

Быстрые и сверхбыстрые процессы в плазме пропана при накачке лазерными импульсами

А. В. Поволоцкий,* Ю. С. Тверьянович, Т. И. Шеремет, С. С. Луньков, Е. В. Борисов

Санкт-Петербургский государственный университет,
Российская Федерация, 199034 Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9.
E-mail: alexey.povolotskiy@spbu.ru

Исследованы быстрые и сверхбыстрые процессы разгорания и релаксации плазмы в пропане в условиях возбуждения нано- и фемтосекундными лазерными импульсами при атмосферном давлении. Определены характеристические времена релаксации возбужденных состояний продуктов диссоциации молекул пропана в плазме. Предложены механизмы формирования плазмы и диссоциации молекул пропана в газовой фазе при возбуждении высокоинтенсивными импульсами фемтосекундного лазера (плотность мощности более $1 \cdot 10^{14}$ Вт \cdot см $^{-2}$).

Ключевые слова: пропан, плазма, диссоциация, водород, фемтосекундный лазер, наносекундный лазер, сверхбыстрые процессы.

В последние годы энергетические компании прилагают огромные усилия для перехода на экологически чистое топливо, не оставляющее углеродный след^{1,2}. Углеводороды, используемые в настоящее время для обеспечения потребностей в энергии и промышленных предприятий, и частного сектора практически во всех странах мира³, не отвечают требованиям экологической чистоты и энергетической эффективности при сжигании. Альтернативу им составляет водород, который получают различными методами — электролизом воды^{4,5}, пиролизом биомассы^{6,7}, а также методом парового риформинга (ПР)⁸, включая риформинг метана^{9,10}. Однако электролиз воды — это лишь способ сохранить полученную каким-либо способом электрическую энергию с довольно большими потерями, а ПР метана — сложный процесс, реализуемый только в условиях промышленного производства. Он требует создания специальных условий хранения и транспортировки водорода, являющегося легковоспламеняющимся газом, до конечных потребителей, что невыгодно мелким потребителям. В этой связи актуальной становится разработка такого способа производства водорода, когда он сразу же будет сжигаться для получения энергии непосредственно у мелкого потребителя. Как пример можно упомянуть портативные установки для электролиза воды, позволяющие получать водородное топливо для газовых горелок. К недостаткам этих устройств можно отнести относительно низкую производительность и высокое потребление электрической энергии.

Более перспективным направлением генерации топлива без углеродного следа можно считать диссоциацию низших углеводородов в лазерной плазме^{11–13}. При использовании этого метода в качестве прекурсора может выступать природный газ. Учитывая широкую разветвленность сети газопроводов, обеспечивающих природным газом в том числе и индивидуальные домохозяйства, а также сети газозаправочных (пропан-бутановых) станций и использование пропан-бутановой смеси в качестве бытового баллонного газа, достаточно разработать портативные устройства для установки непосредственно у индивидуальных потребителей и обеспечения их экологически чистым водородным топливом без необходимости принятия специальных мер по безопасности транспортировки и хранения водорода. Для создания таких устройств, а также для подбора параметров лазерного излучения, обеспечивающего контролируемое формирование и поддержание лазерной плазмы, необходимы фундаментальные знания о происходящих в плазме процессах и их механизмах.

К настоящему времени в научной литературе отсутствуют обобщенные данные о механизмах диссоциации низших углеводородов при формировании плазмы лазерным излучением^{14–16}, хотя известны достаточно подробные работы по исследованию диссоциации метана^{17–21}, нитрометана²², а также пропана²³ под воздействием наносекундных^{20,22} и фемтосекундных^{17–19,21,22} лазерных импульсов (НЛИ и ФЛИ соответственно). Тем не менее механизм фотодиссоциации

в интенсивном лазерном поле остается неясным. В частности, при изучении²³ пиролиза пропана в лазерной плазме в условиях каталитической активации ионами и наночастицами металла кинетику диссоциации, необходимую для описания механизма фотодиссоциации, не исследовали. Более того, для описания пиролиза метана в плазме используют модели, основанные на явлениях фотоионизации и кулоновского взрыва^{21,24}, туннельной ионизации¹⁹, многоканальной диссоциации молекул в сверхвозбужденном состоянии¹⁷, которые не учитывают сверхбыстрые процессы, происходящие при формировании лазерно-индуцированной углеводородной плазмы, в том числе плазмы пропана. В настоящее время изучение сверхбыстрых процессов является одним из уникальных направлений исследований, позволяющих с высокой точностью устанавливать механизмы фотоиницируемых химических реакций²⁵. Данные о кинетике процессов позволят сделать очередной шаг к точному описанию механизмов разгорания и релаксации плазмы под действием лазерных импульсов с высокой плотностью мощности. Цель настоящей работы — исследование сверхбыстрых процессов, протекающих в пропане в условиях возбуждения фемтосекундными лазерными импульсами при атмосферном давлении.

Экспериментальная часть

Использовали пропан-бутановую смесь с содержанием пропана 75%, приготовленную из газов 99.9%-ной чистоты («БК Групп», Россия). Объемную ско-

рость газовой смеси регулировали ротаметром в диапазоне от 2 до 12 л · ч⁻¹.

Измерение спектров излучения плазмы и кинетических кривых в наносекундном диапазоне. Исследование лазерной плазмы методами флуоресценции выполняли с использованием оригинальной экспериментальной установки (ЭУ) на основе фемтосекундного усилителя «Astrella» («Coherent Corp.», США; длина волны излучения (λ) 800 нм, длительность импульсов 35 фс, энергия в импульсе 7 мДж, частота следования импульсов 1 кГц). В качестве источника НЛИ использовали лазер «SpitLight High-Power 2000-50» («Innolas», Германия; $\lambda = 1064$ нм, длительность импульсов 7 нс, энергия в импульсе 1 Дж, частота следования импульсов 10 Гц). Схема ЭУ для измерения спектров излучения плазмы и кинетических кривых флуоресценции в наносекундном диапазоне приведена на рисунке 1. Длину волны излучения усилителя «Astrella» перестраивали в диапазоне 240—2600 нм, используя оптический параметрический усилитель (ОПУ) «Torus-Prime» («Light Conversion», Литва). Для возбуждения плазмы применяли длины волн 420 и 800 нм. Интенсивность импульсов накачки регулировали, используя полуволновую пластинку и призму Глана—Тейлора. Энергию импульсов варьировали в диапазоне от 10 до 70 мкДж. Импульсы накачки фокусировали в объеме проточной кюветы с оптическими окнами, изготовленными из плавленого кварца, при помощи зеркального объектива (увеличение 40×), диаметр фокального пятна ~2 мкм. Излучение плазмы при помощи конденсора направляли в одинарный монохроматор М-266 («Standa», Литва) и регистрировали фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) «Hamamatsu H9305-03» («Hamamatsu Photonics», Япония). При регистрации спектров излучения сигнал ФЭУ направляли в аналого-цифровой преобразователь (АЦП), а при регистрации кинетических кривых в наносекундном диапазоне — на цифровой осциллограф DSO

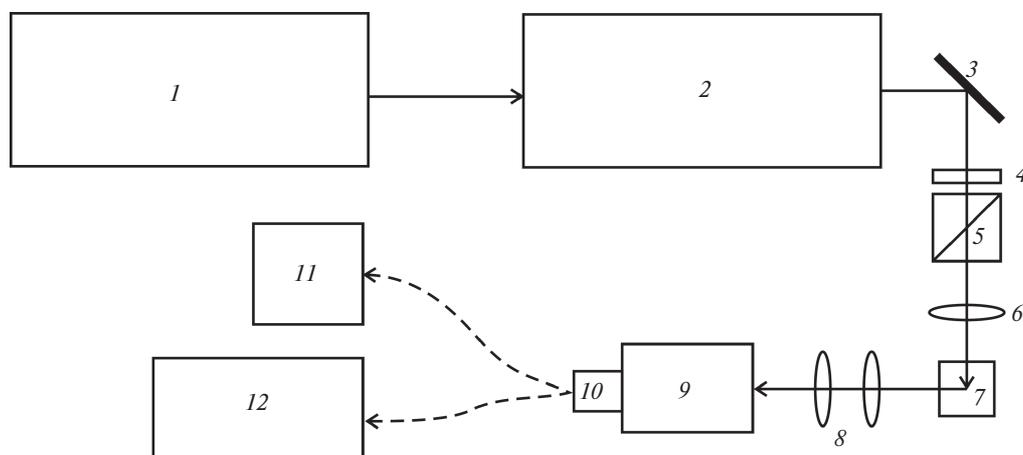


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения спектров излучения плазмы и кинетических кривых флуоресценции в наносекундном диапазоне: 1 — фемтосекундный лазер, 2 — оптический параметрический усилитель, 3 — плоское зеркало, 4 — полуволновая пластина, 5 — призма Глана, 6 — зеркальный объектив, 7 — проточная кювета, 8 — конденсор, 9 — монохроматор, 10 — ФЭУ, 11 — АЦП, 12 — осциллограф.

9104A («Agilent Technologies», США). Спектральные характеристики плазмы, формируемой лазерными импульсами в пропане, измеряли при непрерывном потоке газовой смеси через оптическую кювету с заданной скоростью. Все эксперименты выполнены при атмосферном давлении.

Измерение кинетических кривых в пико- и фемтосекундном диапазоне. Для измерения кинетических кривых излучения плазмы в пико- и фемтосекундном диапазоне использовали оригинальную ЭУ, оптическая схема которой приведена на рисунке 2. Излучение усилителя «Astrella» делили светоделительной пластиной на два луча с энергиями 1 и 6 мДж. Луч с энергией 6 мДж (канал накачки) делили на два в соотношении 50 : 50 при помощи светоделителя и направляли на ОПУ «Toras-Prime» и «Toras-Prime» с модулем «NDFG», предназначенным для расширения диапазона перестройки длин волн ОПУ, по 3 мДж на каждый усилитель. Оптический параметрический усилитель «Toras-Prime» с модулем «NDFG» позволял расширить диапазон перестройки длин волн ФЛИ до 240—15000 нм. Интенсивность импульсов накачки регулировали, используя полуволновую пластинку и призму Глана—Тейлора. Излучение в канале накачки фокусировали в объеме проточной газовой кюветы при помощи зеркального объектива (увеличение 40×). В фокальной области объектива происходило формирование плазмы, излучение которой можно наблюдать невооруженным глазом.

Излучение плазмы собирали сферическим зеркалом, пропускали через крайовой фильтр для отрезания излучения накачки и фокусировали в нелинейно-оптическом кристалле ВаВ₂О₄ (ВВО), используя второе сферическое зеркало. В этот же кристалл направляли излучение зондирующего канала, в котором

ФЛИ проходили через оптическую линию задержки. Если часть сигнала флуоресценции плазмы совпадала по времени с зондирующим импульсом в нелинейном кристалле, то генерировался сигнал на суммарной частоте $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, где ω_1 — частота флуоресценции, ω_2 — частота зондирующего импульса. На рисунке 3 представлена схема регистрации кинетики флуоресценции методом ап-конверсионной люминесценции. В момент времени t_0 импульс накачки с длиной волны, определяемой ОПУ, поджигает плазму, после чего возникает излучение плазмы на частоте ω_1 , интенсивность которого сначала возрастает, а затем убывает. Зондирующий импульс с частотой ω_2 задерживается оптической линией задержки на время Δt относительно импульса накачки. В нелинейно-оптическом кристалле происходит суммирование зондирующего импульса и части флуоресценции, приводя к формированию сигнала на суммарной частоте ω_3 . Оптическая щель позволяет существенно ослабить сигналы на частотах ω_1 и ω_2 и пропустить к монохро-

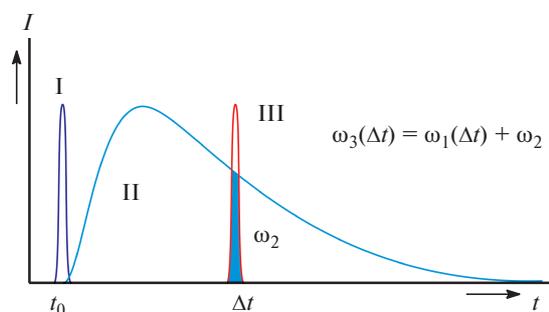


Рис. 3. Регистрация кинетики флуоресценции методом ап-конверсионной люминесценции: I — накачка, II — флуоресценция, III — зондирование.

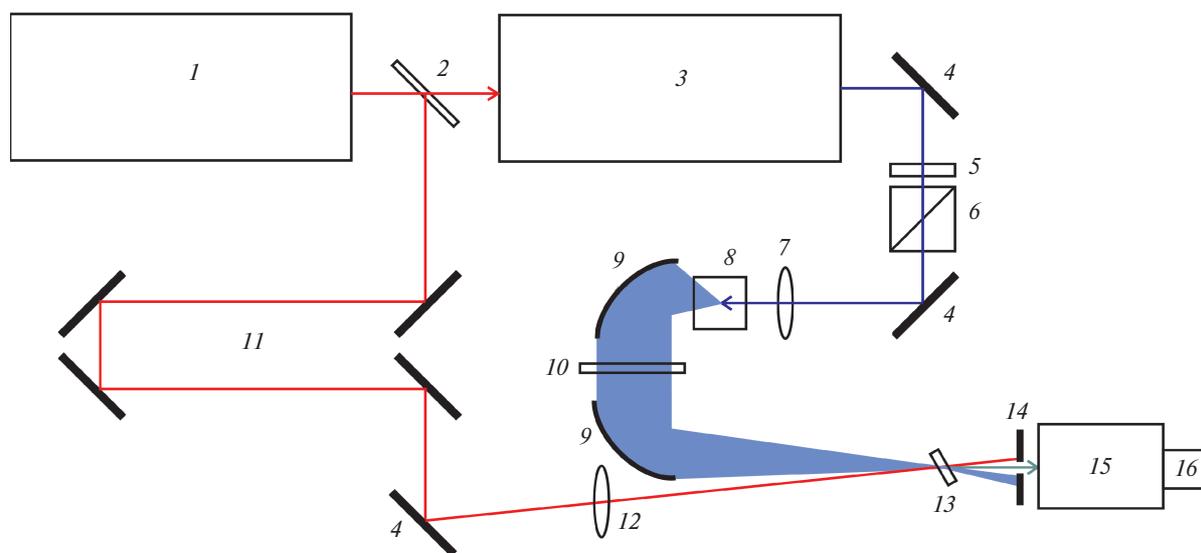


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для измерения кинетических кривых излучения плазмы с временным разрешением 50 фс: 1 — фемтосекундный лазер, 2 — светоделитель, 3 — оптический параметрический усилитель, 4 — плоское зеркало, 5 — полуволновая пластинка, 6 — призма Глана, 7 — зеркальный объектив, 8 — проточная кювета, 9 — сферическое зеркало, 10 — фильтр, 11 — линия задержки, 12 — линза, 13 — ВВО, 14 — щель, 15 — двойной монохроматор, 16 — ФЭУ.

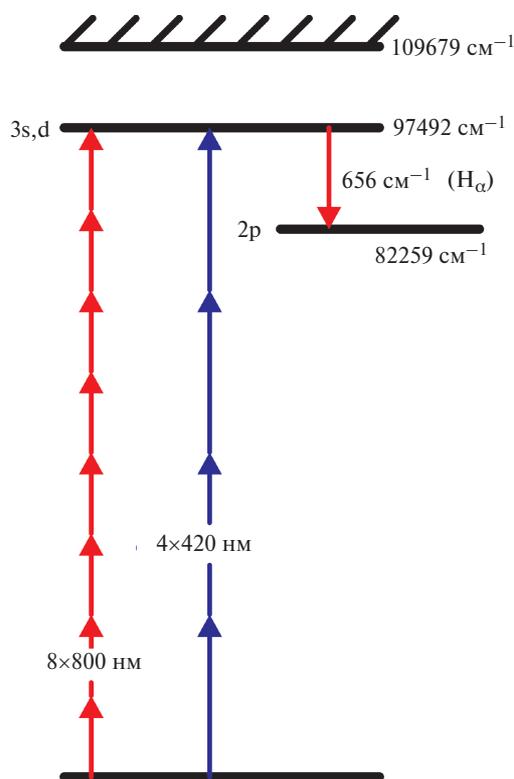


Рис. 4. Схема многофотонного возбуждения спектральной линии H_{α} атомарного водорода.

матору сигнал с частотой ω_3 . Изменяя величину задержки зондирующего импульса относительно импульса накачки с временным разрешением около 50 фс, можно регистрировать зависимость частоты ω_3 от времени, которая повторяет форму кинетической кривой излучения плазмы на частоте ω_1 .

Многофотонное возбуждение атомарного водорода.

Возбуждение спектральной линии атомарного водорода H_{α} (серия Бальмера) возможно при однофотонном возбуждении ($\lambda = 102.6 \text{ нм}$)²⁶. Если в качестве накачки использовать лазерные импульсы с $\lambda = 420$ или 800 нм , то данная линия возбуждается за счет поглощения четырех или восьми фотонов соответственно (рис. 4). После многофотонного возбуждения происходит излучательный переход на уровень $2p$ с испусканием фотонов в области 656 нм . Ширина линии H_{α} зависит от многих параметров, в том числе от доплеровского уширения, столкновительных процессов и штарковского расщепления от уровней в сильном оптическом поле или поле «горячих» электронов.

Обсуждение полученных результатов

Спектры излучения плазмы, зарегистрированные при скорости потока газовой смеси $4 \text{ л} \cdot \text{ч}^{-1}$ при возбуждении ФЛИ длительностью 35 фс с $\lambda = 420$ и 800 нм (энергия в импульсе составляла 20 и 60 мДж соответственно), приведены на рисунке 5, *a*. Полоса в области 656 нм относится к линии H_{α} , полоса в области 447 нм от-

вечает излучению частиц $\text{C}-\text{H}$, а полосы в области $480-612 \text{ нм}$ — молекулам C_2 . Линия H_{β} в области 480 нм накладывается на полосы молекул C_2 , однако хорошо детектируется при возбуждении плазмы импульсами лазера «SpitLight High-Power 2000-50» (рис. 5, *b*).

Следует отметить, что лазерное формирование плазмы в пропане является пороговым явлением. В ходе экспериментов ФЛИ фокусировали в объеме проточной кюветы, диаметр фокального пятна составлял около 2 мкм . В этом случае плотность мощности в фокальной области достигала значений, превышающих $1 \cdot 10^{15} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Для определения порога формирования плазмы измеряли интенсивность излучения плазмы при различных значениях плотности мощности лазерных импульсов. На рисунке 6, *a* представлены спектры излучения плазмы в окрестности линии H_{α} атомарного водорода при возбуждении импульсами с различной энергией, на рисунке 6,

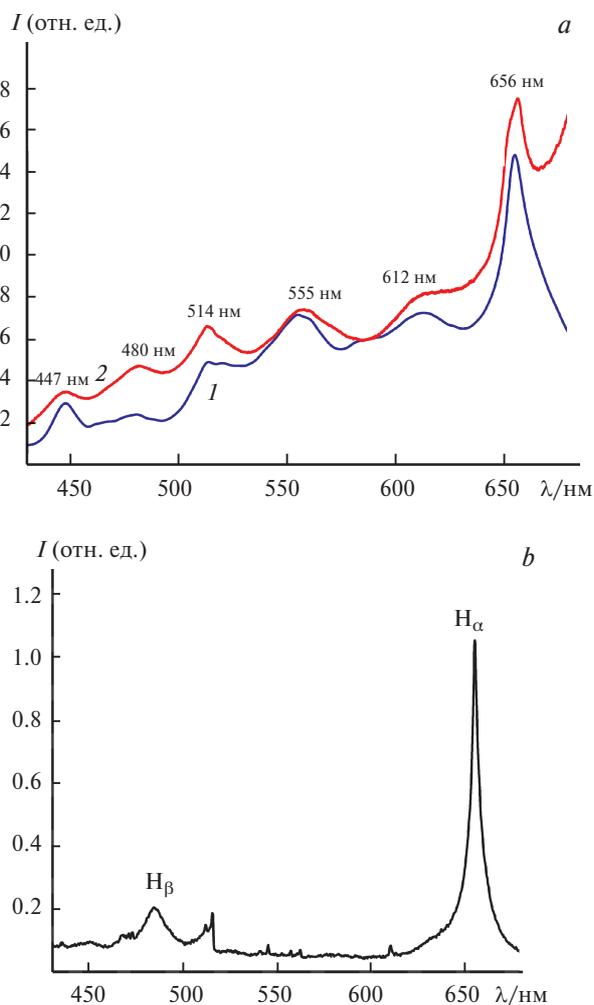


Рис. 5. Спектры излучения плазмы, возбужденной в пропане фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 420 (*1*) и 800 нм (*2*) (*a*), а также плазмы, возбужденной наносекундными лазерными импульсами с длиной волны 1064 нм (*b*).

b — график зависимости квадратного корня из интегральной интенсивности излучения плазмы от плотности мощности лазерного излучения. Определенный в настоящей работе порог формирования плазмы при накачке ФЛИ с $\lambda = 800$ нм составляет приблизительно $0.7 \cdot 10^{15}$ Вт · см⁻².

Для каждой полосы излучения измерены кинетические кривые разгорания и затухания флуоресценции методом ап-конверсионной люминесценции. Кинетические кривые для фронта нарастания и фронта затухания излучения линии H_{α} , измеренные при возбуждении ФЛИ длитель-

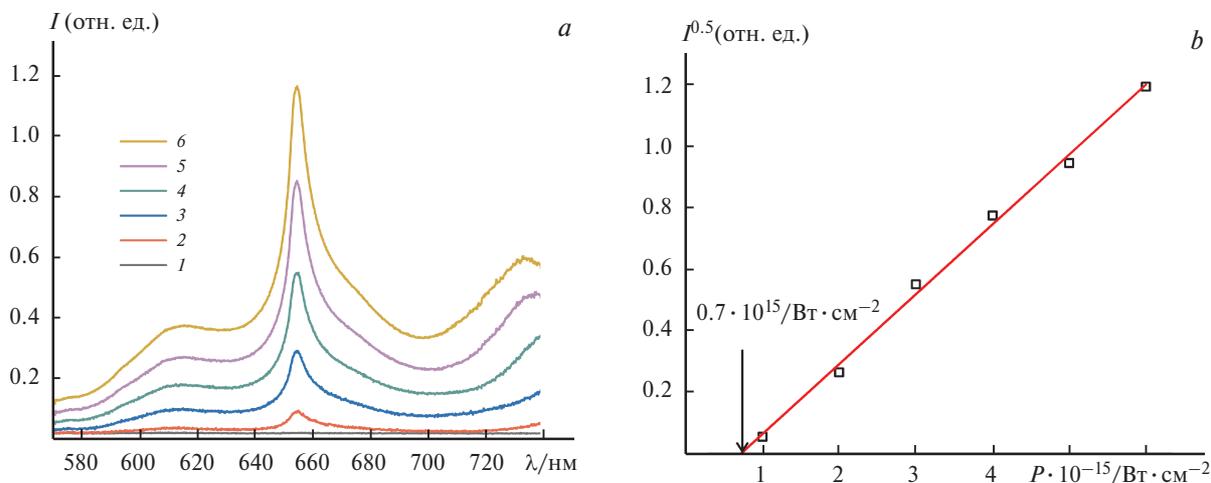


Рис. 6. (а) Спектры излучения плазмы при возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 800 нм и энергией 10 (1), 20 (2), 30 (3), 40 (4), 50 (5) и 60 мкДж (6); (б) зависимость квадратного корня из интегральной интенсивности излучения плазмы от плотности мощности лазерного излучения накачки.

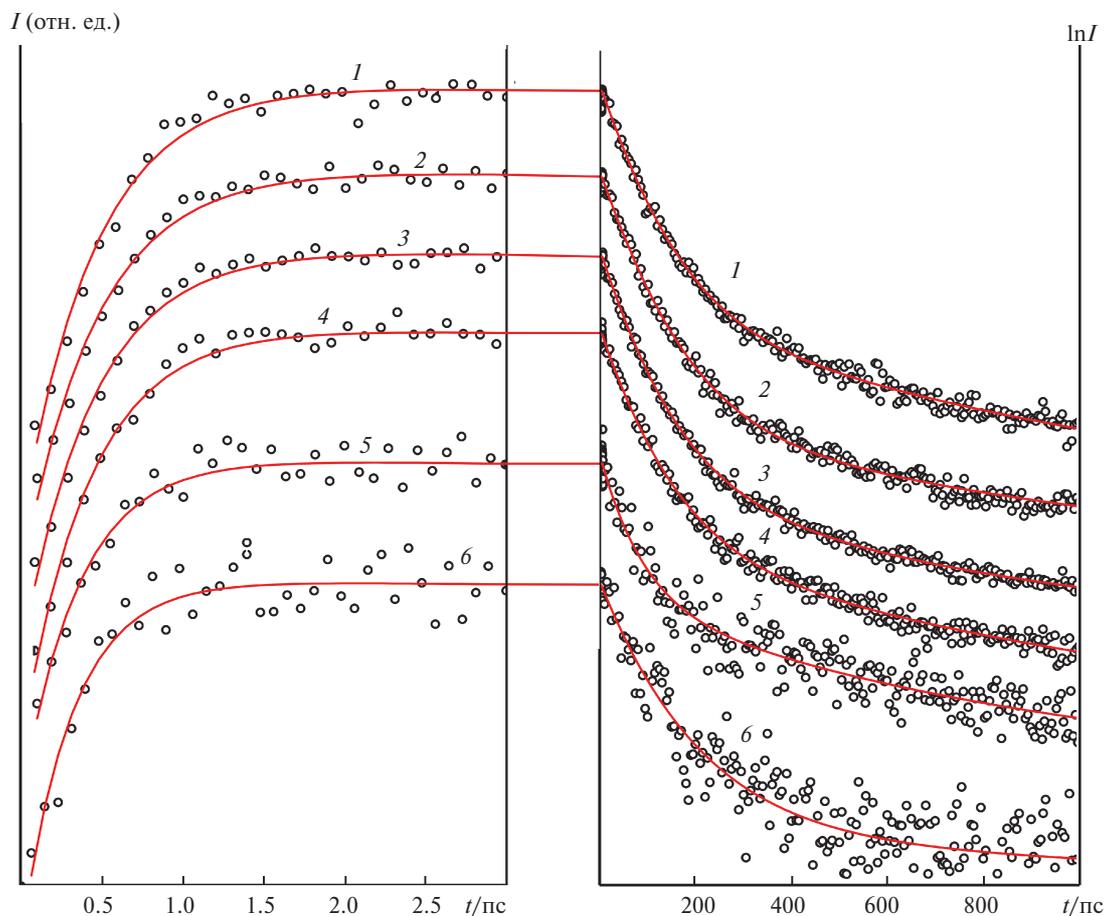


Рис. 7. Кинетические кривые для фронта нарастания (а) и затухания (б) для полос излучения плазмы в пропане при накачке фемтосекундными лазерными импульсами: 447 (1), 480 (2), 514 (3), 555 (4), 612 (5) и 656 нм (6).

Таблица 1. Характеристические времена возбуждения и излучательной релаксации для полос излучения плазмы

$\lambda_{\text{max}}/\text{нм}^a$	$\tau_f/\text{фс}^b$	$\tau_f/\text{пс}^c$	$\tau_s/\text{нс}^d$
447	460±10	112±7	1.0±0.7
480	460±10	112±2	1.1±0.1
514	440±10	112±6	0.7±0.3
555	410±10	118±8	1.0±0.8
612	400±30	80±10	0.9±0.1
656	380±50	190±30	3.5±0.9

^a Положение максимума полосы излучения плазмы.

^b Время фронта нарастания (возбуждения) излучения. ^c «Быстрая» компонента времени излучательной релаксации. ^d «Медленная» компонента времени излучательной релаксации.

ностью 35 фс ($\lambda = 800$ нм, частота следования 1 кГц, энергия в импульсе 60 мкДж), представлены соответственно на рисунках 7, *a* и *b*. Сплошные линии на рисунке 7 — результат аппроксимации экспоненциальными функциями. Фронт нарастания кинетических кривых аппроксимировали одной экспонентой, фронт затухания — двумя. На рисунке 7, *b* хорошо видно, что для всех кривых, построенных в логарифмическом масштабе, наблюдаются «быстрая» и «медленная» компоненты. По результатам аппроксимации определены характеристические времена процессов (табл. 1). Возбуждение происходит в течение нескольких сотен фемтосекунд, а «быстрая» и «медленная» компоненты излучательной релаксации характеризуются временами порядка 100 пс и нескольких наносекунд соответственно. Поскольку кинетические кривые измеряли в диапазоне от 0 до 1 нс, погрешность определения величин τ_s велика.

Для линии H_{α} проведено измерение кинетических кривых излучения в наносекундном диапазоне. Плазму возбуждали ФЛИ длительностью 35 фс ($\lambda = 800$ нм, частота следования 1 кГц, энергия импульса в диапазоне от 10 до 60 мкДж). На рисунке 8, *a* представлены кинетические кривые, полученные аппроксимацией одноэкспоненциальной функцией, на рисунке 8, *b* — зависимость времени жизни (τ) флуоресценции от плотности мощности лазерных импульсов.

При исследовании плазмы, возбуждаемой лазерными импульсами, одним из основных вопросов является определение механизма формирования плазмы и возбуждения ее компонентов и продуктов разложения. Поскольку пропан не имеет полос поглощения в видимом и ближнем ИК-диапазонах, энергии фотонов с $\lambda = 420, 800$ и 1064 нм недостаточно для линейного возбуждения. При использовании импульсных источников лазерного излучения повышается вероятность многофотонного поглощения и, как следствие, ионизации молекул углеводородов и генерации так называемых «горячих» электронов. В результате в области фокусировки лазерных импульсов может возникнуть плазма, инициируемая лазерным излучением. В этом случае инициация плазмы представляет собой пороговый процесс. В частности, при накачке лазерными импульсами с $\lambda = 800$ нм плазма пропана формируется при плотности мощности излучения, превышающей $0.7 \cdot 10^{15}$ Вт · см⁻² (см. рис. 6, *b*). Если преодолеть порог генерации, то возникает видимое невооруженным глазом излучение плазмы, интенсивность которого увеличивается по квадратичному закону с ростом плотности мощности лазерных импульсов (см. рис. 6, *b*). При зна-

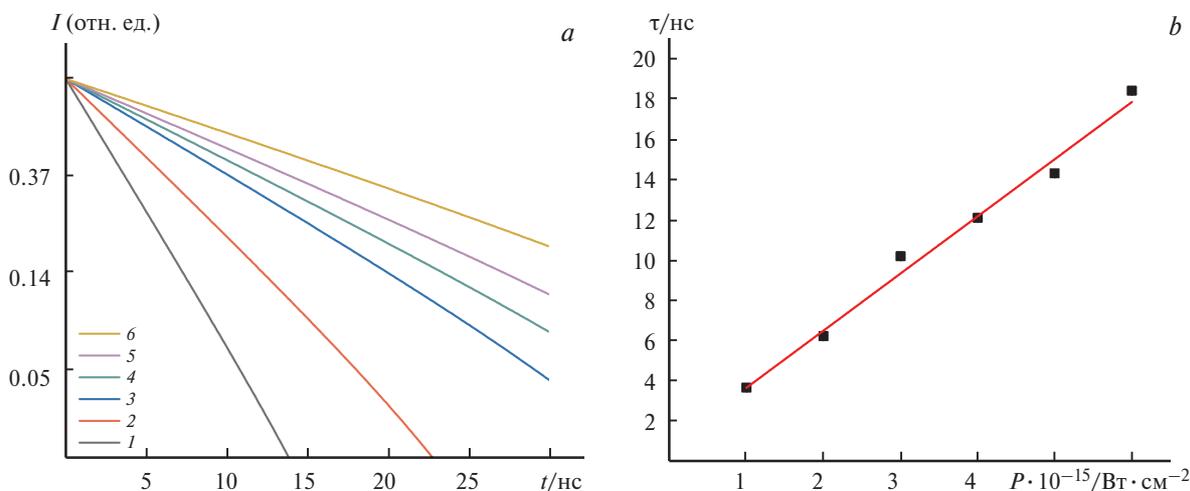


Рис. 8. (а) Кинетические кривые затухания интенсивности излучения линии H_{α} атомарного водорода при энергии импульсов накачки 10 (1), 20 (2), 30 (3), 40 (4), 50 (5) и 60 мкДж (6); (б) зависимость наблюдаемого времени жизни флуоресценции (τ) от плотности мощности импульсов накачки.

чениях плотности мощности, меньших порогового, признаки формирования плазмы (например, свечение) не наблюдаются.

Спектры излучения плазмы, полученные при возбуждении ФЛИ с $\lambda = 420$ и 800 нм, сходны (см. рис. 5, а). Отметим, что основными обнаруженными продуктами диссоциации молекул пропана, обладающими собственными полосами излучения в видимом спектре, являются атомарный водород, молекулы C_2 и частицы C—H. Поскольку для возбуждения линии H_α необходима энергия фотона с $\lambda = 102.5$ нм (около 12 эВ), для оптической накачки ФЛИ с $\lambda = 420$ и 800 нм необходимо многофотонное возбуждение — четырем и восьми фотонами соответственно. Такой процесс вполне реализуем, но он должен быть осуществлен за время взаимодействия молекул с фотонами — 35 фс в случае накачки ФЛИ. Однако характеристические времена τ_r близки к 400 фс (см. рис. 7, а). Это означает, что ФЛИ не являются прямым источником формирования возбужденных компонент плазмы. Возможны два варианта возбуждения:

— пиролиз пропана в плазме, при котором продуктами разложения являются атомарный водород и частицы C_2 уже в возбужденных состояниях;

— возбуждение атомов водорода и молекул, образующихся при разложении пропана в плазме, за счет передачи им энергии «горячих» электронов, генерированных в результате лазерно-индуцированного формирования плазмы (напомним, для возбуждения линии H_α необходима энергия больше 12 эВ).

Характеристическое время фронта нарастания излучения в области 400 нм вполне удовлетворяет обоим предложенным путям накачки.

Для подтверждения нефотолитического способа возбуждения излучения атомарного водорода в плазме в качестве накачки использовали НЛИ (длительность 7 нс, $\lambda = 1064$ нм, частота следования 10 Гц, энергия в импульсе 1 Дж). Спектр излучения плазмы, формируемой под воздействием НЛИ, отличается от спектров плазмы, инициируемой ФЛИ, в первую очередь относительно большей интенсивностью излучения балмеровских линий атомарного водорода по сравнению с остальным излучением плазмы. Отметим, что даже линия H_β уверенно регистрируется в области 480 нм (см. рис. 5, б).

Длительность НЛИ на пять порядков больше длительности ФЛИ, но и их энергия также на пять порядков выше. Поэтому плотность мощности излучения источников ФЛИ и НЛИ соиз-

мерима, что позволяет оценить вклад длительности импульсов в процессы, происходящие в лазерной плазме, только в зависимости от длительности взаимодействия с плазмой. Фемтосекундные лазерные импульсы позволяют определить время нарастания интенсивности излучения плазмы, связанного с разгоранием плазмы, и процессы релаксации возбужденных компонент плазмы, которые, тем не менее, могут продолжать переходить в возбужденное состояние, получая энергию от «горячих» электронов. На этот процесс указывает линейное увеличение времени излучения линии H_α в наносекундном диапазоне с ростом плотности мощности ФЛИ (см. рис. 8). Чем больше энергии ФЛИ передают плазме, тем выше энергия «горячих» электронов и тем дольше они релаксируют, передавая энергию возбуждения атомам водорода. В случае НЛИ электронное облако, сформированное при ионизации молекул пропана, существенно увеличивает поглощение фотонов на длине волны излучения лазера. Значит, на протяжении 7 нс идет эффективное поглощение фотонов и увеличение энергии электронного облака. Как результат, в плазме наблюдается эффективная диссоциация пропана и основным продуктом, обладающим собственным излучением, является атомарный водород.

Таким образом, в настоящей работе исследованы быстрые и сверхбыстрые процессы, протекающие в плазме пропана при накачке нано- и фемтосекундными лазерными импульсами с плотностью мощности более $1 \cdot 10^{14}$ Вт·см⁻². Установлено, что разгорание плазмы является пороговым процессом по отношению к плотности мощности лазерных импульсов, а время разгорания плазмы составляет приблизительно 400 фс. В лазерной плазме молекулы пропана диссоциируют до атомарного водорода и молекул C_2 . Кинетика затухания излучения плазмы описывается характеристическими временами порядка сотен пикосекунд и десятков наносекунд. «Быстрая» компонента релаксации связана с релаксацией возбужденных состояний молекул, «медленная» — с релаксацией электронного облака плазмы. Полученные результаты будут использованы для развития метода получения водорода из природного газа в лазерной плазме.

Благодарности

Измерения выполнены с использованием оборудования Ресурсного центра «Оптические

и лазерные методы исследования вещества» Научного парка Санкт-Петербургского государственного университета.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда и Правительства Санкт-Петербурга (совместный грант № 22-23-20038).

Соблюдение этических норм

Настоящая статья не содержит описания исследований с использованием в качестве объектов животных и людей.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов в финансовой или какой-либо иной сфере.

Список литературы

1. C. J. Okere, J. J. Sheng, *Int. J. Hydrogen Energy*, 2023, **48**, 38188; DOI: 10.1016/j.ijhydene.2023.06.135.
2. S. R. Patlolla, K. Katsu, A. Sharafian, K. Wei, O. E. Herrera, W. Mérida, *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 2023, **181**, 113323; DOI: 10.1016/j.rser.2023.113323.
3. Q. Li, Y. Ouyang, H. Li, L. Wang, J. Zeng, *Angew. Chem., Int. Ed.*, 2022, **61**, e202108069; DOI: 10.1002/anie.202108069.
4. A. J. Shih, M. C. O. Monteiro, F. Dattila, D. Pavesi, M. Philips, A. H. M. da Silva, R. E. Vos, K. Ojha, S. Park, O. van der Heijden, G. Marcandalli, A. Goyal, M. Villalba, X. Chen, G. T. Kasun Kalhara Gunasooriya, I. McCrum, R. Mom, N. López, M. T. M. Koper, *Nat. Rev. Methods Primers*, 2022, **2**, 84; DOI: 10.1038/s43586-022-00164-0.
5. S. Shiva Kumar, H. Lim, *Energy Reports*, 2022, **8**, 13793; DOI: 10.1016/j.egy.2022.10.127.
6. G. Lopez, L. Santamaria, A. Lemonidou, S. Zhang, C. Wu, A. T. Sipra, N. Gao, *Nat. Rev. Methods Primers*, 2022, **2**, 20; DOI: 10.1038/s43586-022-00097-8.
7. P. Piersa, H. Unyay, S. Szufa, W. Lewandowska, R. Modrzewski, R. Ślęzak, S. Ledakowicz, *Energies*, 2022, **15**, 2227; DOI: 10.3390/en15062227.
8. А. Е. Кузьмин, М. В. Куликова, А. К. Осипов, А. С. Локтев, А. Г. Дедов, *Изв. АН. Сер. хим.*, 2022, **71**, 1837 [A. E. Kuz'min, M. V. Kulikova, A. K. Osipov, A. S. Loktev, A. G. Dedov, *Russ. Chem. Bull.*, 2022, **71**, 1837; DOI: 10.1007/s11172-022-3600-5].
9. E. Meloni, M. Martino, V. Palma, *Catalysts*, 2020, **10**, 352; DOI: 10.3390/catal10030352.
10. N. Ghasem, *Int. J. Mol. Sci.*, 2022, **23**, 16064; DOI: 10.3390/ijms232416064.
11. M. Wnukowski, *Energies*, 2023, **16**, 6441; DOI: 10.3390/en16186441.
12. P.-A. Maitre, M. S. Bieniek, P. N. Kechagiopoulos, *React. Chem. Eng.*, 2020, **5**, 814; DOI: 10.1039/D0RE00024H.
13. D. H. Lee, H. Kang, Y. Kim, H. Song, H. Lee, J. Choi, K.-T. Kim, Y.-H. Song, *Fuel Process. Technol.*, 2023, **247**, 107761; DOI: 10.1016/j.fuproc.2023.107761.
14. S. Starikovskaia, D. A. Lacoste, G. Colonna, *Eur. Phys. J. D*, 2021, **75**, 231; DOI: 10.1140/epjd/s10053-021-00240-2.
15. R. S. Abiev, D. A. Sladkovskiy, K. V. Semikin, D. Yu. Murzin, E. V. Rebrov, *Catalysts*, 2020, **10**, 1358; DOI: 10.3390/catal10111358.
16. Y. Miao, A. Yokochi, G. Jovanovic, S. Zhang, A. von Jouanne, *Green Energy Resour.*, 2023, **1**, 100004; DOI: 10.1016/j.gerr.2023.100004.
17. F. Kong, Q. Luo, H. Xu, M. Sharifi, D. Song, S. L. Chin, *J. Chem. Phys.*, 2006, **125**, 133320; DOI: 10.1063/1.2204919.
18. D. Song, K. Liu, F. Kong, A. Xia, *Chin. Sci. Bull.*, 2008, **53**, 1946; DOI: 10.1007/s11434-008-0232-6.
19. Z. Wu, C. Wu, Q. Liang, S. Wang, M. Liu, Y. Deng, Q. Gong, *J. Chem. Phys.*, 2007, **126**, 074311; DOI: 10.1063/1.2472341.
20. Z. Ghorbani, P. Parvin, A. Reyhani, S. Z. Mortazavi, A. Moosakhani, M. Maleki, S. Kiani, *J. Phys. Chem. C*, 2014, **118**, 29822; DOI: 10.1021/jp508634d.
21. S. Wang, X. Tang, L. Gao, M. E. Elshakre, F. Kong, *J. Phys. Chem. A*, 2003, **107**, 6123; DOI: 10.1021/jp022243e.
22. Y. Q. Guo, A. Bhattacharya, E. R. Bernstein, *J. Phys. Chem. A*, 2009, **113**, 85; DOI: 10.1021/jp806230p.
23. A. Moosakhani, P. Parvin, A. Reyhani, S. Z. Mortazavi, *Phys. Plasma*, 2017, **24**, 013505; DOI: 10.1063/1.4973554.
24. T. D. G. Walsh, F. A. Ilkov, S. L. Chin, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 1997, **30**, 2167; DOI: 10.1088/0953-4075/30/9/017.
25. Е. М. Глебов, *Изв. АН. Сер. хим.*, 2022, **71**, 858 [E. M. Glebov, *Russ. Chem. Bull.*, 2022, **71**, 858; DOI: 10.1007/s11172-022-3486-2].
26. J. Bokor, R. R. Freeman, J. C. White, R. H. Storz, *Phys. Rev. A*, 1981, **24**, 612; DOI: 10.1103/PhysRevA.24.612.

Поступила в редакцию 17 ноября 2023;
после доработки — 8 апреля 2024;
принята к публикации 9 июля 2024