

01 Оценка скорости ударно-радиационной рекомбинации двукратно заряженного иона Ne^{++} по результатам спектроскопического эксперимента

© В.А. Иванов

Санкт-Петербургский государственный университет,
198504 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: v.a.ivanov@spbu.ru

Поступила в редакцию 28.06.2023 г.
В окончательной редакции 28.06.2023 г.
Принята к публикации 16.10.2023 г.

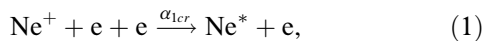
Поставлен эксперимент по исследованию рекомбинационного послесвечения протяженного барьерного разряда в неоне низкого давления, содержащего ионы Ne^+ , Ne^{2+} и Ne^{++} , методом кинетической спектроскопии. Условия наблюдений: давление неона $\sim 0.8-1.7$ Torr, плотность электронов в стадии послесвечения $[e] \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. С целью сравнения скоростей ударно-радиационной рекомбинации ионов Ne^+ и Ne^{++} наблюдалось влияние импульсного „подогрева“ электронов распадающейся плазмы слабым высокочастотным полем на интенсивности атомных и ионных линий. Представленные данные показывают, что в такой плазме кратковременное подавление нагревом электронов процессов ударно-радиационной рекомбинации приводит к увеличению яркостей спектральных линий в атомном и ионном спектрах послесвечения, причем реакция линий последнего оказывается значительно более сильной. На основании несложных оценок показано, что этот эффект обусловлен отличием скоростей рекомбинации ионов Ne^+ и Ne^{++} , и это отличие оказывается выходящим за рамки теоретических представлений.

Ключевые слова: диэлектрический барьерный разряд, двукратно заряженные ионы, ударно-радиационная рекомбинация, распадающаяся плазма, элементарные процессы.

DOI: 10.61011/OS.2023.11.57022.5370-23

Введение

Настоящая работа является продолжением исследования ударно-радиационной рекомбинации (CRR) двухзарядных ионов неона, впервые обнаруженных в послесвечении барьерного разряда в работе [1]. В [2,3] на основании сравнения данных спектроскопических наблюдений излучения атомных и ионных спектральных линий с модельными расчетами сделан вывод о значительно более радикальном отличии скоростей процессов CRR



где α_{1cr} и α_{2cr} — коэффициенты рекомбинации, чем предсказывают теория [4] и вычисления [5]. Подобный подход — сопоставление экспериментальных данных с численными расчетами, учитывающими основные процессы в плазме, является стандартной процедурой нахождения констант скоростей исследуемых процессов. Однако он обладает очевидным и трудно преодолимым недостатком в том случае, когда модель содержит большое количество элементарных процессов, константы скоростей которых известны (измерены или вычислены) с невысокой точностью — их варьирование в пределах указанных погрешностей может привести к разбросу значения искомой константы, превышающему

среднеквадратичное отклонение используемых экспериментальных данных. Учитывая фундаментальный характер рассматриваемых процессов и их роль в формировании свойств низкотемпературной плазмы, в настоящей работе мы представляем результаты спектроскопического эксперимента, позволяющего сопоставить константы α_{1cr} и α_{2cr} без обращения к упомянутой процедуре.

Возможность получения информации о скоростях процессов рекомбинации из данных спектроскопических наблюдений в распадающейся плазме, вообще говоря, неочевидна. Для ее реализации необходимо, чтобы интенсивности спектральных линий были пропорциональны потокам рекомбинации, определяющим убыль соответствующих ионов. Для процессов (1), (2) эта связь выглядит так:

$$J_a(t) \sim \alpha_{1cr}[e]^2[Ne^+] = -d[Ne^+]/dt, \quad (3)$$

$$J_i(t) \sim \alpha_{2cr}[e]^2[Ne^{++}] = -d[Ne^{++}]/dt, \quad (4)$$

Напомним кратко, как рассматривается процесс CRR в теоретических моделях.¹ Исторически первая из них — модель Томсона [6] — предсказывает зависимость

¹ Механизм CRR рассматривался в большом количестве исследований, здесь мы упоминаем лишь основные (на наш взгляд) из них, результаты которых имеют непосредственное отношение к выводам настоящей работы. Исчерпывающий перечень исследований содержится в [7,8].

вероятности захвата электрона ионом в тройном столкновении (1) от параметров плазмы. От температуры электронов эта вероятность зависит как $T_e^{-4.5}$, и в этом подходе захват электрона ионом в тройном столкновении и представляет собой единичный акт рекомбинации. В последующих моделях [4,5,7,9] электрон-ионная рекомбинация рассматривается как сложный кинетический процесс с участием как прямых (по направлению стрелки в реакциях (1), (2)), так и обратных (ионизация) переходов с необходимостью анализа распределения возбужденных атомов по энергии связи с учетом их опустошения вследствие излучательных переходов. В предельном случае чисто столкновительной кинетики высоковозбужденных атомов (для них этот предел реализуется в первую очередь вследствие падения вероятности радиационных переходов с увеличением главного квантового числа [10]) авторы [4] рассматривают CRR как диффузию возбужденного электрона „вниз“ к основному состоянию атома вследствие взаимодействия со свободными электронами плазмы при том, что высоковозбужденные состояния атома с энергией связи $\varepsilon^* \leq T_e$ находятся в равновесии с континуумом. В качестве коэффициента рекомбинации авторы [4] нашли

$$\alpha_{Zcr} = C^* Z^3 [e] \Lambda T_e^{-4.5}, \quad (5)$$

где C — константа, Z — заряд иона, $\Lambda = \ln \sqrt{Z^2 + 1}$ — кулоновский логарифм для связанных состояний, подчеркивая, что результат справедлив для $Z \gg 1$, а к малым Z применение (5) оправдано лишь ввиду слабой (логарифмической) зависимости $\Lambda(Z)$. Отметим, что в применении к нашей задаче по сравнению скоростей рекомбинации ионов с зарядом $Z = 2$ и $Z = 1$ зависимость Λ от Z оказывается весьма заметной: $\Lambda(2)/\Lambda(1) \approx 2.3$. Учитывая неопределенность в значении $\Lambda(Z)$ в формуле (5) [8], зависимость от Z коэффициента рекомбинации будем полагать соответствующей Z^3 . Заметим, что подобная (5) формула для коэффициента рекомбинации однозарядных ионов была выведена в ряде работ, подробный анализ которых содержится в [8].

Очевидно, что интенсивности излучения возбужденными атомами, находящимися в близком к равновесному состоянию, не описывается соотношениями (3), (4). Это означает, что для решения поставленной задачи эксперимент должен проводиться в условиях, когда, с одной стороны, уход ионов в стадии распада осуществляется по механизму CRR (т.е. плотности электронов достаточно велики), с другой — для спектроскопических наблюдений следует выбрать уровни с достаточно большой энергией связи, опустошение которых происходит преимущественно вследствие излучения, которое и переносит рекомбинационный поток. Соответствующие критерии сформулированы в нескольких работах (например, [7,11]). Оценки на их основе показывают, что выбранные в настоящей работе линии этим критериям удовлетворяют. Так, в атомном спектре основные измерения проведены на линии 576.44 nm, верхний уровень

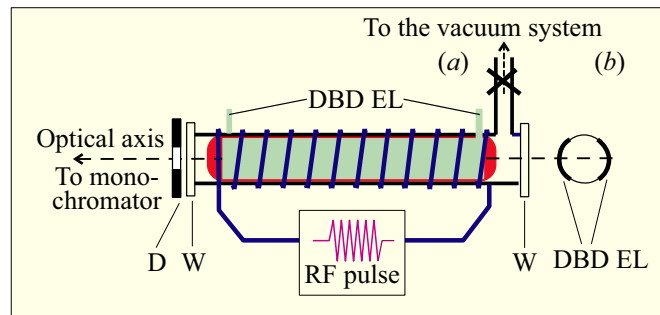


Рис. 1. (a) Схема совмещения барьерного разряда и импульсного высокочастотного разряда (RF Pulse), D — диафрагма диаметром 5 mm, W — кварцевые окна. (b) Расположение электродов DBD на поверхности разрядной трубки.

$4d$ которой имеет энергию связи $\varepsilon^* = 0.86$ eV, в ионном — на линиях 333.48 nm ($E^* = 30.88$, $\varepsilon^* > 13$ eV) и 439.20 nm (уровень $4f$, $\varepsilon^* > 6.5$ eV) при плотности электронов $[e] \sim 10^{11}$ cm $^{-3}$ и температуре электронов в послесвечении по оценке на основе модели [2] за рекомбинационным максимумом (см. ниже) менее 500 K. Выполнение указанного условия подтверждается и непосредственно экспериментальными наблюдениями, которые обсуждаются ниже. Что касается соотношения скорости CRR в обсуждаемых условиях и в столкновительном пределе, ответ легко найти, воспользовавшись аппроксимацией коэффициента рекомбинации [9]:

$$\alpha = 1.55 \cdot 10^{-10} \cdot T_e^{-0.63} + 6.0 \cdot 10^{-9} \times T_e^{-2.18} \cdot [e]^{0.37} + 3.8 \cdot 10^{-9} \cdot T_e^{-4.5} \cdot [e]. \quad (6)$$

Здесь T_e — в кельвинах, $[e]$ — в cm $^{-3}$, коэффициент рекомбинации α соотносится с α_{1cr} как $\alpha = \alpha_{1cr}[e]$ и имеет размерность cm 3 s $^{-1}$. Предложенная аппроксимация позволяет проследить изменение коэффициента рекомбинации однозарядных ионов в широком диапазоне параметров плазмы. Вычисления по (6) показывают, что для $T_e \leq 500$ K и $[e] \geq 5 \cdot 10^{10}$ третье слагаемое превышает сумму первых двух более, чем вдвое.

1. Постановка и результаты эксперимента

В качестве источника плазмы использовался низкочастотный (80–300 Hz) диэлектрический барьерный разряд (DBD) в неоне в цилиндрической стеклянной трубке длиной 25 cm и внутренним диаметром 3.8 cm (рис. 1), наполнявшейся неоном при давлении единицы — доли Торр. Подробное описание разряда изложено в работе [1]. Плазма в таком разряде создается подачей на электроды высоковольтного импульса напряжения, формирующего две полуволны тока противоположной полярности длительностью несколько микросекунд каждая. Спектр его излучения с понижением давления до указанных

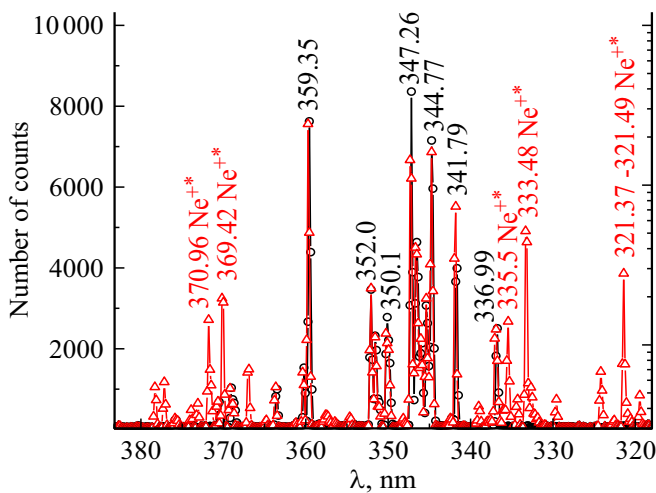


Рис. 2. Спектры послесвечения в ранней и поздней стадиях. Кружки — интервал стробирования Δt_1 , треугольники — Δt_2 . Давление неона $P_{Ne} = 1.7$ Torr.

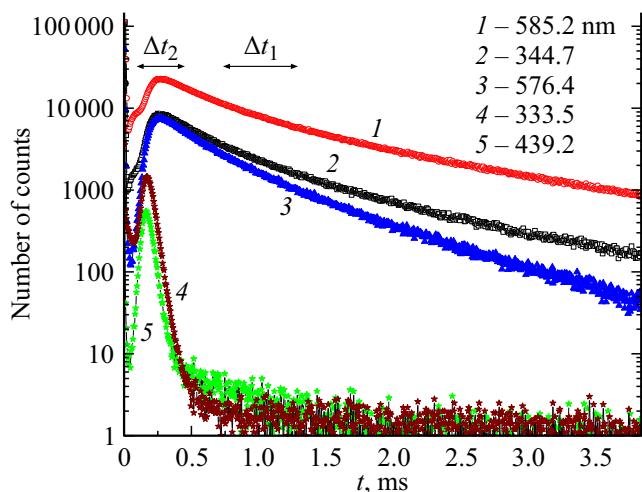


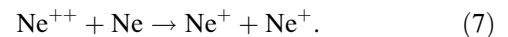
Рис. 3. Послесвечение ДБД на атомных линиях 585.25 (1), 344.77 (2), 576.44 nm (3) и ионных линиях 333.48 (4), 439.20 nm (5). $P_{Ne} = 1.35$ Torr.

величин обогащается ионными линиями [1–3], что показывает рис. 2 в области ближнего ультрафиолета, где эффект проявляется наиболее ярко. Видно, что ионный спектр исчезает со временем в раннем послесвечении. Это наблюдение дополняет сравнение спектров DBD и высокочастотного разряда, не возбуждающего ионных линий [1–3]. В импульсном режиме с регулируемой по амплитуде напряженностью высокочастотного поля ВЧ-разряд мы использовали для кратковременного „подогрева“ электронов в стадии распада плазмы. Концентрация электронов в послесвечении DBD оценивалась по реакции плотности атомов $Ne(3s^3P_1)$ на импульсный „подогрев“ электронов [1] и в использованной для обработки экспериментальных данных стадии послесвечении была близка к 10^{11} cm^{-3} .

Данные рис. 2 получены при стробировании сигнала фотоэлектронного умножителя (световые потоки регистрировались по методу счета фотонов) в течение интервалов времени, показанных на рис. 3. Спектр, соответствующий интервалу Δt_1 — типичный спектр послесвечения разряда постоянного тока или ВЧ-разряда, неоднократно наблюдавшийся в экспериментах и формируемый конкурирующими процессами CRR (1) (линия 576.4 nm переход $4d \rightarrow 3p$, рис. 3) и CRR вместе с диссоциативной рекомбинацией (ДР) молекулярных ионов Ne_2^+ (линии 585.25 nm, $3p \rightarrow 3s$ и 344.77 nm, $4p \rightarrow 3s$, рис. 3). Здесь уместно напомнить общее свойство, характерное для механизма ДР ионов инертных газов (за исключением гелия), заключающееся в наличии границы по энергии возбуждения, определяющей уровни, доступные для заселения вследствие ДР: такими оказываются уровни, расположенные по энергии в резонансе или ниже основного колебательного уровня молекулярного иона. В случае неона эта граница разделяет 10 уровней конфигурации $2p^54p$ так, что только шесть нижних связаны с рекомбинацией молекулярных ионов [12]. В распадающейся плазме с „подогревом“ электронов эта граница смещается в область высоковозбужденных состояний [13].

Поток квантов в линии 576.44 nm, как видно из данных рис. 3, не только быстрее спадает со временем в послесвечении по сравнению с линией 585.25 nm, но и имеет значительно более глубокий провал в начале послесвечения, отражая радикально более сильную зависимость скорости ударно-радиационной рекомбинации от температуры электронов по сравнению с DR.

Быстрое угасание ионных линий (рис. 3) обусловлено двумя причинами. Во-первых, значительно более высокой скоростью рекомбинации двухзарядных ионов (2), и, во-вторых, уходом ионов вследствие процесса передачи заряда при столкновениях с атомами:



В отношении константы скорости этого процесса в литературе содержатся противоречивые данные: в [14] предлагается $k_{Ne} = 9 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$, тогда как по данным [15] k_{Ne} изменяется в пределах $(1.9\text{--}2.7) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$ в зависимости от состояния иона Ne^{++} .

С целью подтверждения выполнения упомянутого выше критерия пропорциональности интенсивностей спектральных линий потокам рекомбинации мы регистрировали излучение уровней с различными энергиями связи возбужденного электрона. Мы не обнаружили отличия в послесвечении атомных линий для уровней с главными квантовыми числами $n = 4$ (576.44 nm), $n = 5$ (503.77 nm, $\epsilon^* = 0.55 \text{ eV}$), $n = 6$ (линия 464.54 nm, $\epsilon^* = 0.28 \text{ eV}$), $n = 7$ (457.51 nm, $\epsilon^* = 0.275 \text{ eV}$), и только потоки квантов с уровнями $8d$ и $9d$ изменялись в послесвечении заметно иначе. Это отличие демонстрирует рис. 4. В отношении ионного спектра достаточно отметить идентичность поведения линий 333.48 и 439.20 nm

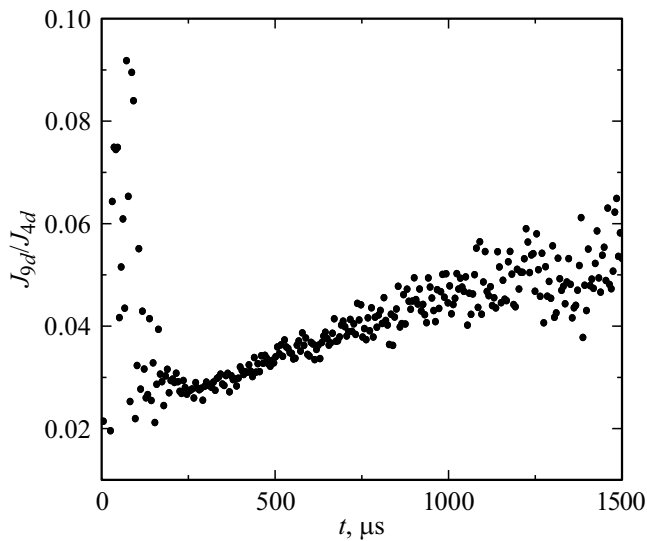


Рис. 4. Отношение интенсивностей линий 439.35 ($9d \rightarrow 3p$) и 576.44 nm ($4d \rightarrow 3p$).

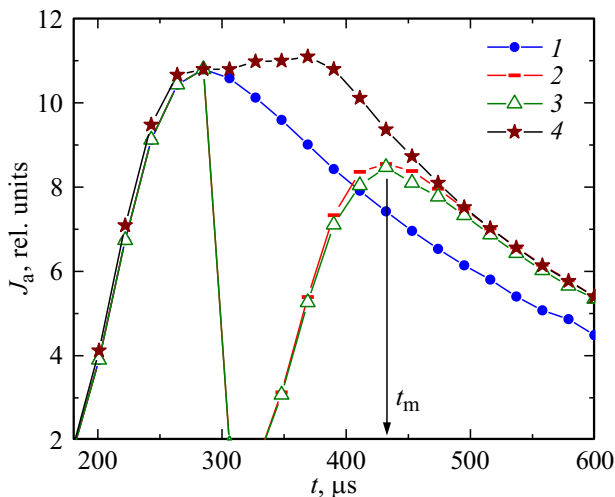


Рис. 5. Моделирование интенсивности атомной линии в послесвечении: $t = 0$ соответствует началу послесвечения, $P_{\text{Ne}} = 1.7 \text{ Torr}$, $[e] (t = 0) \approx 1.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, (1, 4) без нагрева электронов, (2, 3) с нагревом электронов, (3) с подавлением на время нагрева амбиполярной диффузии, (4) с подавлением на время нагрева CRR ионов Ne^+ .

при различии энергии связи их верхних уровней более, чем 6 eV.

2. Определение относительных скоростей рекомбинации

Суть предлагаемого алгоритма заключается в следующем. Основываясь на сильной зависимости коэффициентов $\alpha_{1cr}(T_e)$ и $\alpha_{2cr}(T_e)$ от электронной температуры, попробуем предсказать реакцию интенсивностей атомных и ионных линий на импульсный подогрев электронов

в послесвечении. Очевидно, что на некоторое время мы исключим механизм рекомбинации из кинетики плотностей ионов Ne^+ и Ne^{++} . Например, увеличивая температуру всего лишь в 2 раза, мы уменьшаем скорости процессов (1) и (2) более, чем в 20 раз. При этом сопутствующий механизм амбиполярной диффузии, скорость которого пропорциональна температуре электронов, практически не добавляет диффузионных потерь, что для давления неона 1.7 Torr в обсуждаемом ниже эксперименте следует из простых оценок скорости процесса по известным данным [14,16] о подвижности ионов Ne^+ и Ne^{++} . В таком случае можно ожидать, что плотности ионов $[\text{Ne}_{\text{RF}}^+]$ и $[\text{Ne}_{\text{RF}}^{++}]$ в плазме после нагрева высокочастотным (RF) полем, а следовательно, и интенсивности J^{RF} , должны быть выше, чем без нагрева (здесь индекс RF обозначает наличие импульсного высокочастотного подогрева плазмы). Причем эти изменения будут пропорциональны исключительно константам скоростей α_{1cr} и α_{2cr} в плазме без нагрева, поскольку скорости всех иных процессов с участием этих частиц плазмы не изменились. Эти предположения мы проверили вычислениями в рамках модели [2], позволяющей достаточно хорошо описать эволюцию интенсивностей линий атомного спектра в послесвечении. Результаты моделирования представлены на рис. 5. Нагрев электронов имитировался добавлением в уравнение для $T_e(t)$ источника тепла длительностью 1 μs . Его мощность подбиралась таким образом, чтобы ход $J_a(t)$ был близок к наблюдаемому в эксперименте на линии 576.44 nm. Зависимость коэффициента CRR (1) от температуры и плотности электронов задавалась формулой (6). Видно, что модельное решение соответствует ожиданиям и, в частности, подтверждает возможность в первом приближении пренебречь ролью амбиполярной диффузии в кинетике ионов Ne^+ . На это указывает близость решений при временах $t > t_m$ за максимумом $J_a(t)$ после нагрева электронов в полной модели (кривая 2) и с подавлением роста температуры в слагаемом уравнения для плотности $[\text{Ne}^+]$, описывающем зависимость коэффициента диффузии от T_e (кривая 3). Наконец, имитация устранения в модели на время повышения T_e ударно-радиационной рекомбинации простым „отключением“ на это время соответствующего слагаемого в уравнении для $[\text{Ne}^+]$ (кривая 4) хорошо согласуется с эффектом нагрева при $t > t_m$.

Результаты эксперимента представлены на рис. 6, данные которого демонстрируют эффект в атомном и ионном спектрах. Электроны подогревались слабым высокочастотным полем импульсами длительностью 1 μs . Видно, что, как и следовало ожидать, реакция ионной линии на нагрев оказывается несколько более сильной, чем линии 576.44 nm, излучаемой уровнем 4d атома неона, что и следует из (6): при плотности электронов $[e] \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ зависимость $\alpha_{1cr}(T_e)$ хотя и не сильно, но отличается от $T_e^{-4.5}$.

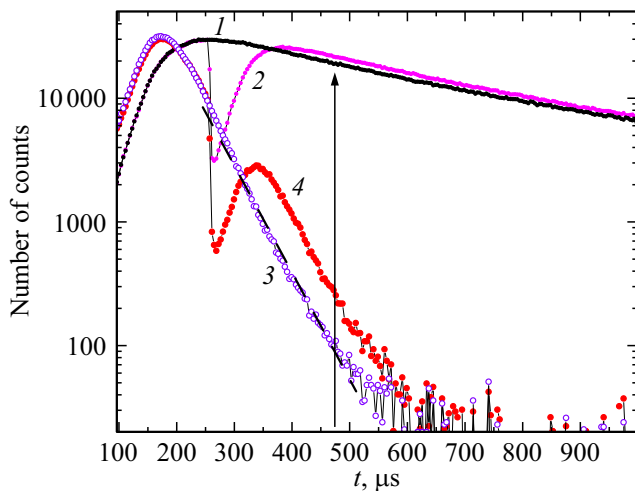


Рис. 6. Послесвечение без нагрева электронов плазмы (1, 3) и с импульсным нагревом электронов плазмы (2, 4), (1, 2) линия 576.44 nm, (3, 4) ионная линия 333.48 nm. Штриховая линия — приближение экспоненциальной зависимости.

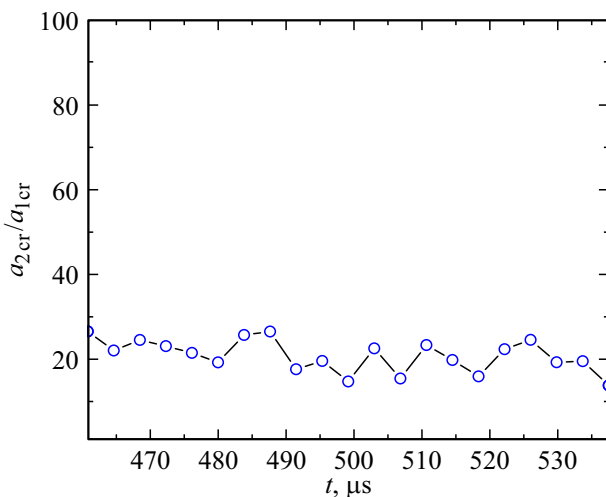


Рис. 7. Отношения коэффициентов рекомбинации по формуле (11).

Оценку отношения $\alpha_{2cr}/\alpha_{1cr}$ на основании данных эксперимента проведем в рамках следующих предположений.

а) Интенсивности спектральных линий в стадии распада плазмы пропорциональны потокам рекомбинации, т.е. выполняются равенства (3), (4).

б) Для плотностей ионов справедливо

$$[\text{Ne}^{++}] \ll [\text{Ne}^+]. \quad (8)$$

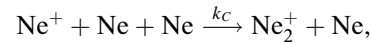
в) Плотность молекулярных ионов также мала:

$$[\text{Ne}^{2+}] \ll [\text{Ne}^+]. \quad (9)$$

Тогда $[\text{Ne}^+] \approx [e]$.

Для выполнимости (8) обсуждаемый эксперимент поставлен при заметно большем давлении $P_{\text{Ne}} = 1.7 \text{ Torr}$

(в ущерб яркости ионных линий), чем в [1–3]. Это минимизирует влияние конверсии (7) на ход интенсивностей линий $J_a(t)$ в эксперименте с нагревом электронов, и, что важно, уменьшает роль амбиполярной диффузии в кинетике ионов в течение времени нагрева. Неравенство (9) следует из оценок скоростей известных [8] процессов разрушения и образования молекулярных ионов, основной из которых — конверсия при тройных столкновениях:



$k_C \sim 5 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$, малоэффективен при столь низких давлениях.

Сравним интенсивности атомной и ионной линий в послесвечении с нагревом электронов и без нагрева в момент времени (показан вертикальной стрелкой), когда завершилась релаксация интенсивности линии 576.44 nm к новому квазистационарному значению. Вследствие исключения рекомбинации на время Δt (около 100 μs, рис. 6) плотность ионов $[\text{Ne}^+]$ в послесвечении с нагревом электронов окажется выше на величину

$$\Delta[\text{Ne}^+] \sim \Delta[e] = \alpha_{1cr}[e]^3 \Delta t.$$

Тогда

$$J_a^{\text{RF}}/J_a = ([e] + \Delta[e])^3/[e]^3 \approx 1 + 3\Delta[e]/[e],$$

$$J_a^{\text{RF}}/J_a - 1 = \alpha_{1cr}[e]^2 \Delta t * 3, \quad (10)$$

поскольку $\Delta[e]/[e] \ll 1$, что следует из незначительного влияния нагрева электронов на квазистационарную интенсивность J_a при $t > t_m$.

Для вычисления отношения J_i^{RF}/J_i учтём, что изменение плотности $[\text{Ne}^{++}]$ при $t > t_1$ в плазме без нагрева электронов имеет характер, близкий к экспоненциальному, т.е. происходит при практически неизменной плотности электронов (рис. 6). Тогда число ионов в этой плазме и, следовательно, интенсивность J_i по сравнению с послесвечением с „выключенной“ рекомбинацией будут отличаться коэффициентом $\exp\{-\alpha_{2cr}[e]^2 \Delta t\}$:

$$J_i \sim J_i^{\text{RF}} \exp\{-\alpha_{2cr}[e]^2 \Delta t\}.$$

Следовательно,

$$\ln(J_i^{\text{RF}}/J_i) \sim \alpha_{2cr}[e]^2 \Delta t,$$

откуда с учетом (10) имеем

$$\alpha_{2cr}/\alpha_{1cr} = \ln(J_i^{\text{RF}}/J_i) 3 / (J_i^{\text{RF}}/J_i - 1). \quad (11)$$

Этот алгоритм мы опробовали на наиболее ярких в послесвечении ионных линиях 439.20 и 333.48 nm. Ход последней вместе с линией 576.44 nm показан на рис. 6. Реакция интенсивности линии 439.20 nm на нагрев электронов была тождественной реакции линии 333.48 nm. Обработка данных на основе (11) с усреднением интенсивностей по трем временным каналам счетчика

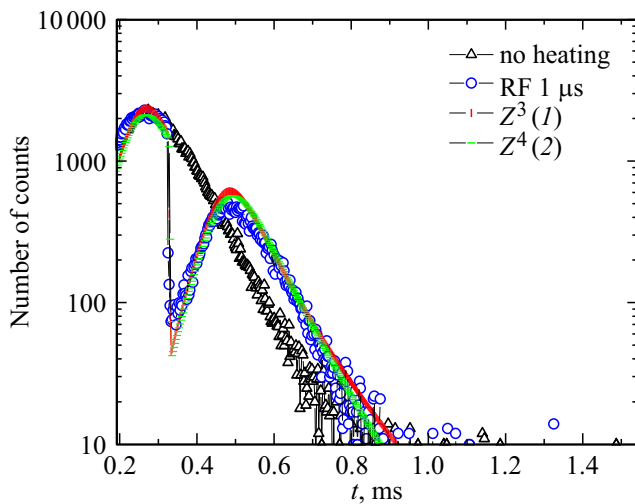


Рис. 8. Экспериментальные данные и модельные решения для ионных линий. Значения отношения коэффициентов рекомбинации 8 (1) и 18 (2).

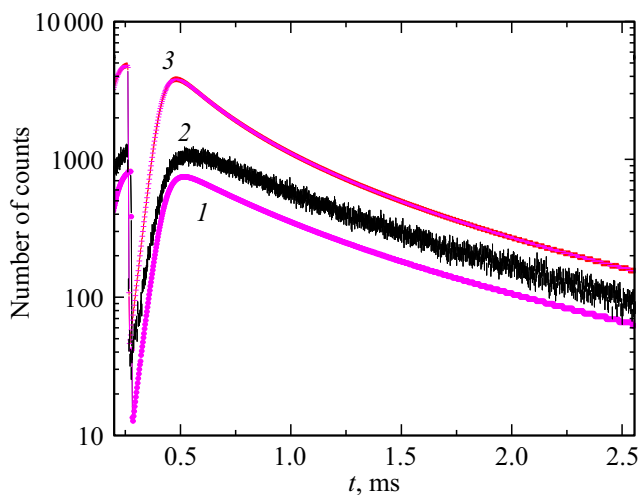


Рис. 9. Экспериментальные данные (2) и модельные решения для значений отношения коэффициентов рекомбинации 18 (1) и 8 (3). Условия те же, что на рис. 8. Кривые 1 и 3 сдвинуты относительно 2 для удобства чтения.

фотонов (измерения интенсивностей рис. 6 выполнены с разрешением $1.28 \mu\text{s}$, на графике они представлены как результат усреднения по трем каналам) для отношения коэффициентов дала результат, представленный на рис. 7. Видно, что отношение коэффициентов рекомбинации не сильно зависит от выбора момента времени сравнения отношения интенсивностей при условии, что к этому времени (вертикальная стрелка на рис. 6) система „забывает“ о возмущении, внесенном импульсным нагревом. Усредняя данные рис. 7 в пределах указанного промежутка времени, находим $\alpha_{2cr}/\alpha_{1cr} = 21 \pm 4$. Аналогичная процедура с использованием ионной линии 439.20 nm дает близкое отношение коэффициентов ре-

комбинации, но с большей погрешностью ввиду заметно меньшей интенсивности линии.

Полученный результат указывает на еще большее отличие скоростей рекомбинации одно- и двухзарядных ионов, чем было найдено в [3] на основе сопоставления зависимости $J_i(t)$ с модельным решением, соответствующим $\alpha_{2cr}/\alpha_{1cr} \sim Z^4$ в формуле (5). Напомним, что для моделирования поведения ионных линий [3] мы использовали параметры модели (т.е. набор констант скоростей процессов, учитываемых в системе дифференциальных уравнений), дающие наилучшее описание эволюции атомных линий $J_a(t)$ в распадающейся плазме, и с этими параметрами подбирали, в частности, отношение $\alpha_{2cr}/\alpha_{1cr}$, для наилучшего описания $J_i(t)$. Как следует из представленных в [3] данных, столь же адекватного описания эволюции интенсивностей ионных линий построить не удалось. В этой связи возникает вопрос, какие данные в большей степени отражают действительное отношение искомых констант. В плане оценки однозначности получаемых на основе моделирования выводов приведем следующий пример (рис. 8, 9). Рисунок 8 показывает возможность построения модельных решений, соответствующих экспериментальным данным для ионной линии в обоих случаях: $\alpha_{2cr}/\alpha_{1cr} = 8$ и $\alpha_{2cr}/\alpha_{1cr} = 18$. Для $\alpha_{2cr}/\alpha_{1cr} = 18$ в моделировании $J_i(t)$ использованы параметры плазмы, дающие практически идеальное описание $J_a(t)$ (рис. 9), увеличив начальную плотность электронов $[e](t=0)$ в 1.7 раз, но сохраняя при этом характерное время „остывания“ электронов вследствие электрон-ионных столкновений и подбирая константу k_c процесса конверсии ионов Ne^{++} в пределах предложенных в [14,15] значений. Эта замена, на наш взгляд, не выходит за рамки разумного, так как частота электрон-ионных столкновений, как известно, вычисляется по приближенным формулам, а плотность электронов определяется в нашем эксперименте с погрешностью $\approx 30\%$ [1]. Так что основным аргументом в пользу выбора $\alpha_{2cr}/\alpha_{1cr} = 18$ на основании моделирования является соответствие эксперименту решения для $J_a(t)$, которое, как показывает рис. 9, теряется в противоположном случае. В этом плане результат настоящей работы мы рассматриваем, во-первых, как подтверждение адекватности модели послесвечения [2,3], и, во-вторых, как демонстрацию возможности оценить скорость ударно-радиационной рекомбинации двукратно заряженных ионов непосредственно на основе экспериментальных данных с использованием достаточно очевидных предположений. Важно, что такой подход исключает неопределенность имеющихся данных о скорости конверсии ионов $\text{Ne}^{++} \rightarrow 2\text{Ne}^+$ при столкновениях с атомами неона.

Заключение

В работе получена прямая оценка отношения коэффициентов ударно-радиационной рекомбинации ионов

Ne⁺⁺ и Ne⁺ с электронами по результатам спектроскопических наблюдений эволюции интенсивностей атомных и ионных линий в послесвечении диэлектрического барьерного разряда низкого давления. В качестве исходной предпосылки использована очевидная возможность подавления процессов ударно-радиационной рекомбинации обоих ионов „подогревом“ на короткое время электронов в стадии распада плазмы с последующим анализом различий реакций спектральных линий атомного и ионного спектров. Полученный результат заметно превосходит как предсказания столкновительной модели процесса, так и результаты численных расчетов, основанных на анализе решения системы уравнений для населенностей возбужденных уровней атома и иона в квазистационарном приближении.

Конфликт интересов

Конфликт интересов отсутствует.

Список литературы

- [1] V.A. Ivanov. Plasma Sources Sci. Technol., **29**, 045022 (2020). DOI:10.1088/1361-6595/ab7f4c
- [2] В.А. Иванов. Опт. и спектр., **129** (8), 992 (2021). DOI: 10.61011/OS.2023.11.57022.5370-23 [V.A. Ivanov. Opt. Spectrosc., **129** (10), 1104 (2021). DOI: 10.1134/S0030400X21080099].
- [3] В.А. Иванов. Опт. и спектр., **130** (7), 1004 (2022). DOI: 10.21883/OS.2022.07.52719.3077-21 [V.A. Ivanov. Opt. Spectrosc., **130**(7), 806 (2022). DOI: 10.21883/EOS.2022.07.54720.3077-21].
- [4] A.V. Gurevich, L.P. Pitaevskii. Sov. Phys. JETP, **19** (4), 870 (1964).
- [5] D.R. Bates, A.E. Kingston, R.W.P. McWhirter. Proc. Roy. Soc. London, **267**, 297 (1962).
- [6] J.J. Thomson. Phil. Mag., **47**, 337 (1924). DOI: 10.1080/14786442408634372
- [7] Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (Наука, М., 1982).
- [8] Б.М. Смирнов. *Ионы и возбужденные атомы в плазме* (Атомиздат, М., 1974).
- [9] J. Stevefelt, J. Boulmer, J.-F. Delpeche. Phys. Rev. A, **12**, 1246 (1975).
- [10] H.A. Bethe, E.E. Salpeter. *Quantum Mechanism of One- and Two-Electron Atoms* (Academic Press, NY., 1957).
- [11] P. Mansbach, J. Keck. Phys. Rev., **181**, 275 (1969).
- [12] С.В. Гордеев, В.А. Иванов, Ю.Э. Скобло. Опт. и спектр., **127** (3), 396 (2019). DOI: 10.21883/OS.2019.09.48190.106-19 [S.V. Gordeev, V.A. Ivanov, Yu.E. Skoblo. Opt. Spectrosc., **127**, 418 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19090133].
- [13] Y.J. Shiu, M.A. Biondi, D.P. Sipler. Phys. Rev. A, **15**, 494 (1977).
- [14] F.J. de Hoog, H.J. Oskam. J. Appl. Phys., **44**, 3496 (1973).
- [15] R. Johnsen, M.A. Biondi. Phys. Rev. A, **18**, 996 (1978).
- [16] R. Johnsen, M. A. Biondi. Phys. Rev. A, **18**, 989 (1978).