, навигация и магнитная запись.

Данная работа посвящена разработке некриогенного магнитометра (сенсора) слабых магнитных полей с чувствительностью порядка единиц нТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$, макета системы для обработки сигналов и измерения S-параметров сенсора.

На рис. 1, а приведена схема магнитометра [1, 2]. Чувствительный элемент сенсора состоит из пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Чувствительный элемент нанесен на микрополосковую медную антенну. Для создания условий возбуждения спиновых волн, необходимых для работы сенсора и генерации спиновых волн в ЖИГ-пленке, длина микрополосковых линий передачи выбрана равной четверти длины волны. Вдоль пленки ЖИГ приложено внешнее постоянное магнитное поле \mathbf{B}_0 , которое необходимо для возбуждения поверхностных магнитостатических спиновых волн. Подложка сенсора сделана из эпоксидного материала, который закрепляет микрополосковые линии передачи и обеспечивает механическую стабильность конструкции; она же служит диэлектриком для микрополосковой антенны. Для обеспечения стабильной работы антенны используется заземляющая плоскость, которая минимизирует внешние помехи. Для связи микрополосковых линий с заземляющей плоскостью используются переходные отверстия. Для согласования волнового сопротивления микрополосковых линий и внешней электроники с целью минимизации отражения полезного сигнала и потерь мощности используются SMD-резисторы. Характеристика прохождения системы приведена на рис. 1, б.

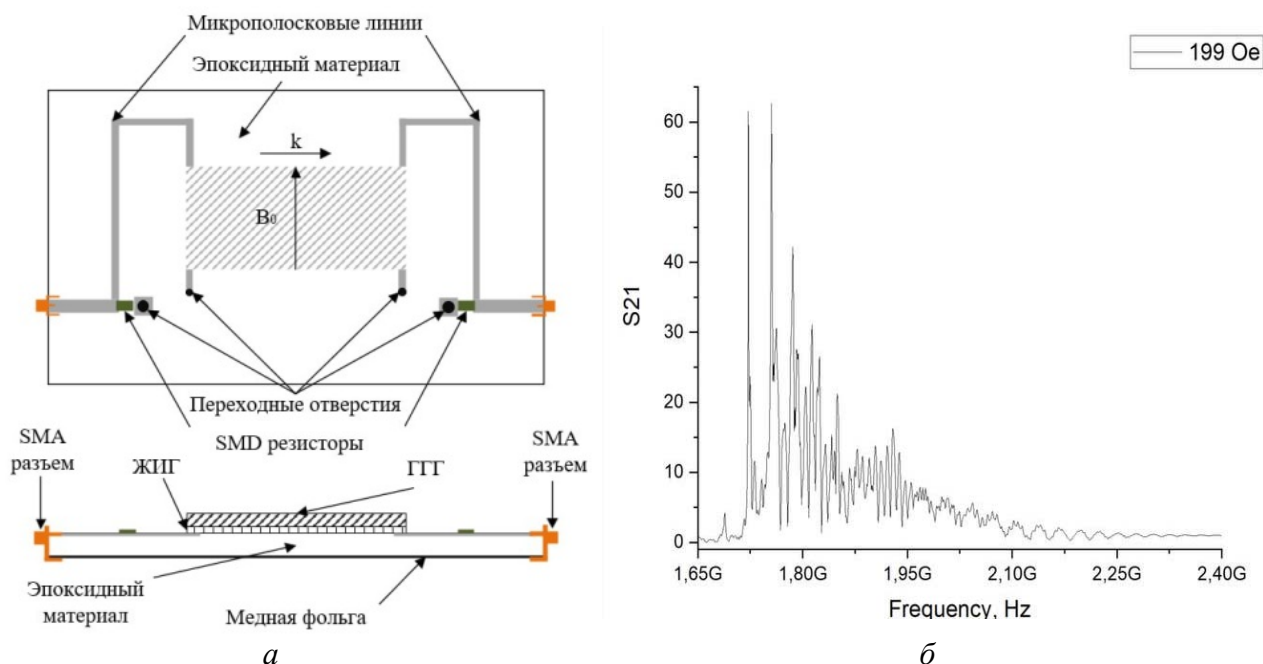


Рис. 1. Изображение сенсора магнитного поля (а) и зависимость S_{21} -параметров сенсора от частоты (б)

На рис. 2 представлена структурная схема системы обработки сигналов сенсора магнитного поля. Обработка реализуется по схеме супергетеродинного приемника с нулевой промежуточной частотой [3]. На схеме левее демодулятора ведется работа на высоких частотах, поэтому все соединения там выполнены микрополосковыми линиями. На схеме правее демодулятора рабочие частоты являются более низкими, и все компоненты соединяются проводниками.

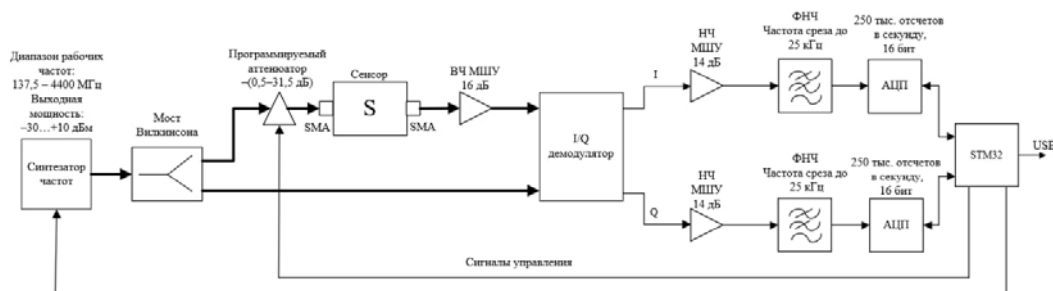


Рис. 2. Макет обработки сигналов сенсора магнитного поля

При разработке схемы выбирались общедоступные электронные компоненты с низкими уровнями собственного шума и высокой температурной стабильностью, чтобы сохранять высокое отношение сигнал/шум в широком диапазоне температур.

С помощью синтезатора частот ADF4350 генерируется стабильный сигнал на частоте 1,8 ГГц с выходной мощностью 0 дБм. Далее сигнал проходит через мост Вилкинсона, который делит его на две части в равном соотношении. Квадратурный демодулятор ADL5380 обеспечивает перенос сигнала на нулевую промежуточную частоту. Для работы демодулятора необходимы два сигнала: входной и опорный. Опорный сигнал должен быть мощнее входного, чтобы получить низкий уровень побочных гармоник на выходе смесителей и уменьшать потери при преобразовании частоты [4]. Сначала входной сигнал поступает на программируемый аттенюатор HMC624A. По умолчанию ослабление выбрано равным 20 дБ. Затем сигнал попадает на сенсор магнитного поля и модулируется по амплитуде полезным сигналом, пропорциональным напряженности слабого магнитного поля. Прошедший через сенсор сигнал усиливается с помощью высокочастотного малошумящего усилителя ADL5521 и подается на квадратурный демодулятор. В квадратурном демодуляторе происходит процесс переноса спектра сигнала на нулевую промежуточную частоту с выделением двух низкочастотных составляющих: синфазной (I) и квадратурной (Q). Низкочастотные составляющие далее можно использовать для извлечения информации об амплитуде и фазе полезного сигнала, вызванного изменением магнитного поля сенсора. Каждая из полученных составляющих отправляется на низкочастотные малошумящие усилители AD8429. Далее фильтры нижних частот MAX291ESA убирают высокочастотные помехи и шум, АЦП AD768 преобразуют аналоговые сигналы I и Q в цифровой вид с разрешением 16 бит и частотой выборки 250 тысяч отсчетов в секунду. С выходов АЦП сигналы поступают на высокопроизводительный микроконтроллер STM32F7, который управляет системой передачи данных через USB на компьютер для дальнейшей программной обработки и вывода результатов.

Микроконтроллер участвует в управлении частотой синтезатора и ослаблением аттенюатора. Если нет внешнего слабого магнитного поля, то описанную выше схему можно применять для измерения зависимостей S -параметров (в первую очередь S_{21}) сенсоров слабых магнитных полей от частоты входного опорного сигнала.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

1. Haas O., Dufay B., Saez S., Dolabdjian C., Sensitivity and noise of a magnetic field sensor based on magnetostatic spin wave yig device and its integrated electronics // IEEE Sensors J. 2020. Vol. 20, no. 23. P. 14148–14156.
2. Haas O., Dufay B., Saez S. Development of a Magnonic-Based Magnetic Sensor: Comparison of Two Different Implementations with YIG Material // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2024. Т. 570. С. 135–145.
3. Галкин В. А. Основы программно-конфигурируемого радио: монография. Москва : Горячая линия-Телеком, 2016. 372 с.
4. Белов Л. А. Радиозлектроника. Формирование стабильных частот и сигналов: учебник для вузов. 3-е изд., перераб. и доп. Москва : Издательство Юрайт, 2024. 268 с.

ФОТОХИМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ СЕМЕЙСТВ НЕЧЕТНОГО КИСЛОРОДА И НЕЧЕТНОГО ВОДОРОДА В МЕЗОСФЕРЕ: ТЕОРИЯ, МОДЕЛИРОВАНИЕ, ПРИМЕНЕНИЕ

А. Г. Чубаров, М. Ю. Куликов, М. В. Беликович, А. М. Фейгин

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Под мезосферой – нижней термосферой (МНТ) обычно принято понимать регион от 50 до 100–105 км, включающий в себя собственно мезосферу и область мезопаузы. Высокая актуальность исследования МНТ обусловлена прежде всего тем, что характеристики протекающих здесь процессов являются важными индикаторами и предикторами возможных изменений состояния всей атмосферы. В частности, климатические изменения на высотах МНТ выглядят значительно заметней (например, скорость уменьшения температуры мезосферы во второй половине 20 века достигала ~0,5–1 К/год) и могут на десятилетия опережать изменения в нижней атмосфере. При этом несмотря на довольно большие усилия, потраченные на ее исследование, МНТ остается наименее изученной областью атмосферы и в последнее время интенсивно исследуется значительным числом научных коллабораций. Особое внимание уделяется исследованию химических процессов с участием малых примесей (МП), которые трудно измерять как контактными, так и дистанционными методами, поскольку эта область заметно удалена как от земной поверхности (что делает затруднительным запуск измерительных приборов с поверхности Земли), так и от космоса (что ухудшает качество измерений с помощью спутников). В результате число доступных прямым измерениям МП остается по-прежнему невелико, причем многие из них измеряются с заметными неопределенностями. Для того, чтобы эффективнее извлекать информацию из экспериментальных данных, необходимо использовать химико-транспортные модели, которые выступают в качестве априорных связей между различными характеристиками. При этом стоит отметить, что химия этой области включает заметно меньшее количество реакций, определяющих эволюцию ключевых МП, в сравнении, например, с тропосферной или стратосферной химией, поэтому возможно получить относительно простые аналитические соотношения, удобные для использования на практике. Эти соотношения, к примеру, могут применяться для восстановления плохо измеряемых МП из имеющихся экспериментальных данных, валидации данных одновременных наблюдений нескольких МП, оценки констант химических реакций, известных с большой погрешностью, источников (эмиссий) и др. (см. [1]).

В работах [2–4] в рамках одномерной (по высоте) модели, а также в рамках трехмерной химико-транспортной модели было исследовано дневное фотохимическое равновесие семейств нечетного кислорода ($O_x = O + O_3 + O(^1D)$) и водорода ($HO_x = H + OH + HO_2$) на высотах мезосферы для всех широт и долгот, а также были получены аналитические критерии, позволяющие устанавливать факт выполнения равновесия. Целью данной работы является 1) анализ всех источников и стоков O_x и HO_x с помощью трехмерной химико-транспортной модели в диапазоне высот от 50 до 100 км, 2) выделение основных химических реакций, определяющих дневную эволюцию этих семейств в зависимости от высоты, широты и сезона, 3) использование условий фотохимического равновесия семейств O_x и HO_x для восстановления плохо измеряемых компонент.

В данной работе используется 3D химико-транспортная модель МНТ, разработанная в Институте атмосферной физики (Leibniz Institute of Atmospheric Physics), Кюленсборн, Германия. Модель создана специально для изучения процессов на высотах МНТ. Она осуществляет моделирование фотохимии и переноса посредством адвекции (вертикальным и горизонтальным ветром) и диффузии (молекулярной и турбулентной). При этом пренебрегается влиянием МП на молекулярный кислород и азот. Основные характеристики модели: 118 высотных уровней (привязанных к давлению) в диапазоне высот 0–135 км, 32 точки по широте и 64 точки по долготе. Временное разрешение – 90 с. Химический блок модели включает 19 реагирующих компонент (в том числе все компоненты семейств O_x и HO_x), 49 химических реакций и 14 процессов фотодиссоциации.

В результате анализа источников и стоков семейств нечетного кислорода и нечетного водорода в рамках трехмерной химико-транспортной модели были выделены основные реакции, представленные в таблице. С их помощью, используя условия фотохимического равновесия семейств нечетного кислорода и водорода, а также условия тройного равновесия гидроксила (OH), гидропероксила (HO_2) и озона (O_3) можно восстанавливать плохо измеряемые компоненты.

Для примера используем эти условия для восстановления концентрации HO_2 , O_3 и OH из данных измерений MLS/Aura за 2005 г. На рис. 1 изображены зависимости зонального и месячного среднего для относительной концентрации гидропероксила от широты и давления для каждого месяца, по-

строенные по данным измерений и по результатам восстановления. Видно, что результаты довольно хорошо согласованы, однако у процедуры восстановления есть большое преимущество, поскольку результаты восстановления можно использовать локально, тогда как данные измерения, согласно data quality document, можно использовать лишь после усреднения. Другими словами, концентрацию HO_2 , полученную из результатов восстановления, можно использовать в гораздо большем числе задач.

Список основных реакций, полученных в рамках анализа источников и стоков семейств нечетного кислорода и нечетного водорода в рамках трехмерной химико-транспортной модели

№	Реакции	k	№	Реакции	k
1	$\text{O}_2+h\nu \rightarrow \text{O}+\text{O}$	D_1	9	$\text{O}+\text{O}_2+\text{M} \rightarrow \text{O}_3+\text{M}$	k_2
2	$\text{H}+\text{O}_3 \rightarrow \text{OH}+\text{O}_2$	a_2	10	$\text{O}_3+h\nu \rightarrow \text{O}_2+\text{O}$	D_3
3	$\text{OH}+\text{O} \rightarrow \text{H}+\text{O}_2$	a_5	11	$\text{O}_3+h\nu \rightarrow \text{O}_2+\text{O}(^1\text{D})$	D_4
4	$\text{HO}_2+\text{O} \rightarrow \text{OH}+\text{O}_2$	a_7	12	$\text{H}+\text{HO}_2 \rightarrow 2\text{OH}$	a_{23a}
5	$\text{O}+\text{O}_3 \rightarrow 2\text{O}_2$	k_3	13	$\text{O}_3+\text{OH} \rightarrow \text{O}_2+\text{HO}_2$	a_6
6	$\text{H}_2\text{O}+h\nu \rightarrow \text{H}+\text{OH}$	D_{10}	14	$\text{H}+\text{O}_2+\text{M} \rightarrow \text{HO}_2+\text{M}$	a_1
7	$\text{O}(^1\text{D})+\text{H}_2\text{O} \rightarrow 2\text{OH}$	a_{1a}	15	$\text{O}(^1\text{D})+\text{N}_2 \rightarrow \text{O}+\text{N}_2$	k_{4a}
8	$\text{OH}+\text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}+\text{O}_2$	a_{17}	16	$\text{O}(^1\text{D})+\text{O}_2 \rightarrow \text{O}+\text{O}_2$	k_{4b}

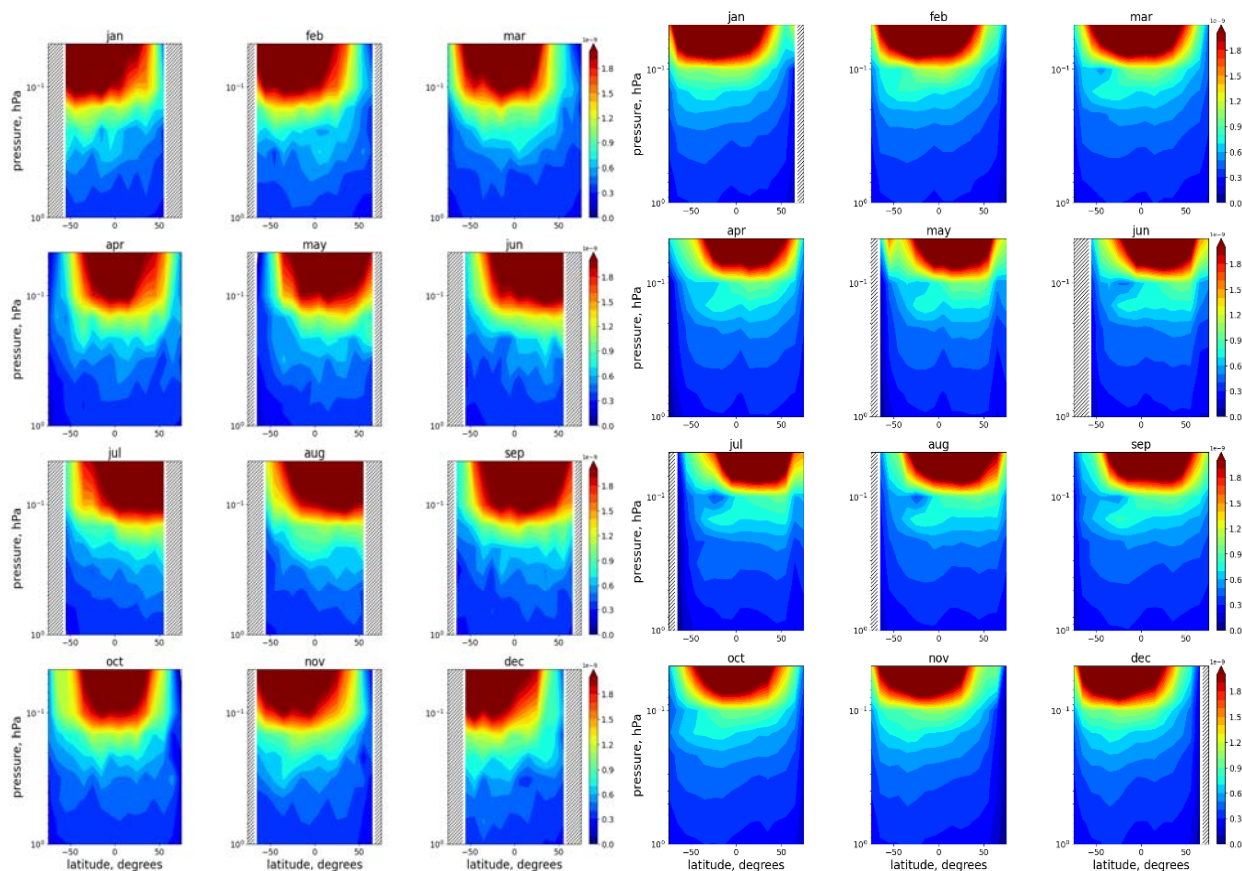


Рис. 1. Зависимость зонального и месячного среднего относительной концентрации гидропероксида HO_2/M от широты и давления для каждого месяца, построенная по измерениям (слева) и восстановленным в условиях фотохимического равновесия (справа). В качестве данных измерения и входных данных для восстановления использовались данные инструмента MLS/Aura за 2005 год. Серой штриховкой закрашены области, где нет достаточного количества данных

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00064, <https://rscf.ru/project/22-12-00064/>.

1. Kulikov M. Y., Nechaev A. A., Belikovich M. V., Ermakova T. S., Feigin A. M. Technical note: Evaluation of the simultaneous measurements of mesospheric OH, HO_2 , and O_3 under a photochemical equilibrium assumption – a statistical approach // Atmos. Chem. Phys. 2018. Vol. 18. P. 7453–7471.
2. Chubarov A. G., Kulikov M. Yu., Belikovich M. V., Feigin A. M. Photochemical equilibrium of odd oxygen and hydrogen families at the mesospheric altitudes // Proc. SPIE 2021. Vol. 11916.
3. Chubarov A. G., Kulikov M. Yu., Belikovich M. V., Feigin A. M. Analytical criteria for satisfying the condition of photochemical equilibrium of odd oxygen and hydrogen families at mesospheric altitudes // Proc. SPIE. 2022. Vol. 12341.
4. Chubarov A. G., Kulikov M. Yu., Belikovich M. V., Feigin A. M. Photochemical equilibrium of odd oxygen and hydrogen families at mesospheric altitudes using a three-dimensional chemistry-transport model // Proc. SPIE. 2023. Vol. 12780. P. 127807N.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И КВАЗИЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ОКРЕСТНОСТИ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

П. А. Чувакин, Е. Д. Господчиков, А. Г. Шалашов

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Электронный циклотронный резонансный (ЭЦР) нагрев плазмы мощным микроволновым излучением – один из наиболее распространенных методов нагрева плазмы в тороидальных и открытых магнитных ловушках. В этом докладе будут представлены результаты полноволнового моделирования распространения и резонансного поглощения X -поляризованного волнового пучка через область ЭЦР поглощения на второй гармонике в слабoreлятивистской плазме.

Задача распространения и резонансного поглощения волн в теплой магнитоактивной плазме в окрестности резонансов на гармониках циклотронной частоты характеризуется совместным влиянием пространственной неоднородности и пространственной дисперсии, обусловленной конечной тепловой скоростью электронов [1]. В такой среде могут распространяться как электромагнитные: обыкновенная (O) и необыкновенная (X), так и квазиэлектростатическая бернштейновская (B) волны. При этом наличие пространственной неоднородности приводит к их взаимодействию. Эффекты взаимодействия и резонансного поглощения волн сосредоточены в окрестности резонанса с характерным пространственным масштабом $L_{res} = L_B T_e / m_e c^2$, где L_B – масштаб пространственной неоднородности внешнего магнитного поля, а T_e – температура электронов.

Возможность взаимодействия мод может быть проиллюстрирована в рамках ВКБ приближения. На рис. 1 представлены реальные части квадратов показателей преломления волн в слабoreлятивистской плазме. Здесь взаимодействие проявляется в перезамыкании дисперсионных кривых: волна с X -поляризацией в области слабого поля ($\omega < 2\omega_c$) непрерывно переходит в волну с B -поляризацией в области сильного поля ($\omega > 2\omega_c$). Отметим, что несмотря на то, что пересекаются все три дисперсионные кривые, перезамыкаются лишь две, соответствующие X и B -поляризациям.

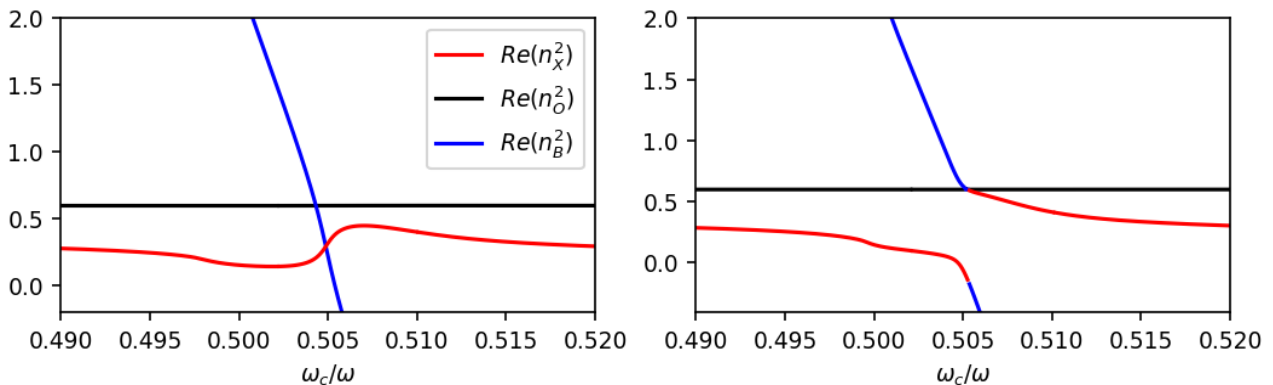


Рис. 1. Зависимость реальной части квадратов показателей преломления от ω_c / ω .

Для обоих рисунков $\omega_p^2 / \omega^2 = 0,4$, $T_e = 1$ кэВ, $n_y = 0$. Слева $n_z = 1 \times 10^{-1}$, справа $n_z = 5 \times 10^{-2}$

Для решения уравнений Максвелла в неоднородной анизотропной среде с пространственной дисперсией, и корректного учета граничных условий был использован «импедансный» подход [2, 3]. Он позволяет свести исходную систему дифференциальных уравнений с граничными условиями к двум задачам Коши: операторному нелинейному уравнению типа Риккати и линейному векторному уравнению первого порядка. Они могут интегрироваться последовательно. Начальные условия для них формулируются из граничных условий исходной задачи. Такой подход позволяет математически корректно учесть граничные условия: X -поляризованная волна единичной амплитуды падает на резонансную область со стороны малого магнитного поля ($2\omega_c < \omega$), а в области большого поля ($2\omega_c > \omega$) существуют только прошедшие X и O электромагнитные и экспоненциально скинующаяся B -поляризованная волны. Из-за чего ошибка в граничных условиях могла бы привести к экспоненциально нарастающей ошибке при моделировании.

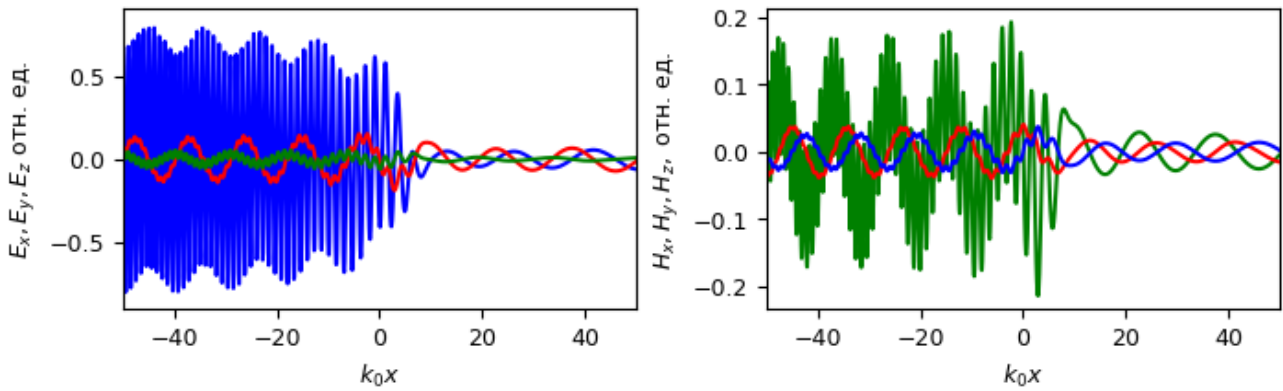


Рис. 2. Пример результата моделирования компонент электрического поля при параметрах $\omega_p^2 / \omega^2 = 0,4$, $T_e = 1$ кэВ, $k_0 L_B = 50$, $n_y = 0$. Слева – электрическое поле, справа – магнитное. Синие кривые отвечают x -компоненте, красные – y -компоненте, зеленые – z -компоненте

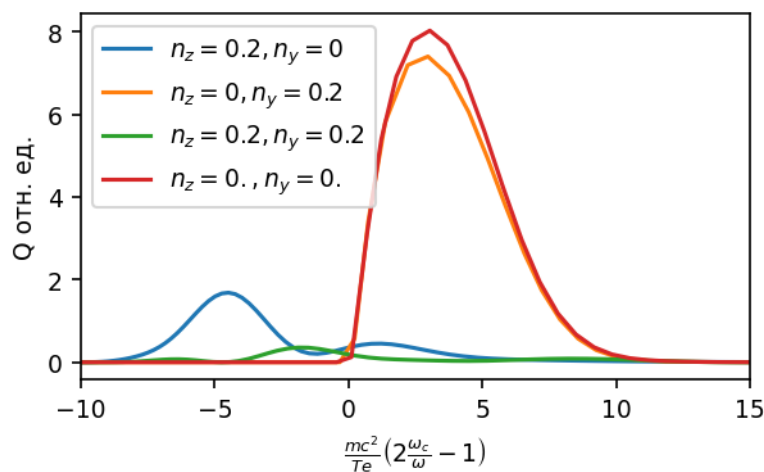


Рис. 3. Пример результата расчета профилей циклотронного поглощения при параметрах $\omega_p^2 / \omega^2 = 0,4$, $T_e = 1$ кэВ, $k_0 L_B = 50$, $n_y = 0$, отвечающих разным углам падения

На рис. 2 и 3 представлены примеры результатов моделирования: на рис. 2 – пространственные распределения компонент электромагнитного поля, а на рис. 3 – семейство линий циклотронного поглощения. В результатах моделирования взаимодействие хорошо видно в появлении мелкомасштабной модуляции компонент электромагнитного поля и в образовании второго максимума поглощения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-20139).

1. *Bornatici, M.* Electron cyclotron emission and absorption in fusion plasmas / Bornatici M., Cano R., De Barbieri O., Engelmann F. // Nucl. Fusion. 1983. Vol. 23, no. 9. P.1153–1257.
2. *Шалашов А. Г.* Импедансный метод решения задач распространения электромагнитных волн в анизотропных гиротропных средах / А. Г. Шалашов, Е. Д. Господчиков // УФН. 2011. Т. 181, вып. 2. С. 151–172.
3. *Господчиков, Е. Д.* Отражение электромагнитной волны от области электронного циклотронного поглощения в термоядерной плазме / Е. Д. Господчиков, П. А. Чувакин, А. Г. Шалашов // Физика плазмы. 2023. Т. 49, вып. 10. С. 953–963.

ПОЛНОВОЛНОВОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ НА ПЕРВОЙ И ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ В УСТАНОВКЕ ГДМЛ

П. А. Чувакин¹, Е. Д. Господчиков¹, А. Л. Соломахин², А. Г. Шалашиов¹

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

²Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск

Газодинамическая многопробочная ловушка (ГДМЛ) – это открытая ловушка нового поколения для удержания субтермоядерной плазмы, концепция которой развивается в ИЯФ СО РАН (Новосибирск). Целью проекта является обоснование возможности создания термоядерной системы на основе открытой магнитной ловушки: источника нейтронов и, в перспективе, термоядерного реактора. Проект ГДМЛ должен позволить изучить новые методы удержания плазмы и продемонстрировать существенное увеличение эффективности открытой ловушки [1].

Основным методом нагрева плазмы в таких системах является наклонная инжекция мощных пучков нейтральных частиц, которые захватываются в ловушке в виде ионов с большой энергией. В результате в плазме формируются две ионные компоненты: теплые ионы мишенной плазмы и анізотропная популяция быстрых ионов. Именно быстрые ионы обеспечивают протекание термоядерных реакций в плазме. В подобных системах с двухкомпонентной плазмой время торможения анизотропной популяции быстрых ионов определяется их столкновениями с электронами. Поэтому для увеличения времени жизни быстрых ионов и, тем самым, для увеличения эффективности ГДМЛ как термоядерной системы ключевой задачей является увеличение электронной температуры. Наиболее прямым методом повышения электронной температуры является электронный циклотронный резонансный (ЭЦР) нагрев электронов излучением мощных гиротронов. Возможность достижения стационарного уровня температуры электронов в 1 кэВ в открытой магнитной ловушке путем дополнительного ЭЦР-нагрева плазмы на первой гармонике была продемонстрирована на установке предыдущего поколения ГДЛ [2].

Геометрооптическое моделирование показало, что в установке ГДМЛ возможен эффективный ЭЦР-нагрев на второй гармонике, что позволит перейти к большим плотностям плазмы по сравнению с установкой ГДЛ и использовать ЭЦР-нагрев в планируемом режиме работы установки ГДМЛ [1]. Однако резонансный характер взаимодействия греющего СВЧ-излучения с субтермоядерной плазмой может приводить к нарушению ВКБ-приближения и, как следствие, к появлению существенного взаимодействия нормальных волн. Наиболее практически значимым результатом такого взаимодействия может быть отражение греющей электромагнитной волны от резонансной области, что может существенно изменить оценку эффективности нагрева [3–4]. В данной работе было проведено полноволновое моделирование ЭЦР-взаимодействия греющей волны на первой и второй гармонике с цилиндрически неоднородной плазмой с параметрами, ожидаемыми в установке ГДМЛ. Были получены зависимости коэффициентов поглощения для различных магнитных конфигураций от температуры и концентрации плазмы.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-20139).

1. Сковородин Д. И., Черноштанов И. С., Амиров В. Х., Астрелин В. Т., Багрянский П. А., Беклемишев А. Д., Бурдаков А. В., Горбовский А. И., Котельников И. А., Магомедов Э. М., Полосаткин С. В., Поступаев В. В., Приходько В. В., Савкин В. Я., Солдаткина Е. И., Соломахин А. Л., Сорокин А. В., Судников А. В., Христо М. С., Шлянков С. В., Яковлев Д. В., Щербаков В. И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49, вып. 9. С. 831–884.
2. Bagryansky P. A., Shalashov A. G., Gospodchikov E. D., Lizunov A. A., Maximov V. V., Prikhodko V. V., Soldatkina E. I., Solomakhin A. L., and Yakovlev D. V. // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 114. P. 205001.
3. Звонков А. В. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 547.
4. Господчиков Е. Д., Чувакин П. А., Шалашиов А. Г. // Физика плазмы. 2023. Т. 49, вып. 10. С. 953–963.

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ В СИЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

В. Е. Чугунов¹, Е. Г. Диденкулова^{1,2}

¹НИУ «Высшая школа экономики», Нижний Новгород

²Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Данная работа посвящена нахождению нового класса решений волнового уравнения, описывающего эволюцию радиально симметричных волн в среде с переменной по радиусу скоростью распространения волны в виде бегущих волн, которые хотя и изменяют свою форму при распространении, но не рассеиваются в пространстве. В литературе отмечены примеры существования безотражательных волн в акустике [1], в гидродинамике волн на воде [2–3], в неоднородном потоке [4–5], внутренних волн в стратифицированной жидкости [6], волн в плазме [7–8], а также волн в атмосфере Земли и Солнца [9–10]. Если в случае однородной среды решения в виде бегущих волн, распространяющихся на большие расстояния без больших потерь энергии, изучаются обычно в рамках обыкновенных дифференциальных уравнений, то в случае неоднородной или нестационарной среды уравнения содержат переменные коэффициенты, и найти строгие решения волнового уравнения в виде бегущих волн обычно не удается, что физически естественно связать с эффектами отражения, рассеяния и дифракции. Поэтому приходится применять методы сведения волновых уравнений с переменными коэффициентами к уравнениям с постоянными коэффициентами, которые заведомо имеют решения в виде бегущих волн.

В данной работе впервые были применены методы получения кольцевых бегущих волн в произвольно неоднородных средах в рамках линейного цилиндрического волнового уравнения с переменной скоростью распространения. Найдены решения в виде бегущих волн в результате сведения линейного цилиндрического волнового уравнения с переменной скоростью распространения к 1) волновому уравнению с постоянными коэффициентами, 2) к уравнению Клейна – Гордона с постоянными коэффициентами и 3) к уравнению Эйлера – Дарбу – Пуассона, в рамках которых существование бегущих волн становится очевидным. При этом использована «одноточечная», «двойная» или более сложная трансформация (факторизация) уравнений. Для каждого из этих случаев найдены законы изменения скорости распространения волны с расстоянием. Для этих условий рассмотрена эволюция кольцевых волн, описываемых линейной комбинацией произвольных функций (и их производных). Дана океанологическая интерпретация полученных решений.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-77-01074.

1. Петухов Ю. В. О возможности безотражательного распространения плоских акустических волн в непрерывно-стратифицированных средах // Акуст. журн. 2022. Т. 68, № 2. С. 129–138.
2. Didenkulova I., Pelinovsky E., Soomere T. Long surface wave dynamics along a convex bottom. // J. Geophysical Research – Oceans. 2009. Vol. 114. C07006.
3. Pelinovsky E., Didenkulova I., Shurgalina E., Aseeva N. Nonlinear wave dynamics in self-consistent water channels // J. Physics A. 2017. Vol. 50. 505501.
4. Churilov S. M., Stepanyants Y. A. Reflectionless wave propagation on shallow water with variable bathymetry and current // J. Fluid Mech. 2022. Vol. 931. A15.
5. Churilov S.M., Stepanyants Y.A. Reflectionless wave propagation on shallow water with variable bathymetry and current. Part 2 // J. Fluid Mech. 2022. Pt. 2. Vol. 939. A15.
6. Pelinovsky E., Talipova T., Didenkulova I., Didenkulova (Shurgalina) E. Interfacial long traveling waves in a two-layer fluid with variable depth // Studies in Applied Mathematics. 2019. Vol. 142, no. 4. P. 513–527.
7. Petururhin N. S., Ruderman M. S., Shurgalina E. G. Phase mixing of Alfvén waves in axisymmetric non-reflective magnetic plasma configurations // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2018. Vol. 474, no. 2. P. 2289–2301.
8. Петрухин Н. С., Пелиновский Е. Н., Диденкулова Е. Г. Безотражательные магнитогиродинамические волны в неоднородной плазме // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63, № 1. С. 32–43.
9. Петрухин Н. С., Пелиновский Е. Н., Талипова Т. Г. Безотражательное вертикальное распространение волны в сильно неоднородной атмосфере // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48, № 2. С. 189–194.
10. Петрухин Н. С., Пелиновский Е. Н., Бацына Е. К. Безотражательное распространение акустических волн в атмосфере Солнца // Письма в Астрон. журн. 2012. Т. 38, № 6. С. 439–445.

РЕЗОНАНСНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ ВОЛН В СДВИГОВЫХ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЯХ

С. В. Шагалов

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород

Исследование физических механизмов, лежащих в основе генерации волн и крупномасштабных вихревых структур в сдвиговых течениях планетарного масштаба, является одной из фундаментальных проблем, рассматриваемых современной геофизической гидродинамикой. Интерес к этому вопросу стимулируется многочисленными наблюдениями явлений циклогенеза (зарождения крупномасштабных вихрей – циклонов и антициклонов) на фоне атмосферных и океанических сдвиговых зональных потоков, ориентированных вдоль географических параллелей. С позиций волновой теории циклогенеза формирование атмосферных и океанских вихрей в данном случае обусловлено нарастанием волновых возмущений (волн Россби) при развитии гидродинамической неустойчивости фоновых потоков. Для потоков с выраженной температурной стратификацией в горизонтальном (меридиональном) направлении в качестве основного принято рассматривать механизм бароклинной неустойчивости (наклонной конвекции в поле сил Кориолиса), развивающейся при высвобождении доступной потенциальной энергии, запасенной в потоке с вертикальным сдвигом невозмущенного профиля средней скорости. Альтернативным механизмом является механизм баротропной (сдвиговой) неустойчивости, источником которой является кинетическая энергия сдвигового зонального потока с сильной меридиональной зависимостью профиля средней скорости в отсутствие горизонтальной температурной стратификации (запасов доступной потенциальной энергии).

В данной работе исследуются возможные сценарии реализации механизма баротропной неустойчивости в слабодиссипативных зональных течениях в условиях слабой надкритичности (достаточно сильного бета-эффекта, оказывающего стабилизирующее воздействие на баротропную неустойчивость). При этом отбор кинетической энергии течения нарастающей волновой модой Россби локализуется в относительно тонкой резонансной области критического слоя (КС), формирующегося в окрестности меридионального уровня точного совпадения фазовой скорости волны со скоростью течения. С формальной точки зрения резонансный характер взаимодействия неустойчивых мод с потоком выражается в присутствии в уравнении Рэлея – Го, описывающем меридиональную структуру мод на линейной стадии развития неустойчивости, особенности полюсного типа. Именно в КС в первую очередь проявляются нелинейные и диссипативные эффекты, приводящие к насыщению баротропной неустойчивости и образованию вихревых структур. Для построения теоретического описания динамики волн Россби, взаимодействующих с нелинейным КС, наиболее эффективным является асимптотический подход, основанный на раздельном рассмотрении структуры неустойчивых мод в основной области потока и резонансной области КС, а также использовании техники сращиваемых асимптотических разложений. Долгое время концепция нелинейного КС привлекалась для самосогласованного описания развития баротропной неустойчивости в зональных течениях в рамках одномодового приближения, учитывающего из всего спектра неустойчивых гармоник возбуждение только наиболее неустойчивой в линейном приближении пространственной гармоники. Подобная ситуация может быть реализована для низких мод в кольцевых течениях (как в лабораторных экспериментах, так и в природных зональных потоках, охватывающих поверхность планеты по периметру). В то же время результаты лабораторного моделирования, численного анализа и обработки данных натурных наблюдений показывают, что баротропные вихревые цепочки в кольцевых течениях (включая циркумполярные потоки) нередко имеют нестационарный и неупорядоченный характер. Для адекватного описания нелинейной динамики слабонадкритических потоков, включая такие эффекты как возбуждение волн модуляции в цепочках вихрей и формирование изолированных (уединенных) вихревых структур, необходимо учитывать полный спектр неустойчивых возмущений. В данной работе излагаются результаты исследования, обобщающего одномодовую теорию нелинейного КС с целью построения замкнутого описания динамики волновых пакетов, образованных неустойчивыми модами Россби баротропно-неустойчивого зонального течения, и изучения на этой основе механизма развития сателлитной неустойчивости пространственно-однородного режима генерации наиболее неустойчивой моды Россби, а также механизма формирования уединенных вихрей при возбуждении пакетов с относительно широким спектром пространственных гармоник. Кроме того, используемый асимптотический подход позволяет проанализировать влияние эффектов вертикальной стратифика-

ции на динамику баротропно-неустойчивых зональных течений, поскольку в слабонадкритическом зональном течении вертикальная стратификация порождает конечное число неустойчивых бароклинических мод, взаимодействующих наряду с неустойчивой баротропной модой с общим для них КС.

Кратко результаты исследования механизмов генерации волн при развитии баротропной неустойчивости для различных моделей зональных течений в рамках асимптотического подхода, опирающегося на концепцию нелинейного критического слоя, сводятся к следующему:

1) Исследована генерация спектрально узких коротковолновых пакетов волн Россби и порождаемых ими модулированных вдоль потока вихревых цепочек в КС слабодиссипативного, баротропно-неустойчивого зонального течения на бета-плоскости с профилем скорости в виде слоя сдвига. Для течения с малой надкритичностью выведены эволюционные уравнения, описывающие совместное развитие огибающей волнового пакета и возмущений завихренности в нелинейном КС. Показано, что развитие вторичной неустойчивости в режиме нелинейного нестационарного КС приводит при увеличении надкритичности к возбуждению хаотических волн модуляций на фоне периодических вихревых структур, локализованных в КС. Стадии перехода к сложному динамическому режиму соответствует хаотизация траекторий частиц потока и (как следствие) поля завихренности внутри КС при перекрытии локальных нелинейных резонансов, порождаемых в КС неустойчивыми гармониками, образующими волновой пакет.

2) Разработана асимптотическая модель генерации длинных нелинейных волн и формируемых ими в области КС струйного зонального течения вихревых структур при развитии баротропной неустойчивости длинноволнового типа. Получена замкнутая система уравнений, описывающая одновременную эволюцию формы нелинейной волны и возмущений завихренности внутри КС. Показано, что при формальном исключении взаимодействия с КС эволюция нелинейной волны описывается уравнением КдВ. Основным результатом исследования сводится к обнаружению сильнонелинейных (в области КС) солитоноподобных предельных нелинейных волн, устанавливающихся в потоке при развитии неустойчивости из малых начальных возмущений в широком диапазоне начальных условий. Выяснено, что параметрическая резонансная связь, существующая между кратными гармониками спектра нелинейной волны на диссипативной нелинейности КС, уже на слабонелинейной стадии приводит к взрывному росту амплитуд спектральных составляющих, синхронизации их фаз и установлению в потоке в режиме сильнонелинейного КС локализованных диссипативных структур автоволнового типа (диссипативных солитонов), принципиально отличных от консервативных солитонных решений уравнения КдВ. В контексте рассматриваемой геофизической задачи они соответствуют уединенным крупномасштабным аномалиям диссипативной природы, в формировании которых принципиальную роль играет нелинейный резонансный механизм отбора энергии у среднего течения.

3) Для стратифицированного зонального течения на бета-плоскости с модельным профилем скорости определены границы областей устойчивости мод различных типов и диапазон значений внутреннего радиуса деформации Россби, при которых в условиях слабой надкритичности неустойчивыми являются только баротропная и главная бароклиническая моды течения, взаимодействующие с общим для них КС. Для различных вариантов скейлинга надкритичности течения и величины диссипации выведены эволюционные уравнения, описывающие одновременное развитие во времени волновых амплитуд и возмущений завихренности в КС. В отсутствие резонансной связи между модами нелинейное взаимодействие между ними локализуется в области КС. Показано, что при относительно малых значениях отношения надкритичность-диссипация реализуется режим слабонелинейного КС; при этом совместная генерация мод описывается системой двух связанных уравнений Ландау – Стюарта. Основным нелинейным эффектом в этом случае является межмодовая конкуренция (взаимное подавление мод). Обнаружено, что при учете параметрической резонансной связи между модами, возникающей в окрестности определенного значения внутреннего радиуса деформации Россби, совместное действие диссипативной нелинейности внутри КС и консервативной нелинейности во внешней области течения в режиме слабонелинейного КС приводит к одновременному взрывному росту волновых амплитуд и синхронизации их фаз. Выяснено, что дальнейшая эволюция неустойчивых мод и возмущений завихренности в КС завершается установлением в потоке когерентного состояния совместной стационарной генерации мод с взаимно синхронизованными фазами в режиме сильнонелинейного, диссипативного КС, для которого характерно формирование в области КС периодических вихревых структур баротропно-бароклинического типа.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛНОВЫХ АТТРАКТОРОВ

Н. Д. Шмакова, Я. Е. Рудая, З. В. Макридин, А. В. Чеботников, О. А. Бойко, Е. В. Ерманюк

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

Исследование внутренних волн имеет множество приложений в геофизике и климатологии [1]. Внутренние волны в океане возникают в стратифицированной жидкости при взаимодействии приливных течений с рельефом океанического дна. В лабораторных экспериментах часто рассматривается система отсчета, связанная с приливным течением, т. е. жидкость находится в покое, а колебания осуществляет погруженное в жидкость тело. Дисперсионное соотношение для таких волн имеет вид

$$\frac{\omega}{N} = \sin \theta$$

где ω – частота колебания, N – частота плавучести, θ – угол распространения волны с горизонталью.

Из дисперсионного соотношения следует специфический закон отражения волновых лучей от наклонной стенки: падающая и отраженная волны распространяются под одним и тем же углом к вектору силы тяжести, что приводит к фокусировке волновой энергии. При определенном сочетании геометрии области и угла распространения волновых лучей фокусировка может привести к концентрации волновой энергии на так называемые волновые аттракторы [2].

В данной работе проводится экспериментальное исследование интегральных характеристик квазидвумерных аттракторов (1,1) внутренних волн, генерируемых угловыми колебаниями вертикальной пластины в трапециевидном резервуаре, заполненном линейно стратифицированной жидкостью с частотой плавучести $N = \left(-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}\right)^{1/2} = 0,796$ рад/с.

Экспериментальная установка представляет собой резервуар из оргстекла длиной 110 см, шириной 23 см и глубиной 50 см, с наклоненными под углом 32° боковыми стенками и помещенной в центре пластиной, совершающей колебания с определенными амплитудой A и фиксированной частотой $\omega = 0,49$ рад/с. Колебания пластины в однородно-стратифицированной жидкости генерируют два симметричных волновых аттрактора.

Волны визуализируются при помощи метода PIV [3]: жидкость засеивается полиамидными частицами диаметром 50 мкм и натуральной плавучестью, которые при возмущении жидкости движутся вместе с ней. Частицы подсвечиваются вертикальным лазерным ножом, а их движение регистрируется скоростной камерой. Allied Vision Pike F-1100B с разрешением матрицы 4008×2672 и глубиной пикселя 14 бит. Кросс-корреляция изображений проводится в программе PIVlab [4].

Дополнительно на пластине установлена динамометрическая система. Принцип ее действия основан на том, что гидродинамическая сила F , действующая со стороны жидкости на пластину, вызывает крутящий момент M , поворачивающий эту пластину относительно рамы в упругих шарнирах на угол φ , пропорциональный этому моменту. В верхней части пластины закреплен подвижный элемент датчика линейных перемещений. Подвижный элемент датчика линейно перемещается на величину δ пропорционально углу φ . Датчик соединен с преобразователем, преобразующим линейное перемещение δ в электрический сигнал (напряжение), который с помощью аналого-цифрового преобразователя записывается на персональный компьютер.

Также проведены численные двумерные и трехмерные расчеты внутренних волн в трапециевидной геометрии с заданным законом колебаний на вертикальной стенке. Расчеты уравнений Навье – Стокса в приближении Буссинеска проводились спектральным методом в Nek5000.

Из экспериментальных данных поля скорости нагнетаемая в систему мощность рассчитывалась способом, предложенным в работе [5]. Из уравнений Навье – Стокса в приближении Буссинеска рассчитывается градиент давления, который интегрируется при помощи функции `intgrad2` среды Matlab. Из полученного поля давления и поля горизонтальной скорости рассчитывается нормированная мощность на заданном расстоянии $x = x_i$ от пластины:

$$p_{inj} = \frac{1}{\rho V A^2 \omega^3} \int P(x_0, z) u(x_0, z) dz,$$

где V – объем области. Также мощность была получена из численных данных давления и скорости. Зная закон движения пластины $\alpha(t)$ и момент $M(t)$, полученный с датчика, можно оценить мгновенную мощность $p(t) = \dot{\alpha}(t)M(t)$, осреднить по периоду колебания и обезразмерить:

$$p_{inj} = \frac{1}{\rho S W_p A^2 \omega^3} \int_t^{t+nT} P(\tau) d\tau,$$

где S – площадь трапеции, W_p – ширина пластины. Целью подсчета нагнетаемой в систему мощности тремя способами является сравнение полученных значений между собой для дальнейшего применения к различным задачам, связанным с генерацией и диссипацией внутренних волн.

Полученные данные представлены на рис. 1. Из экспериментальных данных измерить мощность в непосредственной близости к пластине не представляется возможным. Численные расчеты показывают, что значение нагнетаемой мощности резко уменьшается при отступе от пластины 0,36 мм. Данные двумерных расчетов завышают значения, так как не учитывают диссипацию на боковых стенках [6]. Данные, полученные при помощи трехмерных расчетов, удовлетворительно согласуются с экспериментом на расстоянии 5 см от пластины, а также с данными датчика непосредственно на пластине.

Полученные результаты указывают на эффективность метода, предложенного в работе [5], и возможность его применения для задач, связанных с диссипацией волновой энергии.

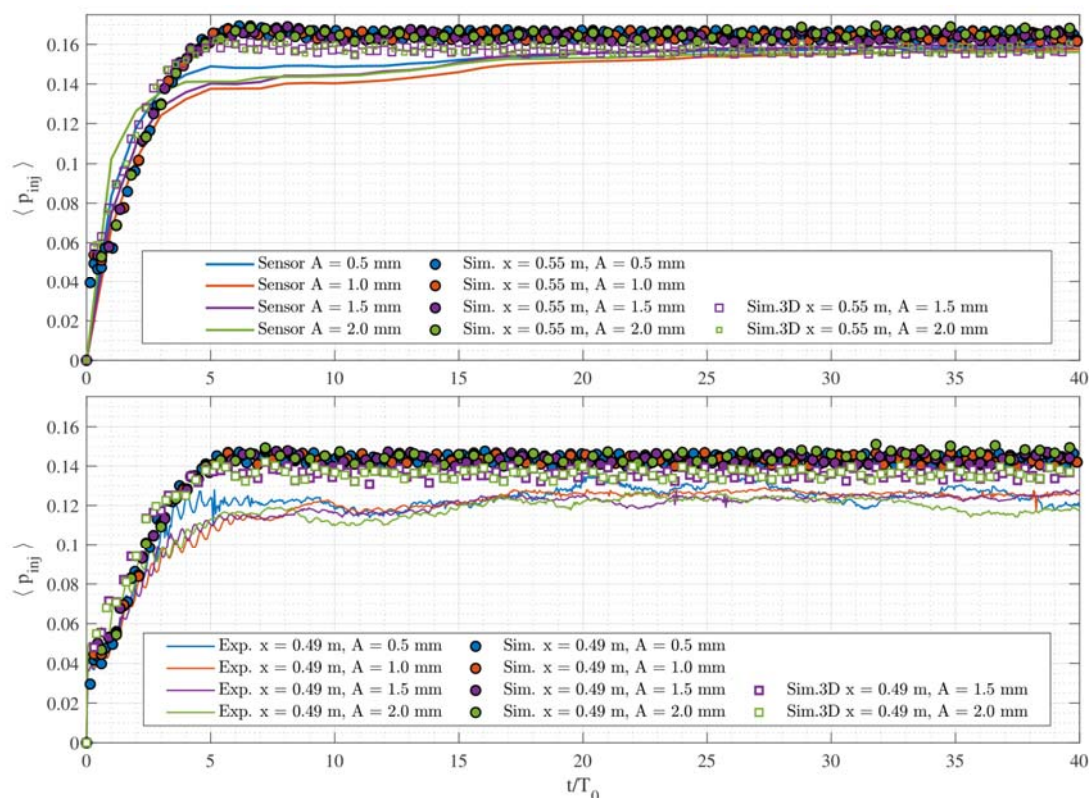


Рис. 1. Временная эволюция усредненной нагнетаемой мощности, рассчитанная на основе экспериментальных и численных данных, а также данных динамометрической системы при различных амплитудах колебаний пластины: синий – 0,5 мм, красный – 1,0 мм, фиолетовый – 1,5 мм и зеленый – 2,0 мм

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-41-00090.

1. Ferrari R. What goes down must come up // Nature. 2014. Vol. 513. P. 179–180.
2. Maas L. R. M., Benielli D., Sommeria J., Lam F.-P. A. Observation of an internal wave attractor in a confined, stably stratified fluid // Nature. 1997. Vol. 388. P. 557–561.
3. Westerweel J. Fundamentals of digital particle image velocimetry // Measurement Science and Technology. 1997. Vol. 8. P. 1379–1392.
4. Thielicke W., Stamhuis E. J. PIVlab – Towards User-friendly, Affordable and Accurate Digital Particle Image Velocimetry in MATLAB // Journal of Open Research Software. 2014. Vol. 2. P. e30.
5. Davis G., Dauxois T., Jamin T., Joubaud S. Energy budget in internal wave attractor experiments // J. Fluid Mech. 2019. Vol. 880. P. 743–763.
6. Brouzet C., Sibgatullin I. N., Scolan H., Ermanyuk E. V., Dauxois T. Internal wave attractors examined using laboratory experiments and 3d numerical simulations // J. Fluid Mech. 2016. Vol. 793. P. 109–131.

СИНХРОНИЗАЦИЯ И ХИМЕРЫ В АНСАМБЛЕ АКТИВНЫХ ЧАСТИЦ С ПРИТЯГИВАЮЩЕЙ И ОТТАЛКИВАЮЩЕЙ СВЯЗЬЮ

П. А. Щербаков, Г. В. Осипов

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Изучение поведения нелокально связанных осцилляторов, движущихся в некоторой среде, – актуальная тематика на стыке физики, биологии и химии, которой посвящено значительное количество работ.

Например, в статье [1] изучается влияние движения на синхронизацию в популяции мобильных агентов, имеющих фазу и совершающих случайную прогулку на графе. Там рассмотрено два различных способа перехода к синхронизации: через вершины малой степени и через хабы. Каждый агент является осциллятором в модели Курамото и взаимодействует лишь с агентами, которые в этот же момент времени находятся в той же вершине графа. Показано, что синхронизация существенно зависит от того, где с течением времени концентрируются агенты: около хабов или около вершин малой степени. Баланс между ними определяется параметром сдвига. А именно, существуют два его критических значения, при которых синхронизация может быть индуцирована движением. Соответственно, возможны два разных фазовых перехода, связанных с синхронизацией на микроскопическом уровне.

В работе [2] исследуется близкий к настоящей работе вариант модели Курамото – Сакагучи с периодическими граничными условиями и специфически параметризованным фазовым сдвигом. Для ядра взаимодействия выбрана кусочно-постоянная аппроксимация фиксированной ширины. Осцилляторы расположены на целочисленной решетке, свернутой в кольцо. В каждый момент времени осциллятор может случайным образом поменяться местами со своим соседом. В случае притягивающей связи в зависимости от фазового сдвига устойчив полностью когерентный режим или бегущая волна. В случае отталкивающей связи движение осцилляторов приводит к разрушению когерентных кластеров. Ключевую роль играет соотношение временных масштабов между фазами и положениями.

В работе рассматриваются случаи синфазной и противофазной, а также прыгающей химеры. Последняя получена при специфическом характере движения осцилляторов на кольце.

$$\dot{\varphi}_k = \sum_{j=1}^N G(x_j - x_k) \sin(\varphi_j - \varphi_k - \alpha), \quad (1)$$

где φ_k – фаза k -го осциллятора, N – число осцилляторов, α – параметр фазового сдвига. Экспоненциальное ядро нелокального взаимодействия

$$G(x) = H \frac{\cosh H(|x| - \frac{L}{2})}{2 \sinh \frac{HL}{2}}, \quad (2)$$

где H – параметр нелокального взаимодействия, L – длина кольца, в котором расположены осцилляторы. Предполагается, что осцилляторы движутся в некотором потенциале $U(x, t)$, поэтому их координаты подчиняются уравнениям

$$m\ddot{x}_k + \lambda_k \dot{x}_k + \frac{dU_k}{dx_k} = 0, \quad (3)$$

где m – масса осциллятора, λ – параметр диссипации.

В работе рассматривается частный случай, когда $\lambda_k \in \{0, 1\}$, $U_k = \frac{(x_k - a_k)^2}{2}$, где a_k – эквидистантно расположенные минимумы потенциала. Также вводится дополнительный параметр p – процент осцилляторов с $\lambda_k = 0$. Предполагается, что вначале положение каждого из осцилляторов берется из равномерного распределения диаметра $\frac{2LD}{N}$ в окрестности минимума потенциала. Изучаются случаи притягивающей и отталкивающей связи. Кроме режимов синфазной (при притягивающих связях) и противофазной (при отталкивающих связях) синхронизации обнаружены химерные состояния (при обоих типах связей). При больших D получен новый вид движения синфазной химеры – мы называем это «прыгающая химера» («jumping chimera»).

Исследование поддержано Минобрнауки РФ, проект FSWR-2020-0036.

1. *Gómez-Gardenes J. et al.* Motion-induced synchronization in metapopulations of mobile agents // *Physical Review E*. 2013. Vol. 87, no. 3. P. 38.
2. *Li B., Uchida N.* Effect of mobility on collective phase dynamics of nonlocally coupled oscillators with a phase lag // *Physical Review E*. 2022. Vol. 106, no. 5. P. 54.

СОДЕРЖАНИЕ

Аннотации лекций

<i>Абрамов И. С.</i> Источник экстремального ультрафиолетового излучения на основе плазмы ксенона: принципы, новые результаты и перспективы для литографии	6
<i>Андреев А. А.</i> Релятивистская лазерно-плазменная нанофизика	6
<i>Балакин А. А., Скобелев С. А., Андрианов А. В., Литвак А. Г.</i> Противофазные супермоды в многосердцевинных волокнах и газонаполненных капиллярах.....	7
<i>Берлов П. С.</i> Океанские вихревые пульсары.....	8
<i>Боговалов С. В.</i> Волны в сверхсильных центробежных полях $\sim 10^6$ g.....	8
<i>Бочаров А. Н., Мареев Е. А., Попов Н. А.</i> Моделирование молниевых разрядов	9
<i>Гераськин С. А.</i> Нелинейные эффекты облучения на разных уровнях биологической организации	9
<i>Гордлеева С. Ю.</i> Нейроморфные технологии искусственного интеллекта на основе биофизических нейрон-астроцитарных сетевых моделей	10
<i>Гришун А. С.</i> Устойчивость, неустойчивость и хаос в моделях динамики атмосферы	10
<i>Денисов Г. Г.</i> Вынужденная синхронизация внешним сигналом мегаваттных гиротронов.....	11
<i>Деряшев Е. В.</i> Физика релятивистских ударных волн	11
<i>Дианский Н. А., Гусев А. В.</i> Вихреразрешающие расчеты циркуляции океана с помощью российской модели INMOM и ее применение для моделирования чрезвычайных ситуаций.....	12
<i>Елисеев А. В.</i> Постановка и обработка ансамблевых численных экспериментов с моделями земной системы.....	13
<i>Зотова И. В., Гинзбург Н. С., Рыскин Н. М.</i> Генерация ультракоротких микроволновых импульсов и их последовательностей: солитоны и автомодельные решения	13
<i>Зубарев Н. М.</i> Автомодельный рост конических острий на поверхности проводящей жидкости в электрическом поле.....	14
<i>Зыбин К. П.</i> О влиянии флуктуаций магнитного поля на пульсации скорости МГД-турбулентности ...	14
<i>Иванов П. Б.</i> Динамические приливы и волны в звездах.....	15
<i>Ильгисонис В. И.</i> Нелинейные эффекты в классических задачах физики «горячей» плазмы.....	15
<i>Ильин Н. В.</i> Атмосферное электричество – индикатор изменчивости погоды и климата	16
<i>Иудин Д. И.</i> Самоорганизующиеся транспортные сети в геофизике: структурная асимметрия.....	16
<i>Казаков А. О.</i> Элементы теории и методы исследования робастного хаоса.....	18
<i>Камчатнов А. М.</i> Асимптотическая теория солитонов для неинтегрируемых уравнений.....	18
<i>Клиньшов В. В.</i> Модели нейронных масс: теория и применение для моделирования мозга.....	19
<i>Колачевский Н. Н.</i> Реализация базовых алгоритмов квантовых вычислений на ионной платформе ...	19
<i>Корнеев Ф. А.</i> Формирование сильных магнитных полей и замагниченной плазмы с помощью мощных лазерных импульсов	20
<i>Кочаровский В. В.</i> Этюды о магнитных полях во вселенной и их влиянии на волновые процессы.....	21
<i>Кузнецов А. П.</i> Через тернии к звездам. Лазерный термоядерный синтез	21
<i>Кочурин Е. А., Кузнецов Е. А.</i> Звуковая турбулентность: от спектров Захарова – Сагдеева до спектра Кадомцева – Петвиашвили	22
<i>Кулик Л. В.</i> Экситонные состояния в целочисленных и дробных холловских диэлектриках.....	22
<i>Куликов М. Ю., Фейгин А. М.</i> Нелинейные фотохимические осцилляции и волны в атмосфере земли	23
<i>Абдурахимов Л. В., Бражников М. Ю., Левченко А. А., Межов-Деглин А. А., Ремизов И. А., Филатов С. В.</i> Волновая турбулентность на поверхности классической и квантовой жидкости	24
<i>Михайлов А. Н.</i> Нелинейные мемристивные системы: механизмы, технологии, применения	24
<i>Нигматулин Р. И.</i> Уравнения гидро- и термодинамики атмосферы с вертикальной квазистатичностью	25
<i>Осадчий А. Е.</i> Кортикальные волны и решение обратной задачи ЭЭГ и МЭГ для локализации нефакторизуемых в пространстве и времени нейрональных источников	25

<i>Розанов Е. В.</i> Озоновый слой, климат и энергичные частицы	26
<i>Рябикин М. Ю.</i> Зондирование электронной динамики в веществе с аттосекундным временным разрешением	26
<i>Сергеев А. М.</i> Новые рубежи лазерной физики в научной программе НЦФМ	27
<i>Стрелков В. В.</i> Резонансная генерация высоких гармоник лазерного излучения и получение аттосекундных импульсов	27
<i>Сурдин В. Г.</i> Внеатмосферная астрономия оптического диапазона	28
<i>Фатеев Д. В.</i> Терагерцовые поверхностные электромагнитные волны в графене с постоянным электрическим током	30
<i>Федянин А. А.</i> Полупроводниковые метаповерхности для нелинейной фотоники	30
<i>Фейгин А. М.</i> Исследование механизмов критических переходов в сложных природных системах	31
<i>Храмов А. Е.</i> Гемодинамика и функциональные сети головного мозга: от теории графов через машинное обучение к диагностике психических заболеваний	32
<i>Шабаетов В. М.</i> Квантовая электродинамика в сильном и сверхкритическом кулоновских полях	32

Тезисы докладов

<i>Абрамов С. С., Болотов М. И., Смирнов Л. А.</i> Синхронизация и стабилизация химерных состояний внешним периодическим воздействием в ансамблях глобально связанных фазовых осцилляторов	35
<i>Аверьянов В. М., Рыбалова Е. В., Стрелкова Г. И.</i> Взаимодействие химерных и уединенных состояний в двухслойной сети с динамическими межслойными связями	37
<i>Агеева М. В., Голдобин Д. С.</i> Динамика ансамблей осцилляторов с асимметричным шумом Коши ...	39
<i>Адилова А. Б., Рожнев А. Г.</i> Моделирование колебаний в резонаторах эшелетного типа методом конечных элементов	41
<i>Балалаева И. В., Сенча Л. М., Карпова М. А., Долинин А. А., Сарафанов Ф. Г., Ильин Н. В., Гринберг М. А., Мареев Е. А., Воденев В. А.</i> Неоднородность магнитного поля в лабораторных инкубаторах как фактор модуляции роста культуры клеток человека в нормальных и стрессовых условиях	43
<i>Барабаш Н. В.</i> Бифуркации аттракторов и подков Смейла в кусочно-гладкой системе лоренцевского типа	45
<i>Бастракова М. В., Пашин Д. С., Пикунов П. В., Щеголев А. Е., Кленов Н. В., Соловьев И. И.</i> Нелинейная диссипативная квантовая динамика адиабатической сверхпроводниковой ячейки	47
<i>Березин А. В., Левченко В. Д., Перепелкина А. Ю.</i> Безынтерполяционный LBM на трехмерных неравномерных сетках	48
<i>Богатенко Т. Р., Сергеев К. С., Стрелкова Г. И.</i> Притягивающая и отталкивающая связь в ансамбле нейронов Ходжкина – Хаксли	50
<i>Богацкая А. В., Волкова Е. А., Попов А. М.</i> Исследование механизмов самоорганизации плазмы при воздействии жесткофокусированного фемтосекундного лазерного импульса в объеме прозрачных диэлектриков	51
<i>Болотов М. И., Муняев В. О., Смирнов Л. А., Осипов Г. В., Белых И. В.</i> Циклопные состояния в ансамблях фазовых осцилляторов с гармониками высокого порядка в функции связи	53
<i>Большаков Д. И., Мищенко М. А., Чиндарев Д. В., Матросов В. В.</i> Дискретная рекурсивная модель нейрона	55
<i>Бондаренко С. А., Стрелков В. В.</i> Резонансные эффекты при генерации высоких гармоник интенсивного лазерного излучения	57
<i>Бугрова Ю. С., Сысоева О. Я., Сериев И. Р., Сороко С. С., Шилагина Н. Ю.</i> Сравнительный анализ радиочувствительности клеток эпидермоидной карциномы A431 на 2D- и 3D-моделях клеточного роста	59
<i>Будянский М. В., Лебедева М. А., Белоненко Т. В.</i> Моделирование адвекции потенциального загрязнения от АЭС «Касивадзаки-Карива» к местам рыбного промысла	60

<i>Бухарский Н. Д., Корнеев Ф. А.</i> Формирование разрядных импульсов на протяженных поверхностях при их облучении короткими мощными лазерными импульсами.....	62
<i>Варварин Е. М., Осипов Г. В.</i> Синхронизация роя мобильных агентов.....	63
<i>Вергелес С. С.</i> Поддержание долгоживущих геострофических вихрей путем поглощения инерционных волн.....	64
<i>Вершинин И. М., Зудин И. Ю., Гуцин М. Е., Микрюков П. А., Шлюгаев Ю. В., Истомин А. А.</i> Генерация сверхкоротких электромагнитных импульсов в длинном искровом разряде.....	66
<i>Вилков М. Н., Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Малкин А. М., Сергеев А. С.</i> Нелинейные и дифракционные эффекты при ондуляторном сверхизлучении электронных ступков в свободном пространстве.....	68
<i>Вовченко И. В., Зябловский А. А., Пухов А. А., Андрианов Е. С.</i> Переходная динамика температур резервуаров открытой системы.....	70
<i>Воинцев И. А.</i> Роль рассеяния волн в развитии неустойчивости Ленгмюра.....	71
<i>Волкова А. В., Евтушенко А. А., Слюняев Н. Н., Ильин Н. В., Сарафанов Ф. Г.</i> Влияние супер-Эль-Ниньо на унитарную вариацию ионосферного потенциала.....	72
<i>Гаврилов А. С., Фейгин А. М.</i> Выделение вынужденного отклика и собственной изменчивости в ансамблях климатических реализаций.....	74
<i>Гагарин Ю. К., Корнеев Ф. А.</i> Лазерное ускорение электронов в сильных оптически индуцированных магнитных полях.....	76
<i>Гладских Д. С., Мортиков Е. В., Ломов В. А., Ахтамьянов Р. А.</i> Разработка трехмерной численной модели термогидродинамики и биохимии внутреннего водоема с применением модифицированного описания турбулентного переноса.....	77
<i>Голдобин Д. С.</i> Интегралы движения и топология динамики сверхактивных броуновских частиц в двух- и трехмерных потенциалах.....	79
<i>Горюнов О. А., Клиньшов В. В.</i> Исследование динамики нейрона под слабым шумовым воздействием.....	81
<i>Гуйо Г. А.</i> Эффекты анестезии в электрокортикограммах крыс, характеризующиеся с помощью анализа флуктуаций относительно тренда.....	83
<i>Ахмеджанов Р. А., Гуцин Л. А., Зеленский И. В., Низов В. А., Низов Н. А., Собгайда Д. А.</i> Экспериментальная реализация квантовой памяти со штарковским контролем времени считывания.....	85
<i>Дидов А. А., Будянский М. В., Улейский М. Ю., Файман П. А.</i> Методы визуализации мезомасштабных и субмезомасштабных процессов в океане.....	87
<i>Дмитриев А. С., Панас А. И., Старков С. О.</i> Тридцать лет первым экспериментам по передаче речевых и музыкальных сигналов с использованием динамического хаоса.....	89
<i>Бухарский Н. Д., Дмитриев Е. О., Корнеев Ф. А.</i> Генерация терагерцевых волн с особыми свойствами поляризации.....	91
<i>Долинин А. А., Сарафанов Ф. Г., Шлюгаев Ю. В.</i> Суточный ход резонансов Шумана по данным измерений в пункте Дроздово.....	92
<i>Дремов С. В., Качулин Д. И., Дьяченко А. И.</i> Интегрирование нелинейного уравнения Шредингера в случае периодических граничных условий.....	93
<i>Дружинин О. А.</i> Вихреразрешающее моделирование приповерхностного водного слоя, насыщенного микропузырьками.....	94
<i>Емельянов Н. А., Кочаровский Вл. В.</i> Неустойчивость вейбелевского типа в магнитоактивной плазме. Аналитические результаты квазинелинейного приближения.....	95
<i>Емельянова А. А., Некоркин В. И.</i> Синхронизация и смешанная динамика в коэволюционных ансамблях Курамото с симплексными связями.....	97
<i>Ефимов А. А., Проскуркин И. С., Лаврова А. И.</i> Реализация блока памяти на основе сети импульсно связанных химических осцилляторов.....	98
<i>Ефремова Л. С.</i> О понятии геометрической интегрируемости дискретной динамической системы.....	100
<i>Запвалов В. Е.</i> Современные проблемы нелинейной динамики гиротронов.....	101

<i>Запрылов А. Е., Коптев М. Ю., Вольф А. А., Липатов Д. С., Лихачев М. Е., Муравьев С. В., Ким А. В.</i> Чирпированные волоконные брэгговские решетки, записанные фемтосекундным лазером в активном волокне, легированном иттербием, для восстановления спектра, компенсации потерь и эффективного использования в СРА-схеме	103
<i>Власенко Д. В., Заикин А. А., Захаров Д. Г.</i> Ансамблевые методы представления данных ФМРТ в форме графов для классификации когнитивных состояний мозга	104
<i>Земсков Р. С., Котов А. В., Перевалов С. Е., Мурзанов А. А., Соловьев А. А., Степанов А. Н., Кочаровский Вл. В., Стародубцев М. В.</i> Экспериментальное исследование ударного взаимодействия встречных потоков бесстолкновительной лазерной плазмы.....	106
<i>Золотавин М. А., Соловьев А. А.</i> Пространственно-временная динамика фемтосекундных лазерных импульсов при аподизации зубчатой диафрагмой	107
<i>Иванова А. В., Немцова Ю. А., Пирогова П. А., Воденев В. А., Гринберг М. А.</i> Сопоставление радиочувствительности морфометрических, физиологических и сигнальных показателей у проростков пшеницы при действии ионизирующего излучения	108
<i>Ивченко Н. А., Вергелес С. С.</i> Поглощение инерционных волн в критическом слое геострофического течения.....	109
<i>Кардаш Д. Ю.</i> Экспериментальное исследование конвективного тороидального вихря в лабораторных условиях.....	111
<i>Кардаш И. Ю.</i> Экспериментальное исследование течения вязкоэластической жидкости в канале с препятствием при малых числах Рейнольдса	113
<i>Карпова М. А., Сенча Л. М., Долинин А. А., Сарафанов Ф. Г., Ильин Н. В., Мареев Е. А., Балалаева И. В.</i> Влияние величины магнитного поля на скорость пролиферации клеток эмбриональной почки человека.....	115
<i>Карпочев Б. А.</i> Оптимизация операции свертки для архитектуры INTEL XEON GOLD и ее влияние на производительность климатической модели ИВМ РАН.....	116
<i>Кащенко С. А.</i> Динамика больших цепочек связанных уравнений Ван-дер-Поля.....	117
<i>Ковалева Н. С., Матросов В. В., Мищенко М. А.</i> Исследование емкости рабочей памяти спайковой нейронной сети с учетом двух типов пластичности	118
<i>Ковычева Е. И., Циберкин К. Б.</i> Волны электронной плотности в гидродинамическом режиме	119
<i>Козлова Е. Е., Габриелян Д. А., Волков Д. А., Сафин А. Р., Калябин Д. В., Никитов С. А.</i> Спиновая накачка из скошенных антиферромагнетиков.....	121
<i>Колесников И. Д., Семенова Н. И.</i> Влияние внутреннего шума на процесс обучения глубокой нейронной сети.....	123
<i>Кононов Р. А., Масленников О. В., Некоркин В. И.</i> Функциональные популяции в рекуррентных нейросетях, обученных задаче контекстно-зависимого выбора	125
<i>Коржиманов А. В.</i> Стационарные неравновесные плазменно-полевые структуры в релятивистской лазерной плазме	127
<i>Дмитриев Е. О., Корнеев Ф. А.</i> О передаче орбитального углового момента при воздействии структурированного света на заряженные частицы	128
<i>Котов А. В., Соловьев А. А.</i> Нахождение эталонного волнового фронта для калибровки АОС на основе анализа распределений интенсивности в фокусе и вне фокуса при помощи сверточной нейросети	129
<i>Котова К. С., Оладышкин И. В.</i> Механизмы структурирования поверхности полупроводников интенсивным лазерным излучением.....	130
<i>Кочаровская Е. Р., Кочаровский Вл. В.</i> Сценарии нестационарной генерации сверхизлучающего лазера с двумя типами распределенной обратной связи волн.....	132
<i>Крутин А. Д., Стрелков В. В., Рябикин М. Ю.</i> Резонансная генерация высоких гармоник лазерного излучения в режиме ионизации, промежуточном между многофотонным и туннельным	134
<i>Кузнецов А. А., Гарасев М. А., Емельянов Н. А., Нечаев А. А., Кочаровский Вл. В.</i> Квазилинейное и резонансное нелинейное взаимодействие мод в процессе формирования магнитной турбулентности в бесстолкновительной плазме с внешним магнитным полем.....	135
<i>Кульпин С. С., Андрианов А. В., Анашкина Е. А.</i> Спонтанное нарушение симметрии в микрорезонаторе с керровской нелинейностью при двунаправленной накачке	137

<i>Курников Г. А., Волков М. Р.</i> Лазерная генерация в одномодовом резонаторе с композитным дисковым активным элементом на радиаторе специальной формы	139
<i>Лебедева М. А., Будянский М. В., Удалов А. А., Белоненко Т. В.</i> Перенос потенциально загрязненных вод от АЭС «Фукусима-1» к границам Южно-Курильской рыболовной зоны	141
<i>Лобанов Н. Д., Матвеев О. В., Морозова М. А.</i> Нелинейные спиновые волны в связанных магнитных кристаллах	142
<i>Морозова М. А., Лобанов Н. Д., Матвеев О. В., Маркеев А. М.</i> Гистерезис брэгговских резонансов спиновых волн в мультиферроидной структуре YIG/HZO	144
<i>Лоскот И. В., Полевая С. А.</i> Нелинейные эффекты взаимодействия эмоциональных образов	145
<i>Лоскутов Е. М., Мурзина П. А., Мухин Д. Н., Гаврилов А. С.</i> Эмпирический подход к исследованию совместной динамики океанов	147
<i>Малахов М. П., Федотов А. М.</i> Расчет спектрально-угловых характеристик нелинейного комптоновского рассеяния на лазерных импульсах	148
<i>Гринберг М. А., Мареев Е. А.</i> Трансформация электрической энергии и пирамиды энергии в атмосфере	149
<i>Марчук Е. А., Чунгузов И. П., Репина И. А., Иванов Б. В., Безгрешнов А. М.</i> Динамика концентрации углекислого газа в южном полушарии по данным 68 РАЭ	151
<i>Марышев Б. С., Клименко Л. С.</i> Субдиффузионный перенос пассивных частиц в плоском периодическом потоке с асимметричными вихрями	152
<i>Марышев Б. С., Володин И. В., Клименко Л. С.</i> Концентрационная конвекция в наклонном слое пористой среды с учетом закупорки	154
<i>Махрова Е. Н.</i> Динамика непрерывных отображений на одномерных разветвленных континуумах	156
<i>Миронов Р. П., Соловьев О. В.</i> Влияние частотного эффекта на «кондоновскую» форму электронно-колебательного спектра поглощения примесного центра в одноосцилляторной модели	157
<i>Мишин А. В., Кочаровский Вл. В., Кочаровская Е. Р.</i> Зависимость асимметрии спектра и порогов генерации мод лазера класса С от фаз сосредоточенных и распределенных отражений его комбинированного резонатора	158
<i>Миценко М. А., Ковалева Н. С., Михайлов А. Н.</i> Новый подход к моделированию STDP в мемристивных устройствах	161
<i>Мурзина П. А., Лоскутов Е. М., Мухин Д. Н., Гаврилов А. С.</i> Исследование характеристик совместной динамики Тихого и Индийского океанов по данным МЗС ИВМ РАН (INMCM6)	163
<i>Немцова Ю. А., Иванова А. В., Печерина А. А., Агеева М. Н., Воденев В. А., Гринберг М. А.</i> Флуоресцентные генетически кодируемые сенсоры – перспективный метод исследования сигнальных систем при изучении влияния малых доз ионизирующего излучения на растения	164
<i>Николенко А. С., Гуцин М. Е., Коробков С. В., Зудин И. Ю., Стриковский А. В.</i> Лабораторное исследование желобковой неустойчивости, развивающейся при разлете плазменного потока во внешнем магнитном поле	165
<i>Новожилова Ю. В.</i> Стабилизация частоты автогенератора внешним сигналом и отраженной волной. Что общего и в чем различия?	166
<i>Огнев И. С., Добрынина А. А., Коптяева Е. А.</i> Минимальная аналитическая модель нейтринного излучения в сверхновой с коллапсом центральной части	168
<i>Огородников Л. Л.</i> Альфа-эффект в трехмерном когерентном геострофическом вихре вращающейся проводящей жидкости	169
<i>Оладьшкин И. В., Елясин А. А.</i> Возбуждение вихревых токов при лазерной абляции металлов	170
<i>Оленин С. М., Коротков А. Г., Кипелкин И. М., Герасимова С. А., Леванова Т. А., Писарчик А.</i> Суперэкстремальные события и хаос в малом нейронном ансамбле с химическими и мемристивными связями	172
<i>Орлова А. А., Ефимов В. Б.</i> Исследование особенностей формирования и распределения квантованных вихрей в длинном узком капилляре со сверхтекучим гелием: определение плотности вихревых нитей на разном удалении от источника постоянного теплового потока	174
<i>Панкратов А. Л., Ладейнов Д. А., Ревин Л. С., Пиманов Д. А., Чигинев А. В., Благодаткин А. В., Гордеева А. В.</i> Высокочувствительные приемники: от шума фотонов к квантовому хаосу	176

<u>Патрин Г. А., Чеховской И. С., Сидельников О. С., Штырина О. В., Федорук М. П.</u> Использование модели кольцевого волоконного резонатора для изучения динамики солитонов в оптической линии связи	178
<u>Перевалов С. Е., Котов А. В., Земсков Р. С., Бурдонов К. Ф., Гинзбург В. Н., Кузьмин А. А., Стукачев С. Е., Яковлев И. В., Шайкин А. А., Лопатин А. Я., Пестов А. Е., Хазанов Е. А., Стародубцев М. В., Соловьев А. А.</u> Исследование генерации вторичного излучения в режиме «лазерный скребок»	180
<u>Пермякова Э. В., Голдобин Д. С.</u> Стохастическое параметрическое возбуждение конвекции Рэлея – Бенара	182
<u>Петрова И. А., Зудин И. Ю., Заборонкова Т. М., Гуцин М. Е.</u> Теоретический анализ волноводного распространения волн свистового диапазона вдоль пары неоднородностей концентрации плазмы, вытянутых вдоль магнитного поля.....	184
<u>Пирогова П. А., Здобнова Т. А., Иванова А. В., Ладейнова М. М., Воденев В. А., Гринберг М. А.</u> Роль генетической регуляции растительных сигнальных систем в условиях хронического облучения	186
<u>Погребняк М. А.</u> Моделирование движения транспортного потока с учетом прогнозирования динамики движения впередиидущего транспортного средства	187
<u>Полетаева А. Р., Бухарский Н. Д., Корнеев Ф. А.</u> Кинетическое моделирование переноса быстрых электронов при интенсивном лазерном облучении плотных мишеней.....	189
<u>Помельников И. А., Рящиков Д. С., Молевич Н. Е.</u> Оценка параметров квазипериодических автоволновых импульсов в изоэнтропически неустойчивой среде с параметрами ФДО ORION BAR.....	190
<u>Поплевин А. В.</u> Экспериментальное изучение процесса затухания вихревого движения на поверхности мелкой и глубокой воды	192
<u>Поплевин А. В.</u> Формирование песчаных структур волновым и вихревым движением на дне сосуда.....	194
<u>Пташенко А. С., Одинцов С. А., Садовников А. В.</u> Исследование нелинейных эффектов спиновых волн в многослойных ферромагнитных структурах с периодическим металлическим экраном	195
<u>Радушев Д. О., Захаров Д. Г.</u> Метрический подход к задаче идентификации синхронных состояний спайковых нейронных сетей	197
<u>Рамазанов И. Р., Корнеев И. А., Вадивасова Т. Е., Слепнев А. В.</u> Динамика двух связанных осцилляторов Ван дер Поля – Матье – Дуффинга.....	199
<u>Романенко Д. В., Гришин С. В., Комков П. С.</u> Когерентный резонанс в узкополосном управляемом шумом хаотическом спин-волновом автогенераторе.....	201
<u>Романов А. А., Силаев А. А., Введенский Н. В., Фролов М. В.</u> Двухэлектронный механизм генерации гармоник высокого порядка атомом ксенона в интенсивном инфракрасном поле и аттосекундном импульсе	203
<u>Романов А. А., Силаев А. А., Введенский Н. В.</u> Использование генерации брунелевских гармоник эллиптически поляризованных лазерных импульсов для детектирования терагерцового и среднего инфракрасного излучения	204
<u>Ростунцова А. А., Рыскин Н. М.</u> Генерация солитонных частотных гребенок в процессе нелинейного циклотронно-резонансного взаимодействия электромагнитной волны со встречным потоком электронов	205
<u>Григорьева Н. В., Рыскин Н. М.</u> Анализ устойчивости режимов синхронизации в многомодовом гиротроне.....	207
<u>Садовников А. В.</u> Нелинейные спиновые волны для межсоединений квантовых магнетонных сетей	209
<u>Сакбаев В. Ж.</u> Нелинейное уравнение Шредингера, допускающее градиентный взрыв решения, и динамика квантовых состояний	211
<u>Самойлов Р. С., Мухин Д. Н.</u> Исследование режимов циркуляции атмосферы в модели земной системы ИВМ РАН с помощью скрытых марковских моделей	212
<u>Самойлова А. Е., Штраубе А. В.</u> Возникновение кинка в цепочке задемпфированных взаимодействующих частиц в одномерном периодическом потенциале.....	214
<u>Егорова А. А., Самойлова А. Е.</u> Крупномасштабное конвективное течение в донных отложениях	216

<u>Самсонов А. С., Пухов А. М.</u> Образование и магнитный самозахват электрон-позитронной плазмы при взаимодействии интенсивного лазера со структурированной твердотельной мишенью.....	218
<u>Саранская И. М., Руиз М. Э.</u> Методы оценки функциональной связанности на основе электромагнитных данных мозговой активности.....	220
<u>Сарафанов Ф. Г., Слюняев Н. Н., Ильин Н. В.</u> Динамика сезонной вариации глобальной электрической цепи в модели земной системы	222
<u>Сафин А. Р.</u> Нелинейная динамика антиферромагнитных осцилляторов во внешнем магнитном поле.....	224
<u>Сафонов Д. А., Мальфанов И. Л., Сычев А. В., Постников Е. Б., Лаврова А. И.</u> Анализ фазовых характеристик хемомеханических автоколебаний полимерных гелей	226
<u>Сафонов С. Е., Гаврилов А. С., Мухин Д. Н.</u> Применение рекуррентных нейронных сетей к анализу режимов динамики атмосферы средних широт.....	228
<u>Селезнев А. Ф., Гаврилов А. С., Мухин Д. Н., Лоскутов Е. М., Фейгин А. М.</u> Структурная устойчивость и бифуркации эмпирических стохастических моделей колебания Эль-Ниньо	229
<u>Селин П. Г.</u> Исследование квантовых вихрей в объеме и на поверхности сверхтекучего гелия	231
<u>Семенов В. В.</u> Влияние нелокальной связи на распространение волновых фронтов в ансамбле бистабильных осцилляторов	232
<u>Семенова Н. И., Колесников И. Д., Максимов Д. А.</u> Влияние внутреннего шума на работу искусственных нейронных сетей. Глубокие, рекуррентные и сверточные нейронные сети	234
<u>Семенова Н. И.</u> Использование моделей ФитцХью – Нагумо в качестве элементов обучаемой рекуррентной нейронной сети.....	236
<u>Серебряков М. А., Неруш Е. Н., Костюков И. Ю.</u> квантовый электродинамический каскад, возникающий при отражении мультитераваттного лазерного импульса от твердотельной плазменной мишени	238
<u>Сиднев А. А., Башинов А. В., Мартыянов М. А., Вайс О. Е., Хазанов Е. А., Пухов А. М., Соловьев А. А.</u> Исследование возможности генерации электрон-позитронных пар и создания мультиполюсных конфигураций в эксаваттной установке XCELS	239
<u>Слюняев А. В.</u> Солитоноподобные структуры в полях морских волн.....	241
<u>Смирнов Л. А.</u> Коллективная динамика осцилляторных систем со случайным взаимодействием.....	243
<u>Смолина Е. О., Смирнов Л. А.</u> Применение машинного обучения для построения моделей нелинейной динамики волновых пакетов на фотонных топологических интерфейсах	244
<u>Соловьев И. А., Клиньшов В. В.</u> Исследование ландшафта функции потерь нейронной сети методами теории колебаний	245
<u>Сорокин С. А., Смирнов В. В., Ковалева М. А.</u> Двумерный локально-резонансный метаматериал с виброударной нелинейностью	247
<u>Станкевич Н. В., Гонченко А. С., Попова Е. С., Гонченко С. В.</u> Атипичная колебательная активность в модели нейрона, возникающая при формировании сингулярного аттрактора Шильникова	249
<u>Стародубцева Е. М., Цымбалов И. Н., Горлова Д. А., Иванов К. А., Савельев-Трофимов А. Б.</u> Квазимоноэнергетический пучок электронов LWFA: аналитический подход.....	251
<u>Сысоев А. А., Иудин Д. И., Емельянов А. А., Жаворонков И. Ю.</u> Численное моделирование начальных импульсов пробоя на стадии инициации молнии.....	253
<u>Сысоев А. А., Иудин Д. И., Емельянов А. А., Жаворонков И. Ю.</u> Численное моделирование сильноточных внутриоблачных разрядов	255
<u>Тарасевич М. А., Володин Е. М.</u> Использование техники ньютоновской релаксации для инициализации ретроспективных сезонных прогнозов модели земной системы ИВМ РАН	257
<u>Тарасов С. В.</u> Бозонный сэмплинг на основе эффекта сжатия состояний в гибридной атомно-оптической системе.....	258
<u>Темная О. С.</u> Влияние спинового эффекта Холла на резонансную частоту и магнитную восприимчивость магнетонного волновода.....	259
<u>Тимошенко А. Д., Рыкованов С. Г.</u> Моделирование источника высокоэнергетического излучения на современных вычислительных архитектурах (ЦПУ и ГПУ)	261
<u>Титов А. В., Коваль А. Д.</u> К нелинейной теории эффекта срыва Компфнера	262

<i>Тюлькина И. В., Долматова А. В., Голдобин Д. С.</i> Макроскопическая динамика популяций фазовых элементов с белым негауссовым шумом на основе подхода круговых кумулянтов	264
<i>Тюрин Д. И., Попруженко С. В.</i> Влияние электронных корреляций на двойную ионизацию атомов в интенсивных лазерных полях	266
<i>Удалов А. А., Улейский М. Ю.</i> Алгоритм поиска и отслеживания стационарных точек эллиптического и гиперболического типа в альтиметрическом поле скорости	267
<i>Улейский М. Ю.</i> Расчет спектра показателей Ляпунова через сингулярное разложение матрицы эволюции	269
<i>Умаров И. Р.</i> Исследование влияния эффекта самовоздействия при лазерно-плазменном кильватерном ускорении электронного сгустка	271
<i>Фатеев И. С., Полежаев А. А.</i> Неоднородные синхронизационные переходы в системах супердиффузионно связанных нейронов	272
<i>Филатов С. В.</i> Экспериментальное наблюдение метастабильного состояния вращающейся турбулентности	274
<i>Хазанов Г. Е., Ермаков С. А.</i> Численное моделирование эффекта «притапливания» плавучей полиэтиленовой пленки под действием поверхностных волн	276
<i>Храменков В. А., Дмитричев А. С., Некоркин В. И.</i> Мультистабильность синхронных режимов в многомашинной энергосети с общей нагрузкой	279
<i>Циберкин К. Б.</i> Волновая динамика намагниченности одномерной цепочки с дипольной связью	281
<i>Цой Э. Н., Суюнов Л. А.</i> Стационарные солитоны в средах с высшей дисперсией	283
<i>Черненко А. Ю., Володин Е. М.</i> Новая версия параметризации наземного углеродного цикла для модели земной системы ИВМ РАН	284
<i>Чеховской И. С., Седов Е. В., Турицын С. К., Федорук М. П.</i> Применение нелинейного преобразования Фурье для пакетной обработки данных в волоконно-оптических линиях связи	286
<i>Гусева В. С., Михайлова С. А., Чеченя С. А., Темная О. С., Габриелян Д. А., Сафин А. Р.</i> Измерение S-параметров сенсора слабых магнитных полей	288
<i>Чубаров А. Г., Куликов М. Ю., Беликович М. В., Фейгин А. М.</i> Фотохимическое равновесие семейств нечетного кислорода и нечетного водорода в мезосфере: теория, моделирование, применение	290
<i>Чувакин П. А., Господчиков Е. Д., Шалашов А. Г.</i> Взаимодействие электромагнитных и квазиэлектростатических волн в окрестности электронно-циклотронного резонанса	292
<i>Чувакин П. А., Господчиков Е. Д., Соломахин А. Л., Шалашов А. Г.</i> Полноволновое моделирование электронно-циклотронного нагрева плазмы на первой и второй гармонике в установке ГДМЛ	294
<i>Чугунов В. Е., Диденкулова Е. Г.</i> Цилиндрические бегущие волны в сильно неоднородной среде	295
<i>Шагалов С. В.</i> Резонансные механизмы генерации волн в сдвиговых геофизических течениях	296
<i>Шмакова Н. Д., Рудая Я. Е., Макридин З. В., Чеботников А. В., Бойко О. А., Ерманюк Е. В.</i> Исследование интегральных характеристик волновых аттракторов	298
<i>Щербаков П. А., Осипов Г. В.</i> Синхронизация и химеры в ансамбле активных частиц с притягивающей и отталкивающей связью	300

Электронная версия сборника подготовлена редакционно-издательским сектором
Института прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН,
603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46.

Издательский объем 27,5 уч.-изд. л.