

01

## Спектроскопия барьерного разряда низкого давления. Послесвечение с ионами $\text{Ne}_2^+$ , $\text{Ne}^+$ и $\text{Ne}^{2+}$

© В.А. Иванов

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

Поступила в редакцию 09.03.2021 г.

В окончательной редакции 15.04.2021 г.

Принята к публикации 23.04.2021 г.

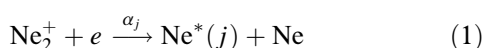
Промоделировано излучение распадающейся плазмы, формируемое процессами электрон-ионной рекомбинации с участием трех ионов неона: молекулярного иона  $\text{Ne}_2^+$  и атомных ионов  $\text{Ne}^+$  и  $\text{Ne}^{2+}$ . Подобная комбинация ионов, одновременно участвующих в формировании спектра плазмы, впервые обнаружена в послесвечении импульсного барьерного разряда цилиндрической конфигурации при давлениях неона менее 1 Торг и плотности электронов  $\leq 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Основное внимание уделено сравнительному анализу механизмов ударно-радиационной рекомбинации ионов  $\text{Ne}^+$  и  $\text{Ne}^{2+}$  на базе численного решения системы дифференциальных уравнений для плотностей ионов и долгоживущих возбужденных атомов в послесвечении с учетом основных элементарных процессов в распадающейся плазме с импульсным „подогревом“ электронов. Особенно подробно рассмотрены закономерности релаксации температуры электронов от разрядных значений несколько электрон-вольт до 300 К в далеком послесвечении. Сравнение модельных решений с результатами измерений интенсивностей спектральных линий методом многоканального счета фотонов показывает, что при их хорошем согласии в случае однозарядных ионов адекватное описание эволюции ионных линий требует расширения имеющихся сведений о рекомбинации ионов  $\text{Ne}^{2+}$ .

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

DOI: 10.21883/OS.2021.08.51193.1987-21

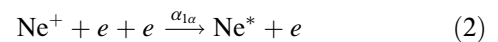
### Введение

Настоящая работа является одним из результатов поиска оптимального способа спектроскопического исследования процессов электрон-ионной рекомбинации в слабоионизованной плазме. В качестве источника плазмы используем протяженный импульсный низкочастотный диэлектрический барьерный разряд (DBD) цилиндрической конфигурации [1,2]. Проявляющиеся в стадии распада плазмы свойства DBD — ионизация газа со смещением от центра цилиндра  $r = 0$  максимумом плотности электронов  $[e](r)$  [2] и практически без его разогрева [3,4] — оказались весьма удобными для анализа послесвечения в условиях предельно малых плотностей нейтральных частиц. Это позволило минимизировать роль неупругих атом-атомных столкновений в кинетике возбужденных атомов и подойти к решению задачи о распределении потока диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов  $\text{Ne}_2^{2+}$  с электронами:



по выходным каналам процесса [2,5]. Иными словами, подойти к определению парциальных констант рекомбинации  $\alpha_j$ . Для целей данной работы важным выводом экспериментов [2,5] является заключение о четкой границе, разделяющей возбужденные состояния атома

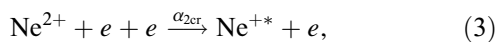
неона на две группы. Доступными для заселения вследствие диссоциативной рекомбинации оказываются уровни атома неона, расположенные в шкале энергий ниже уровня  $3p_5$  (в обозначениях Пашена), т.е.  $3p_3$ ,  $3p_6-3p_{10}$  конфигурации  $2p^5 4p$ , а также уровни конфигураций  $2p^5 3d$  и  $2p^5 3p$ . В то же время заселение более высоких уровней обусловлено ударно-радиационной рекомбинацией (CRR) ионов  $\text{Ne}^+$ :



( $\alpha_{1cr}$  — константа скорости процесса). Интенсивности спектральных линий, связанных с процессами (1) и (2), во-первых, имели разные зависимости от времени в послесвечении и, во-вторых, по-разному реагировали на импульсный „подогрев“ электронов высокочастотным (HF) полем индукционного разряда [2] или продольным электрическим полем несамостоятельного разряда однонаправленного тока [5]. Следует подчеркнуть, что наличие упомянутой границы характерно только для распадающейся плазмы при температуре электронов, близкой к комнатной. В послесвечении с „подогревом“ электронов диссоциативная рекомбинация может являться источником высоковозбужденных атомов [6].

При давлениях неона  $P_{\text{Ne}} \leq 1$  Торг проявилось еще одно свойство DBD используемой конфигурации [2]: в спектре послесвечения появлялись и увеличивались

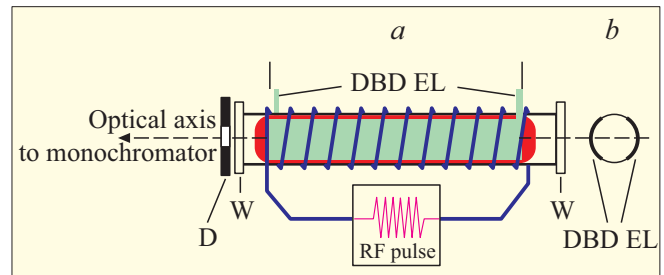
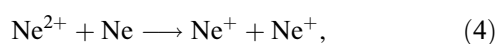
по интенсивности с уменьшением давления неона спектральные линии переходов между возбужденными уровнями иона  $Ne^{+*}$ . Заметим, что речь идет о плазме с плотностью электронов менее  $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  [2]. Эти переходы составили третью группу линий, отличающуюся значительно более быстрым спадом в послесвечении по сравнению с упомянутыми выше и реакцией на подогрев электронов еще более выраженной, чем у линий атома неона, связанных с процессом (2). Последнее обстоятельство вместе со спектральным составом этого „нового“ излучения позволило предположить, что его источником является ударно-радиационная рекомбинация двукратно заряженных ( $Z = 2$ ) ионов  $Ne^{2+}$ :



развивающаяся в послесвечении разряда низкого давления на фоне процессов (1) и (2). Моделирование послесвечения с участием этого процесса и составило задачу данной работы.

Ударно-радиационная рекомбинация играет ключевую роль в ионизационном балансе низкотемпературной плазмы. Ее исследованию, начиная с 1924 г. [7], посвящено большое количество работ, содержащих результаты численных расчетов [8] и теоретические модели как чисто столкновительной кинетики возбужденных атомов [9–11], так и с учетом радиационных переходов [8, 12–14]. Сравнение с экспериментальными данными по рекомбинации однозарядных ионов  $Z = 1$  [11–13] показывает, что имеющихся представлений о процессе достаточно для понимания кинетики заряженных частиц плазмы с этими ионами. Послесвечение, связанное с процессом (2), в настоящей работе анализируется в плазме с температурой и плотностью электронов менее 1000 К и  $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  соответственно. Этим условиям отвечает промежуточная модель CRR: константа скорости процесса определяется столкновительной кинетикой высоковозбужденных атомов, в то время как в пространстве уровней с небольшими главными квантовыми числами рекомбинационный поток переносится в основном излучением.

Несколько иначе ситуация представляется при обращении к процессу с участием ионов с  $Z > 1$ , хотя механизмы процессов идентичны, а их коэффициенты рекомбинации, согласно расчетам [8] и теории [10], отличаются только множителем, пропорциональным заряду  $Z$  (по [10] —  $Z^3$ ). Однако их присутствие в плазме может не только изменить спектральный состав излучения, но и непростым образом повлиять на ход деионизации. Во-первых, они обладают иной подвижностью, что отражается на коэффициенте амбиполярной диффузии электронов, и во-вторых, их „время жизни“ в плазме зависит также и от эффективности процесса передачи заряда при столкновениях с атомами. Например, в случае неона это процесс

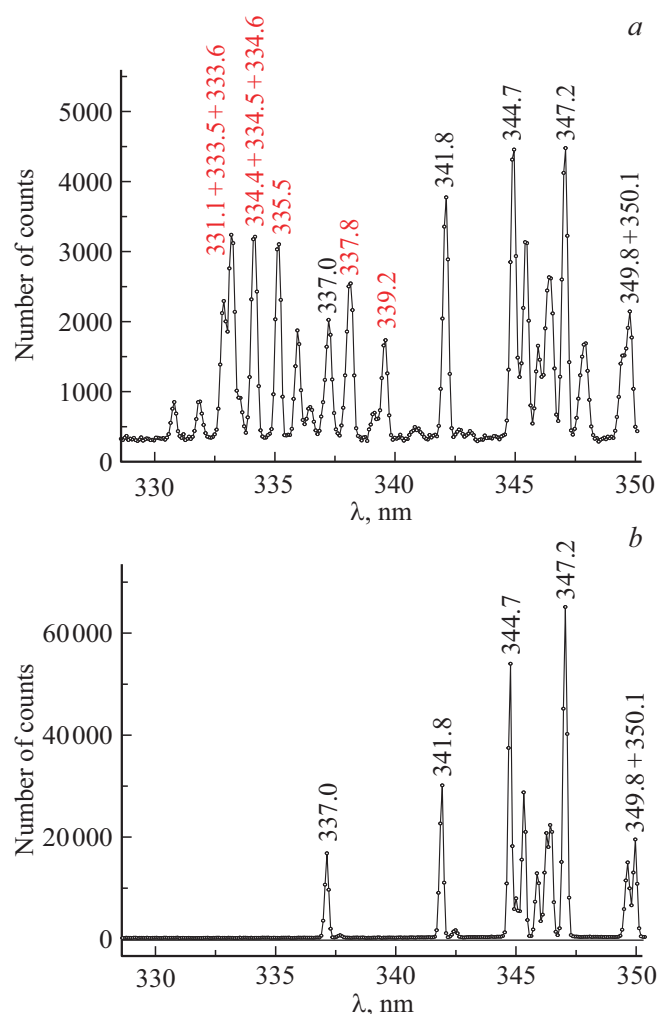


**Рис. 1.** (а) Схема совмещения барьерного разряда и импульсного HF-разряда (RF Pulse), D — диафрагма диаметром 5 мм, W — кварцевые окна. (б) Расположение электродов DBD на поверхности разрядной трубки.

константа скорости которого превышает  $10^{-14} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  [15–17], что делает скорость ухода ионов  $Ne^{2+}$  зависящей также и от плотности нейтральных частиц. Этих обстоятельств, на наш взгляд, достаточно, чтобы попытаться использовать послесвечение DBD для изучения рекомбинации ионов  $Ne^{2+}$ , тем более, что процессы (2) и (3) происходят одновременно, что допускает прямое сравнение их характеристик. Мы не обнаружили в литературе экспериментальных данных об ударно-радиационной рекомбинации ионов с зарядом  $Z > 1$ , так что, вероятно, такое исследование будет предпринято впервые. В данной работе в качестве первого шага основное внимание уделено моделированию реакции интенсивностей спектральных линий на импульсный „подогрев“ электронов в послесвечении.

## Постановка и результаты эксперимента

Плазма создавалась низкочастотным барьерным разрядом в цилиндрической стеклянной трубке (рис. 1) длиной 20 см и диаметром 3,9 см. Ток такого разряда представляет собой две полуволны противоположной полярности длительностью несколько микросекунд каждая [1] при равенстве нулю среднего значения. Каждая полуволна ионизирует газ так, что в результате создается плазма с максимумом плотности электронов, смещенным к стенке разрядной трубки. Преимущества исследования рекомбинационных процессов в послесвечении такого разряда и подробное описание эксперимента изложено в [2]. Частота разряда 80–160 Hz. Наблюдения велись вдоль оси разрядной трубки, давление неона 0.1–1 Torr. Время единичного измерения интенсивности  $J(t)$  методом многоканального счета фотонов варьировалось в зависимости от яркости линий и мощности разряда от  $\sim 5$  мин до нескольких часов. Здесь мы анализируем результаты, полученные при минимальной плотности электронов в послесвечении  $[e] \leq 4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Величина  $[e]$  оценивалась по характеру реакции населенности атомов неона в резонансных состояниях  $Ne 3s(^3P_1)$  на импульсный HF-нагрев электронов при временах



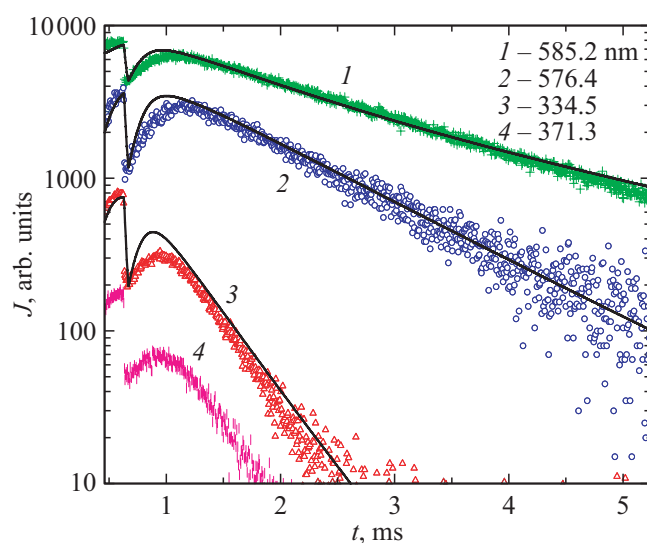
**Рис. 2.** Интегральные по времени спектры DBD (а) и импульсного HF-разряда (б). Давление неона 0.55 Торг. Отмечены наиболее сильные ионные линии.

$\approx 1.5$  ms от начала послесвечения. При всех условиях температура стенки трубки оставалась комнатной.

Для подогрева электронов в стадии распада плазмы на несколько микросекунд подавалось высокочастотное напряжение на катушку индуктивности, намотанную поверх электродов DBD на разрядную трубку. Уровень нагрева регулировался напряжением на схеме HF-разряда, так что можно было наблюдать переход от рекомбинационной ветви зависимости интенсивности спектральных линий от температуры электронов  $T_e$ , для которой характерен спад интенсивности с увеличением  $T_e$ , к ее резкому росту за счет ступенчатого возбуждения вплоть до развития импульсного самостоятельного ВЧ разряда. Последний использовался, в частности, для регистрации спектров излучения с целью их сравнения с формируемыми DBD. На рис. 2 показаны фрагменты таких спектров в ближней ультрафиолетовой области при давлении неона 0.55 Торг. Сравнительно низкое спектральное разрешение обусловлено трудностями реги-

страции слабых световых потоков и необходимостью в этой связи установки широких входной и выходной щелей монохроматора.

Рис. 3 демонстрирует характерные различия зависимостей интенсивностей линий  $J_\lambda(t)$  трех упомянутых выше групп от времени и их реакцию на импульсный нагрев электронов HF-полем. Измерения выполнены при давлении неона 0.65 Торг и плотности электронов  $[e](t_{\max}) \sim 4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  ( $t_{\max}$  — время формирования максимумов интенсивностей в послесвечении). Модельные расчеты  $J_\lambda(t)$  на рис. 3 сравниваем с суммарным излучением неразрешенных в данном эксперименте линий 334.4, 334.5, 334.6 nm — в дальнейшем  $J_{334.5}(t)$ . Аналогичным образом вели себя и другие ионные линии, например 371.3 nm, также показанная на рис. 3. Форма отклика интенсивностей на импульс HF-поля — крутой передний фронт и сравнительно медленное возвращение к значению  $J_\lambda(t)$  в послесвечении без нагрева электронов — объясняется спецификой постановки эксперимента при малых давлениях. Как видно из рис. 3, характерное время релаксации температуры электронов в этих условиях  $\tau_T \sim 400 \mu\text{s}$  сравнимо с характерным временем спада интенсивности  $J_{334.5}(t)$ , так что во избежание заметного уменьшения плотности  $[\text{Ne}^{2+}]$  в течение  $\tau_{\text{HF}}$ -импульса нагрева приходилось устанавливать его длительность так, чтобы  $\tau_{\text{HF}} \ll \tau_T$ . В качестве реперных линий, отражающих процессы (1) и (2), использовались линии 585.2 nm (переход  $3p \rightarrow 3s$ ) и 576.4 nm ( $4d \rightarrow 3p$ ). На рис. 3 также представлены результаты моделирования процессов в послесвечении, которые мы обсудим позднее, а пока лишь заметим, что близкий к экспоненциальному характер спада интенсивностей всех трех линий указывает на преобладание диф-



**Рис. 3.** Послесвечение с импульсным подогревом электронов.  $[e](t \approx 1.5 \text{ ms}) \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  $P_{\text{Ne}} = 0.65$  Торг. Для удобства числа фотоэлектронов умножены на следующие коэффициенты: 3 (585.2 nm), 5 (576.4), 0.3 (334.5), 0.15 (371.3). Сплошные кривые — модельный расчет.

фузионного ухода заряженных частиц над процессами электрон-ионной рекомбинации при плотности электронов  $[e] \leq 4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

В данной работе не обсуждается процесс диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов и связанное с ним излучение плазмы. Отметим только, что показанное на рис. 3 модельное решение для линии  $585.2 \text{ nm}$  соответствует начальному условию  $[Ne_2^+](t=0) \ll [Ne^+](t=0)$ , потому что учтенные в модели процессы образования молекулярных ионов — конверсия  $Ne^+ \rightarrow Ne_2^+$  при тройных столкновениях и парные столкновения атомов в метастабильных и резонансных состояниях (см. ниже) — при наших плотностях атомов не успевают за время DBD создать количество молекулярных ионов, заметное в ионном составе плазмы.

## Параметры модели

Для моделирования поведения интенсивностей спектральных линий использовалось численное решение в среде Mathcad системы семи дифференциальных уравнений, описывающих эволюцию во времени плотностей ионов  $Ne^+$ ,  $Ne^{2+}$  и  $Ne_2^+$ , плотностей атомов конфигурации  $2p^5 3s$  в метастабильных ( $^3P_2$  и  $^3P_0$ ) и резонансном  $^3P_1$ -состояниях и температуры электронов  $T_e(t)$ . Последний параметр является наиболее критичным ввиду сильной температурной зависимости коэффициентов  $\alpha_{1cr}$  и  $\alpha_{2cr}$ . Поэтому процессы, определяющие  $T_e(t)$  в послесвечении, рассмотрим наиболее детально.

## Температура электронов

### Упругие столкновения

Закон изменения  $T_e(t)$  в плазме за счет упругих столкновений при отсутствии источников тепла запишем следующим образом:

$$dT_e/dt = -(2m/M)v_{ea}(T_e - T_a) = -(T_e - T_a)/\tau_{ea}(T_e), \quad (5)$$

где  $m/M$  — отношение масс электрона и атома неона,  $v_{ea}$  — транспортная частота упругих столкновений,  $\tau$  — характерное время релаксации  $T_e$ ,  $T_a$  — температура атомов. Ход  $T_e(t)$  задается частотой столкновений  $v_{ea}$ , т.е. транспортным сечением упругого рассеяния и его зависимостью от энергии электрона  $\sigma_t(E_e)$ . Испробовав различные варианты представления частоты  $v_{ea}$  на основе экспериментальных или расчетных данных о сечении упругого рассеяния, выбираем следующий алгоритм, позволивший наилучшим образом описать интенсивности  $J(t)$ . Использовались результаты эксперимента [18] по исследованию изменения температуры электронов в послесвечении разряда в инертных газах. Для неона в диапазоне температуры  $450 > T_e > 300 \text{ K}$  авторы [18] нашли:  $\tau_{ea}P_{Ne} = 3.5 \cdot 10^{-4} \text{ Torr} \cdot \text{s}$ . С этим результатом, выражая частоту через сечение  $v_{ea} = N_a \sigma_t v_e$  ( $N_a$  —

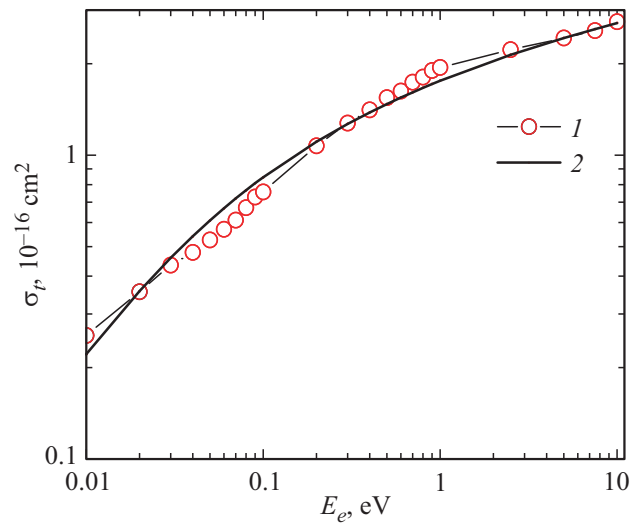


Рис. 4. 1 — транспортное сечение для электронов в неоне по расчетам [19], 2 — аналитическая аппроксимация.

плотность атомов) и учитывая, что скорость электрона  $v_e \sim (T_e)^{1/2}$ , для произвольной температуры найдем

$$1/\tau_{ea}(T_e) = (P_{Ne}/3.5 \cdot 10^{-4}) \sigma_t(3kT_e/2)/\sigma_t(0.03 \text{ eV}) \times (T_e/300)^{1/2}.$$

Сечение  $\sigma_t(E_e)$ , заимствованное из работы [19], аппроксимировалось аналитической функцией, степень соответствия которой данным [19] демонстрирует рис. 4.

Правая часть уравнения (5) была дополнена слагаемым, описывающим релаксацию энергии электронов при столкновениях с ионами. В данном случае использовалось предложенное в [20] (стр. 79) приближение для частоты передачи энергии ионам, из которого следует

$$\tau_{ei} \sim 3.15 \cdot 10^8 A T_e^{3/2}/[e] \text{ Ln} \Lambda \quad (6)$$

( $A = 20$  — атомная масса иона,  $\text{Ln} \Lambda \approx 10$  — кулоновский логарифм,  $T_e$  — в единицах eV). Как показывают модельные расчеты, электрон-ионные столкновения при давлении неона  $\sim 1 \text{ Torr}$  становятся заметными по их влиянию на ход  $J(t)$  в послесвечении. В уравнении (5) естественно складываются обратные величины времен релаксации  $1/\tau_{ei} + 1/\tau_{ea}$ .

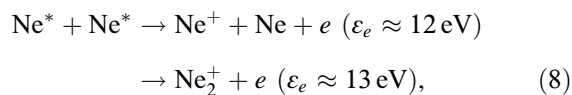
### Процессы с появлением „быстрых“ электронов

В плазме разрядов в тяжелых инертных газах суммарные населенности атомов в метастабильных и резонансных состояниях конфигураций  $np^5(n+1)s$  ( $n$  — главное квантовое число) близки к плотности электронов (в гелиевой плазме плотность атомов в метастабильном состоянии  $2^3S_1$  может на порядок величины превышать концентрацию электронов [20]). Их столкновения с электронами или друг с другом, как, например, в случае неона:



Константы скоростей основных реакций с участием ионов и атомов Ne  $2p^53s(^3P_2, ^3P_1)$ , в фигурных скобках — величины для основного состояния иона  $Ne^{2+}(^3P)$  и метастабильных состояний  $^1D$  и  $^1S$ , в круглых скобках — константа по результатам данной работы

Частица	Реакция	Константа скорости	Подвижность, $cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$ (300 K)
$Ne^+$	$Ne^+ + Ne + Ne \rightarrow Ne_2^+ + Ne$	$0.47 \cdot 10^{-31} cm^6 \cdot s^{-1}$ [40]	3.9 [42]
$Ne^{2+}$	$Ne^{2+} + Ne \rightarrow Ne^+ + Ne^+$	$9 \cdot 10^{-14}$ [16] $cm^3 \cdot s^{-1}$ ( $3.7 \cdot 10^{-14}$ )	6 [16]
$Ne^{2+} (^3P, ^1D, ^1S)$	$Ne^{2+} + Ne \rightarrow Ne^+ + Ne^+$	$\{2.1, 1.9, 2.7\} \cdot 10^{-14} cm^3 \cdot s^{-1}$ [17]	$\{7, 6.5, 8.5\}$ [41]
	$Ne^{2+} + Ne + Ne \rightarrow Ne^+ + Ne^+ + Ne$	$\{5.1, 3.5, 3.5\} \cdot 10^{-31} cm^6 \cdot s^{-1}$ [17]	
$Ne_2^+$	$Ne_2^+ + e \rightarrow Ne^* + Ne$	$1.7 \cdot 10^{-7} cm^3 \cdot s^{-1}$ ( $T_e = 300 K$ ) [44]	6.1 [42]
$Ne 2p^53s(^3P_1)$	$Ne(^3P_1) + e \rightarrow Ne(^1S_0) + e$	$2 \cdot 10^{-10} cm^3 \cdot s^{-1}$ [23]	
$Ne 2p^53s(^3P_2)$	$Ne(^3P_2) + e \rightarrow Ne(^1S_0) + e$	$2 \cdot 10^{-10} cm^3 \cdot s^{-1}$ [23]	
$Ne^* + Ne^*$	$Ne(^3P_2) + Ne(^3P_2) \rightarrow Products + e$	$3.8 \cdot 10^{-10} cm^3 \cdot s^{-1}$ [23]	
$Ne^* + Ne^*$	$Ne(^3P_2) + Ne(^3P_1) \rightarrow Products + e$	$1.3 \cdot 10^{-9} cm^3 \cdot s^{-1}$ [23]	

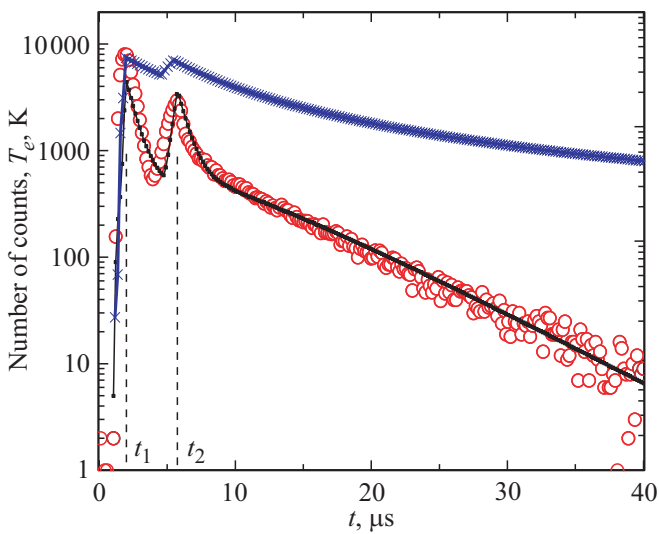


приводят к появлению „быстрых“ электронов с энергиями, намного превышающими среднюю энергию электронов послесвечения. Вследствие электрон-электронных столкновений часть их энергии передается основной группе электронов, что может заметно замедлить спад  $T_e(t)$  вследствие упругих столкновений. Константы скоростей процессов (7), (8) представлены в таблице. Алгоритм учета влияния реакций (7), (8) на температуру электронов в послесвечении неоднократно обсуждался в литературе (например, [21–24]). В нашем случае применим подход, отвечающий нелокальной кинетике электронов, так как длина их энергетической релаксации  $\lambda_e$  в условиях эксперимента намного превосходит радиус разрядной трубки:  $\lambda_e \gg R$ . В такой плазме быстрые электроны либо уходят из объема в режиме свободной диффузии и передают за счет  $e-e$ -столкновений основной группе электронов малую долю энергии  $\varepsilon_e$ , либо, если их достаточно много для формирования высокого скачка пристеночного потенциала и они оказываются частично „запертыми“ в плазме, доля  $\delta$  передаваемой энергии определяется отношением частоты  $e-e$ -столкновений к суммарной частоте передачи энергии при столкновении с частицами плазмы. Имея в виду приближенный характер этих оценок и возможное влияние обсуждаемых процессов на ход  $T_e(t)$  и соответственно на результаты моделирования при сильной температурной зависимости коэффициентов  $CRR(T_e)$ , мы провели расчеты при различных параметрах  $\delta$  от 0 до 1. Особенно критичным оказалось влияние параметра  $\delta$  на результаты моделирования эксперимента с подогревом электронов (рис. 3). Для величин  $\delta$ , превышающих 0.4, не удалось подобрать набор других параметров, определяющих  $T_e(t)$ , варьируя

их в разумных пределах, для достижения приемлемого согласия с экспериментом. На рис. 3 данные модели соответствуют  $\delta = 0.25$ .

### Другие процессы, влияющие на температуру электронов в распадающейся плазме

В послесвечении разрядов при низких давлениях наблюдается явление диффузионного „охлаждения“ электронов [23–29]. Суть явления в том, что в процессе амбиполярной диффузии на стенки контейнера плазменного образования уходят наиболее быстрые электроны, способные преодолеть амбиполярное электрическое поле и пристеночный потенциальный барьер, тормозящие их движение, унося тем самым энергию, превышающую среднюю энергию электронов. Не углубляясь в тонкости анализа [24,30] вариантов движения электронов в условиях нелокальной кинетики, для оценки эффективности диффузионного охлаждения воспользуемся оценкой [31] (стр. 206), согласно которой правую часть уравнения (5) следует дополнить слагаемым —  $\beta T_e / \tau_D$ , в котором  $\tau_D$  — время амбиполярной диффузии,  $\beta$  — коэффициент, слабо (логарифмически) зависящий от параметров плазмы и по порядку величины  $\beta \sim 10$ . Расчеты с этой оценкой не выявили заметного влияния диффузионного охлаждения на модельные кривые: смещение максимума модельных интенсивностей оказалось намного менее значительным, чем при учете электрон-ионных столкновений. Аналогичным оказался и результат учета рекомбинационного „нагрева“ электронов послесвечения: в каждом трехчастичном акте ударно-радиационной рекомбинации, начинающимся захватом электрона ионом и заканчивающимся появлением атома в основном состоянии, электронам плазмы передается энергия, равная нескольким  $kT_e$ , что нетрудно было учесть в уравнении (5).



**Рис. 5.** Интенсивность линии 692.9 nm (кружки, черная сплошная кривая — модельный расчет) и температура электронов  $T_e$  (синяя кривая, для удобства изображения умножена на 0.1) в разряде и раннем послесвечении.

Проверку адекватности описания релаксации температуры электронов мы провели следующим образом. На рис. 5 показано изменение во времени интенсивности линии 692.9 nm (переход  $2p_6 \rightarrow 1s_2$ ), начиная с включения разряда в условиях рис. 3. Выбор линии 692.9 nm обусловлен тем, что эволюция ее интенсивности не искажена поглощением излучения ввиду малости населенности нижнего резонансного уровня  $2p^53s(^1P_1)$ . Наличие и положение максимумов  $J_{692.9}(t)$  отражает характер развития DBD. На рис. 5 изображена также модельная кривая  $J(t)$ , построенная на основе решения упомянутой выше системы дифференциальных уравнений. При этом в качестве начального условия задано  $T_e(t=0) = 300$  K, а в предшествующие положения максимумов интенсивности времена  $t_1$  и  $t_2$  заданы температурные возмущения, амплитуды которых подбирались из условия наилучшего соответствия расчетной и экспериментальной кривых. Вместе с этими двумя параметрами варьировались также еще два параметра  $d$  и  $s$ , отвечающих за относительный вклад процессов прямого и ступенчатого возбуждения уровня  $2p_6$ :

$$J(t) = d f_1(t) + s f_2(t),$$

где функции  $f_1(t) = \langle \sigma_d v_e \rangle$  и  $f_2(t) = \langle \sigma_s v_e \rangle$  вычислялись интегрированием сечений прямого (из основного состояния)  $\sigma_d$  и ступенчатого  $\sigma_s$  (из метастабильного состояния  $2p^53s(^3P_2)$ ) возбуждения по функции распределения электронов, которая считалась максвелловской с температурой  $T_e(t)$ . В вычислениях использовались аналитические аппроксимации сечений, полученные в работе [32]. Из рис. 5 видно, что имеет место заметное несоответствие расчета и эксперимента в стадии разряда

и хорошее, на наш взгляд, описание в раннем послесвечении. Расхождения в максимумах интенсивности понятны, так как корректный учет прямого возбуждения требует адекватного вычисления функции распределения электронов при энергиях  $E_e \approx 20$  eV, и они не существенны для целей настоящей работы. Здесь важно, что модельный расчет дает значение  $T_e \approx 45\,000$  K по окончании разряда, которое мы использовали в качестве начального условия при анализе послесвечения.

Отметим, что для ионных линий характерен значительно более глубокий, чем показанный на рис. 5, „провал“ интенсивностей при времени в послесвечении  $t_1 < t < t_2$  ([2], Fig. 6). Очевидно, это отражает существенно более сильную температурную зависимость скорости возбуждения ионных уровней электронным ударом в разряде и ранней стадии послесвечения.

## Амбиполярная диффузия

Наличие нескольких сортов ионов в плазме усложняет описание амбиполярного ухода заряженных частиц. Вслед за [33] к решению этой задачи в приложениях к различным типам плазменных объектов обращались авторы многих исследований [34–37]. Искомое решение должно давать скорости амбиполярной диффузии ионов с различными подвижностями и электронов, зависящие от времени в соответствии с изменением ионного состава и температуры электронов так, чтобы выполнялось условие квазинейтральности плазмы. Строгий подход требует обращения к системе дифференциальных уравнений в частных производных с заданием начальных пространственных распределений заряженных частиц. Такими данными мы не располагаем, поэтому, как это принято в большинстве цитированных выше исследований, будем предполагать радиальные распределения плотностей  $Ne^+(r)$ ,  $Ne^{2+}(r)$  и  $[e(r)]$  диффузионными и пренебрежем молекулярными ионами, что допустимо при давлениях менее 1 Torr [2]. В качестве обоснования возможности реализации подобной ситуации в наших условиях сошлемся на тот факт, что анализировать послесвечение будем с задержкой по времени от его начала не менее, чем  $\tau_D$ , в надежде на работу высших диффузионных мод. Воспользуемся результатами [16,33] для распадающейся плазмы с двумя типами ионов, которые представлены следующими соотношениями для коэффициентов амбиполярной диффузии ионов  $Ne^+$  и  $Ne^{2+}$ :

$$D_{a,1} \approx D_1(1 + T_e/T_a), \quad D_{a,2} \approx D_2(1 + 2T_e/T_a).$$

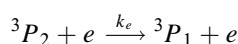
Коэффициенты диффузии  $D_1$  и  $D_2$  связаны с подвижностями ионов соотношениями Эйнштейна (предполагаем максвелловское распределение электронов)  $\mu_1/D_1 = (1/2)\mu_2/D_2 = e/kT_a$ , если температуры ионов одинаковы и равны температуре газа  $T_a$ . Данные о подвижностях ионов представлены в таблице. Заметим,

что для численного решения задачи нет необходимости дополнять систему уравнений уравнением для плотности электронов. Для выполнения условия квазинейтральности достаточно в качестве  $[e](t)$  подставить  $[\text{Ne}^+](t) + 2[\text{Ne}^{2+}](t)$ , и таким же образом находить решение для  $[e](t)$ .

Относительная плотность молекулярных ионов  $[\text{Ne}_2^+]/[e]$  по нашим оценкам в послесвечении составляет не более 1–2%, так что их роль в формировании амбиполярных потоков незначительна. Тем не менее связанное с ними излучение (рис. 3) сравнительно легко регистрируется, что объясняется двумя обстоятельствами. Во-первых, коэффициент диссоциативной рекомбинации ионов  $\text{Ne}_2^+$  по крайней мере на 2 порядка при имевших место плотностях  $[e]$  превышает коэффициент  $\alpha_{1\text{cr}}$ , и во-вторых, упомянутым выше свойством селективности процесса.

### Плотности атомов конфигурации $2p^53s$

Населенности этой группы атомов измерялись по методу поглощения с использованием в качестве дополнительного источника излучения разрядной трубки диаметром 2 см, наполненной неоном при давлении 2 Торг и расположенной поперек оптической оси. Детали измерений и расчетов изложены в [5]. Нам не удалось надежно зарегистрировать поглощение на переходах в состояние  $^1P_1$ , оказавшееся менее 1% (измерения проводились в основном на линии 585.2 нм), поэтому можем лишь указать оценку населенности  $[^1P_1]$  ( $1s_2$  в обозначениях Пашена) — менее  $10^9 \text{ см}^{-3}$ , в то время как суммарная населенность  $[^3P_0] + [^3P_1] + [^3P_2]$  в начале послесвечения при всех условиях была близка к плотности электронов. Мы не приводим подробности описания кинетики населенностей уровней  $2p^53s$ . Отметим только, что имеющихся в литературе данных об элементарных процессах с участием атомов этой конфигурации оказалось достаточно для достижения хорошего соответствия экспериментальных данных и модельных расчетов. Единственный параметр, который приходилось подбирать из условия наилучшего согласия с экспериментом, — вероятность выхода резонансного излучения на переходе в основное состояние  $^3P_1 \rightarrow ^1S_0 + h\nu$ . Подобный прием был применен нами в работе [38], результаты которой по измерению константы скорости  $k_e(T_e)$  электронно-стимулированных переходов



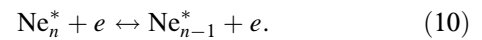
мы использовали в данной работе для оценки плотности электронов в послесвечении с импульсным подогревом электронов.

### Температурные зависимости интенсивностей спектральных линий и констант скоростей ударно-радиационной рекомбинации

В модельных вычислениях, результаты которых приведены на рис. 3, полагаем, что температурные зависимости интенсивностей линий 576.4 и 334.5 нм тождественны зависимостям коэффициентов рекомбинации  $\alpha_{1\text{cr}}(T_e)$  и  $\alpha_{2\text{cr}}(T_e)$  соответственно. Это требует обоснования, поскольку населенности возбужденных атомов распадающейся с участием обсуждаемых процессов плазмы существенно по-разному отслеживают ее параметры в зависимости от энергии связи возбужденного электрона  $\epsilon_n$  ( $n$  — главное квантовое число). Высоковозбужденные состояния атома в плазме с достаточно высокой плотностью электронов находятся в равновесии со свободными электронами, так что их населенности (и соответственно температурные зависимости излучаемых ими линий) описываются формулой Саха:

$$N_n \sim \exp(\epsilon_n/kT_e)/(T_e)^{3/2}. \quad (9)$$

Это означает, что в их кинетике радиационные процессы не играют роли, а поток рекомбинации переносится „вниз“ по энергии возбуждения в последовательных столкновительных переходах:



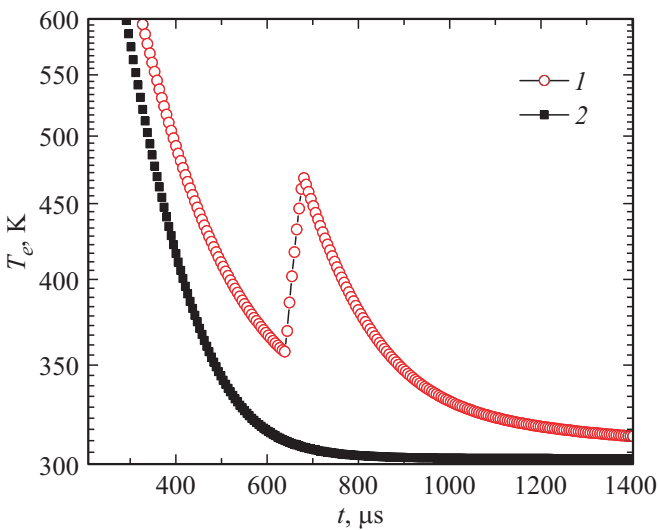
С уменьшением энергии возбуждения (увеличением  $\epsilon_n$ ) ситуация меняется вследствие двух факторов: уменьшения вероятностей электронно-стимулированных переходов (10) между уровнями и увеличением вероятностей  $A_n$  их излучательного опустошения (для водородоподобных уровней  $A_n \sim n^{-4.5}$  [39]). Начиная с некоторых  $\epsilon_{ns}$ , радиационные переходы становятся преобладающими, и уже они в основном переносят поток рекомбинации. Интенсивности спектральных линий этих переходов поэтому пропорциональны потоку рекомбинации. В случае линии 576.4 нм

$$J_{576.4} \sim \alpha_{1\text{cr}}(T_e)[e][\text{Ne}^+]. \quad (11)$$

Для оценки  $\epsilon_{ns}$  воспользуемся результатами [11], согласно которым применительно к нашим условиям  $\epsilon_{ns} \geq 5kT_e$ . Экспериментальные данные сравниваем с модельными при временах, начиная непосредственно перед максимумом интенсивностей, когда температура электронов по модельным расчетам  $T_e(t) < 0.1 \text{ eV}$ . Энергия связи уровня  $4d$ , с которого исходит линия 576.4 нм,  $\epsilon_{ns} = 0.86 \text{ eV}$ , что оправдывает соотношение (11).

В качестве коэффициента рекомбинации ионов  $\text{Ne}^+$  используем аппроксимацию, предложенную авторами [14]:

$$\alpha_{1\text{cr}} = 1.55 \cdot 10^{-10} T_e^{-0.63} + 6.0 \cdot 10^{-9} T_e^{-2.18} [e]^{0.37} + 3.8 \cdot 10^{-9} T_e^{-4.5} [e]. \quad (12)$$



**Рис. 6.** Температура электронов  $T_e$  в послесвечении: 1 — импульсный HF-подогрев электронов в расчете с коэффициентом  $\delta = 0.25$ , 2 — без подогрева и без учета передачи энергии от быстрых электронов.

Здесь  $T_e$  — температура электронов в кельвинах,  $[e]$  — плотность в  $cm^{-3}$ ,  $\alpha_{1cr}$  — коэффициент рекомбинации в  $cm^3/s$ . Первое слагаемое в (12) — вклад радиационной рекомбинации, второе — результат сложной конкуренции столкновительных и излучательных процессов, третий — коэффициент рекомбинации в столкновительной плазме. Последний практически совпадает с вычисленным в [10] для  $Z = 1$ .

Что касается иона  $Ne^{2+}$ , то мы не располагаем информацией, подобной изложенной выше в отношении рекомбинации ионов  $Ne^+$ . Единственное, что представляется достаточно очевидным, это значительно более сильное влияние взаимодействия  $Ne^{+*}$  с электронами плазмы в формировании рекомбинационного потока по системе высоковозбужденных уровней иона, вследствие чего, согласно [10],  $\alpha_{Zcr} \sim Z^3$ . Опираясь на это соображение, сравнение экспериментальных интенсивностей  $J_{334.5}(t)$  с модельными вычислениями мы начали с коэффициентом рекомбинации ионов  $[Ne^{2+}]$  в виде

$$\alpha_{2cr} = Z^3 \cdot 3.8 \cdot 10^{-9} T_e^{-4.5} [e], \quad (13)$$

а интенсивность линии 334.5 nm представили как

$$J_{334.5}(t) \sim \alpha_{2cr}(T_e)[e][Ne^{2+}]. \quad (14)$$

В таблице указаны основные, критичные для результатов моделирования частицы, реакции и их характеристики.

### Сопоставление модели с экспериментальными данными

Обработку результатов эксперимента, показанных на рис. 3, мы провели следующим образом. В качестве первого шага использовали данные рис. 3, 5 для контроля

степени корректности расчета температуры  $T_e(t)$  послесвечения. Наилучшее описание эксперимента достигнуто при несколько измененном по сравнению с заложенным в модель значением времени  $\tau_{ea} = 5.4 \cdot 10^{-4}$  s (при  $P_{Ne} = 0.65$  Torr), а именно  $\tau_{ea} = 6.3 \cdot 10^{-4}$  s. Рисунок 6 показывает результаты расчета  $T_e(t)$  в эксперименте с импульсным нагревом электронов, а также влияние процессов (7), (8) с участием долгоживущих возбужденных атомов, которые были учтены при вычислении интенсивностей  $J_{Mod}(t)$ .

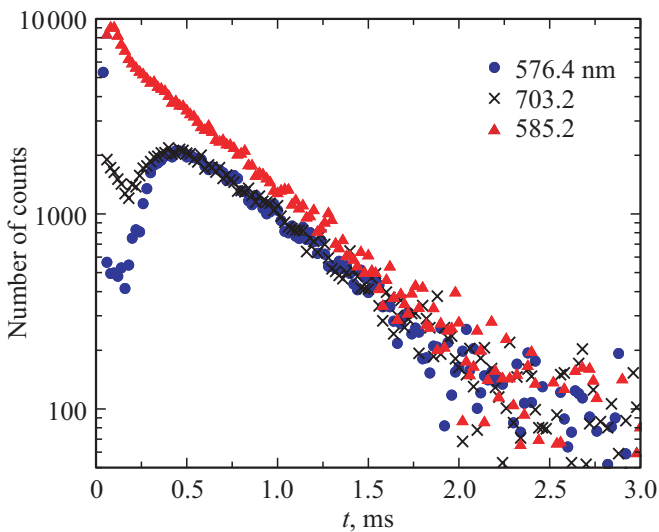
Как уже отмечалось, характер изменения интенсивностей  $J_{Exp}(t)$  атомных и ионных линий в этих условиях позволяет допустить преобладание амбиполярной диффузии в балансе числа заряженных частиц. Для сопоставления расчетных и экспериментальных кривых необходимы данные об относительной плотности ионов  $[Ne^+]/[Ne^{2+}]$ , которыми мы не располагаем. Однако, как показали расчеты, ход  $J_{Mod}(t)$  линий 576.4 и 334.5 nm заметно реагирует на изменение относительной плотности ионов, что позволило оценить (с точностью до полутора раз) оптимальное для рис. 3 отношение плотностей  $[Ne^+]/[Ne^{2+}](t=0) \sim 3$ . Далее подбором параметров модели кривые  $J_{Mod}(t)$  совмещались с  $J_{Exp}(t)$  до наилучшего совпадения в среднем по времени. При этом мы учитывали, что сумма  $([Ne^+] + 2[Ne^{2+}])(t = 1.5$  ms) должна быть близка к оценочной плотности электронов  $[e] \sim 4 \cdot 10^{10} cm^{-3}$ . В результате таких процедур были найдены несколько наборов констант скоростей процессов, отвечающих вводимым в модель наиболее критичным в данной задаче параметрам, ответственным за температуру электронов в послесвечении — времени  $\tau_{ea}$  и коэффициенту  $\delta$  передачи энергии от быстрых электронов. Наиболее существенные для целей настоящей работы выводы, полученные в результате сопоставления  $J_{Exp}(t)$  и  $J_{Mod}(t)$ , заключаются в следующем.

а) Небольшие вариации  $\tau_{ea}$  (несколько процентов) и  $\delta$  (несколько десятков процентов) могли быть скомпенсированы в целях соответствия  $J_{Exp}(t)$  и  $J_{Mod}(t)$  подбором других параметров задачи в пределах их отклонения от литературных данных 10–15%.

б) Некоторые параметры задачи во всех наборах оказались заметно отличающимися от первоначально использованных литературных данных — это упомянутое выше время  $\tau_{ea}$  и константа скорости процесса (4). У нас нет оснований предполагать участие в формировании послесвечения линии 334.5 nm ионов  $Ne^{2+}$  в различных состояниях конфигурации  $2s^2 2p^4$  (таблица), поэтому все полученные данные относим к одному иону. В качестве такового, по-видимому, логично рассматривать основное состояние  $Ne^{2+}(^3P)$ . Константы скорости реакции (4), как следует из таблицы, по результатам [16,17] заметно расходятся. Наши данные наилучшим образом согласуются со значением  $\sim 3.7 \cdot 10^{-14} cm^3/s$ .

в) Никакие вариации параметров задачи не смогли устранить несоответствие  $J_{Exp}(t)$  и  $J_{Mod}(t)$  непосредственно после импульса нагрева электронов. Очевид-





**Рис. 7.** Послесвечение DBD при  $P_{\text{Ne}} = 0.1$  Torr.  $t = 0$  соответствует началу разряда.

но, в рассматриваемой модели не удастся корректно учесть разрушение ионов  $\text{Ne}^{2+}$  при нагреве электронов. В меньшей степени, как следует из рис. 3, это относится и к  $\text{Ne}^+$ . Напомним, что коэффициент  $\alpha_{1\text{cr}}$  в виде (12) заимствован из теории [14], в которой, как и в других подобных работах, анализ потока рекомбинации основан на вычислениях скоростей столкновительных переходов (10) между водородоподобными уровнями атома. Поскольку формирование потока происходит преимущественно в области больших квантовых чисел, результаты распространяются и на тяжелые ионы. Учет реальной структуры возбужденных уровней может внести заметные изменения в вычисляемые скорости рекомбинации, особенно для повышенных температур электронов [43]. С другой стороны, пропорциональность интенсивностей спектральных линий потокам рекомбинации (12) также основана на приближенных оценках, а что касается (13), то таковые и вовсе отсутствуют. Заметим, что увеличение вклада второго слагаемого в формуле (12) в модели заметно сглаживало упомянутое выше расхождение на линии 576.4 nm (и на линии 585.2 nm вследствие заметного вклада рекомбинации (2) в заселение уровней  $3p$ ).

г) Еще одно неустраняемое разночтение — предпочтительность увеличения в модели коэффициента рекомбинации (13) — множителя  $Z^R$ . Согласно расчетам [8], коэффициент  $R$  в зависимости от плотности и температуры электронов может принимать значения от  $R = 4$  до отрицательных величин при высоких  $T_e$ . Насколько нам известно, последнее пока не имеет экспериментального подтверждения. Наше утверждение следует понимать скорее как необходимость более детального исследования механизма CRR многозарядных ионов, в том числе в широком диапазоне изменения плотности

электронов. Это и составит задачу наших следующих экспериментов.

В завершение отметим важное свойство послесвечения с атомными и молекулярными ионами при малых плотностях неона. На рис. 7 показаны интенсивности линий с поправкой на спектральную чувствительность схемы регистрации излучения при самом низком в эксперименте давлении  $P_{\text{Ne}} = 0.1$  Torr. Видно, что, за исключением особенностей ранней стадии, интенсивности ведут себя одинаково и тождественно линии 576.4 nm, связанной с ионами  $[\text{Ne}^+]$ , и практически одинаковы по числу фотонов. Качественное различие раннего послесвечения линий 585.2 nm (верхний уровень  $2p_1$ ) и 703.2 nm ( $2p_{10}$ ) свидетельствует о различии механизмов возбуждения, но их обсуждение выходит за рамки данной работы.

## Выводы

Спектроскопически исследовано послесвечение низкочастотного барьерного разряда цилиндрической геометрии в неоне при давлении менее 1 Torr и плотности электронов  $[e] \leq 4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . На основе модели послесвечения, содержащей элементарные процессы с участием электронов, атомных и молекулярных ионов и долгоживущих возбужденных атомов в резонансных и метастабильных состояниях, интерпретированы результаты эксперимента, указывающего на формирование в плазме послесвечения трех групп возбужденных частиц, образование которых обусловлено конкуренцией процессов рекомбинации с участием молекулярных ( $\text{Ne}_2^+$ ) и атомных ( $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Ne}^{2+}$ ) ионов. Излучаемые ими спектральные линии отчетливо различаются по зависимостям интенсивностей от времени и характеру отклика на импульсное возмущение электронной температуры в послесвечении высокочастотным электрическим полем. Сравнение модельных и измеренных зависимостей интенсивностей  $J(t, T_e)$  ионных линий, впервые зарегистрированных в распадающейся плазме, указывает на недостаточность имеющихся сведений об ударно-радиационной рекомбинации двухзарядных ионов и необходимость детального исследования этого процесса.

Результаты данной работы вместе с предшествующими экспериментами с барьерным разрядом использованной конфигурации показывают перспективность этого способа создания плазмы для исследования элементарных процессов в широком диапазоне плотностей газа, достигающем четырех порядков величины без изменения его геометрии и схемы питания.

## Конфликт интересов

Конфликт интересов отсутствует.

## Список литературы

- [1] Иванов В.А. // Опт. и спектр. 2019. Т. 126. № 3. С. 247; Ivanov V.A. // Opt. Spectrosc. 2019. V. 126. N 3. P. 167. doi 10.21883/OS.2019.03.47361.185-18
- [2] Ivanov V.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 045022. doi org/10.1088/1361-6595/ab7f4c
- [3] Golubovskii Yu.B., Maiorov V.A., Behnke J., Behnke J.F. // J. Phys. D. 2003. V. 36. P. 39. stacks.iop.org/JPhysD/36/39
- [4] Ivković S.S., Obradović B.M., Kuraica M.M. // J. Phys. D. 2012. V. 45. 275204. doi 10.1088/0022-3727/45/27/275204
- [5] Гордеев С.В., Иванов В.А., Скобло Ю.Э. // Опт. и спектр. 2019. Т. 127. № 3. С. 247. doi 10.21883/OS.2019.09.48190.106-19; Gordeev S.V., Ivanov V.A., Skoblo Yu.E. // Opt. Spectrosc. 2019. V. 127. N 3. P. 418.
- [6] Иванов В.А. // УФН. 1992. Т. 162. № 1. С. 35. doi 10.3367/UFNr.0162.199201b.0035; Ivanov V.A. // Sov. Phys. Usp. 1992. V. 35. N 1. P. 17. doi 10.1070/PU1992v035n01ABEH002192
- [7] Thomson J.J. // Phil. Mag. 1924. V. 47. P. 337. doi org/10.1080/14786442408634372
- [8] Bates D.R., Kingston A.E., McWhirter R.W.P. // Proc. Roy. Soc. (London). 1962. V. A267. P. 297. <https://www.jstor.org/stable/2414257>
- [9] Makin B., Keck J.C. // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 11. N 6. P. 281.
- [10] Gurevich A.V., Pitaevskii L.P. // Sov. Phys. JETP. 1964. V. 19. N 4. P. 870.
- [11] Mansbach P., Keck J. // Phys. Rev. 1969. V. 181. N 1. P. 275.
- [12] Hinnov E., Hirschberg J.G. // Phys. Rev. 1962. V. 125. N 3. P. 795.
- [13] Johnson L.C., Hinnov E. // JQSRT. 1973. V. 13. P. 333.
- [14] Stevefelt J., Boulmer J., Delpech J-F. // Phys. Rev. A. 1975. V. 12. N 4. P. 1246.
- [15] Hertel G.R., Koski W.S. // J. Chem. Phys. 1964. V. 40. P. 3452.
- [16] de Hoog F.J., Oskam H.J. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. P. 3496.
- [17] Johnsen R., Biondi M.A. // Phys. Rev. A. 1978. V. 18. N 3. P. 996.
- [18] Dean A.G., Smith D., Adams N.G. // J. Phys. B. 1974. V. 7. N 5. P. 644. doi org/10.1088/0022-3700/7/5/016
- [19] Adibzadeh M., Theodosiou C.E. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 2005. V. 91. P. 8. doi 10.1016/j.adt.2005.07.004
- [20] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Издательский Дом „Интеллект“, 2009. 736 с.
- [21] Deloche R., Monchicourt P., Cheret M., Lambert F. // Phys. Rev. A. 1976. V. 13. N 3. P. 1140.
- [22] Wells W.E., Monchicourt P., Deloche R., Berlande J. // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. N 1. P. 381.
- [23] Trunec D., Španěl P., Smith D. // Contrib. Plasma Phys. 1994. V. 34. N 1. P. 69.
- [24] Kolokolov N.B., Kudryavtsev A.A., Dlagoev N. A. // Phys. Scr. 1994. V. 50. P. 371.
- [25] Biondi M.A. // Phys. Rev. 1954. V. 93. N 6. P. 1136.
- [26] Smith D., Dean A.G., Adams N.G. // Z. Physik. 1972. V. 253. P. 191.
- [27] Bhattacharya A.K., Ingold J.H. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 4. P. 1535. doi org/10.1063/1.1661357
- [28] Robson R.E. // Phys. Rev. A. 1976. V. 13. N 4. P. 1536.
- [29] Robson R.E. // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. N 1. P. 848.
- [30] Arslanbekov R.R., Kudryavtsev A.A., Tsendin L.D. // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. P. 016401.
- [31] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
- [32] Baghel S.S., Gupta S., Gangwar R.K., Srivastava R. // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 115010. doi org/10.1088/1361-6595/ab4684
- [33] Oskam H.J. // Phillips Research Reports. 1958. V. 13. P. 352.
- [34] Thompson J.B. // Proc. Phys. Soc. 1959. V. 73. P. 818. doi org/10.1088/0370-1328/73/5/416
- [35] Maccallum C.J. // Plasma Physics. 1970. V. 12. P. 143. doi org/10.1088/0032-1028/12/3/001
- [36] Rogoff G.L. // J. Phys. D. 1985. V. 18. P. 1533. doi org/10.1088/0022-3727/18/8/018
- [37] Lichtenberg A.J., Vahedi V., Lieberman M.A., Rognlien T. // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. N 5. P. 2339. doi org/10.1063/1.356252
- [38] Ivanov V.A. // J. Phys. B. 1998. V. 31. P. 1765.
- [39] Bethe H.A., Salpeter E.E. Quantum Mechanism of One- and Two-Electron Atoms. N.Y.: Academic Press, 1957. 375 p.
- [40] Dielis J.W.H., de Hoog F.J., Schram D.C. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 5708. doi org/10.1063/1.327578
- [41] Johnsen R., Biondi M.A. // Phys. Rev. A. 1978. V. 18. N 3. P. 989.
- [42] Courville G.E., Biondi M.A. // J. Chem. Phys. 1962. V. 37. N 3. P. 616.
- [43] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 378 с.
- [44] Frommhold L., Biondi M.A., Mehr F.J. // Phys. Rev. 1968. V. 165. N 1. P. 44.