

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИОННЫХ ЛИНИЙ В ПЛАЗМЕ НИЗКОЧАСТОТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА В НЕОНЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

В. А. Иванов*

*Санкт-Петербургский государственный университет
198504, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 18 января 2025 г.,
после переработки 9 февраля 2025 г.
Принята к публикации 9 февраля 2025 г.

Представлены данные, характеризующие относительные интенсивности наиболее ярких ионных линий на разных стадиях эволюции плазмы низковольтного низкочастотного барьерного разряда в неоне. В отличие от атомных линий, демонстрирующих отчетливое разделение во времени известных механизмов заселения — от прямого возбуждения электронным ударом в активной стадии (разряде) к ступенчатому и, по мере «остывания» электронов, рекомбинационному с участием атомных и молекулярных ионов, кинетика ионных линий не содержит стадии ступенчатого заселения. Результаты эксперимента показывают одинаковое для всех ионных линий рекомбинационное послесвечение, тогда как предшествующая развитию этого процесса стадия может происходить принципиально по-разному для различных уровней иона. Некоторые из них сохраняют в течение длительного времени высокие населенности, указывающие на проявление впервые наблюдаемого процесса с участием только тяжелых частиц и сравнимого по эффективности с ударно-радиационной рекомбинацией двухзарядных ионов с электронами. Эти результаты вместе с интегральным по времени спектром излучения плазмы в области 300–400 нм, наиболее плотно заполненной ионными линиями, дают детальное описание оптических свойств плазмы барьерного разряда низкого давления, формируемых переходами между возбужденными состояниями иона Ne^{+} .

DOI: 10.31857/S0044451025060161

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование излучения на переходах между возбужденными состояниями одно- и многозарядных ионов в практике спектроскопии связано преимущественно с решением задач астрофизики по определению состава звездообразующих объектов [1, 2]. В таких работах основное внимание авторы уделяли процессам фото- и диэлектронной рекомбинации как основным механизмам заселения возбужденных состояний ионов в типичных для плазмы условиях невысоких (плотность электронов n_e менее 10^6 см^{-3}) степеней ионизации. Целью экспериментов с газоразрядной плазмой было, в основном, формирование банка данных о ионных спектрах, обнаружение новых линий и уточнение длин волн известных линий [3]. В лабораторных исследова-

ниях использовались различные способы создания плазмы — пучки электронов [4], высоковольтный разряд [5], техника beam-foil [6]; для изучения плазмы с ионами невысокой кратности ионизации в большинстве экспериментов, результаты которых составили основу данных NIST [7], использовался разряд с полым катодом [3]. В области вакуумного ультрафиолета удобным источником излучения оказался также пеннинговский разряд [8, 9].

В приложении к физике плазмы анализ излучения ионов может использоваться для решения задач диагностики. Так, в работе [10] авторы успешно оценили среднюю энергию электронов в неравновесной сильноионизованной гелиевой плазме на основе сравнения интенсивностей атомной и ионной линий гелия.

Следует подчеркнуть, что во всех цитированных выше работах ионное излучение исследовалось в активной фазе эксперимента, т. е. в стадии создания возбужденных ионов пучком электронов или высокоэнергетичными электронами разряда при вы-

* E-mail: v.a.ivanov@spbu.ru

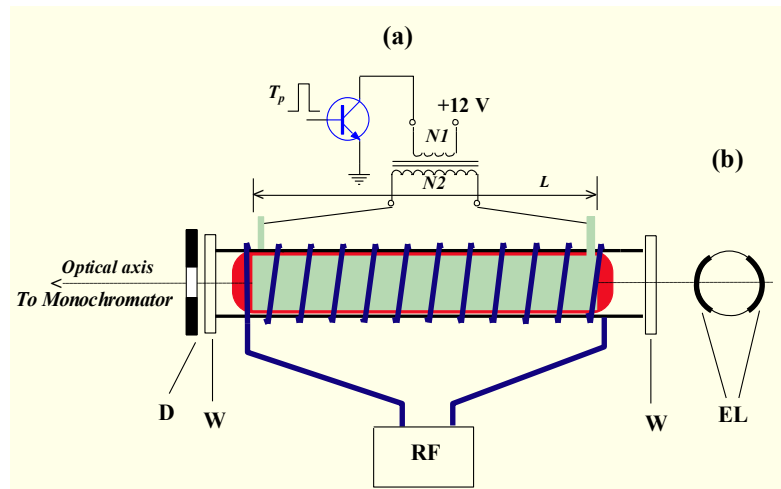


Рис. 1. *a* — Схема совмещения барьерного и импульсного высокочастотного (RF) разрядов. *D* — диафрагма диаметром 5 мм, длина электродов $L = 20$ см, *W* — кварцевые окна. *b* — Расположение электродов DBD на поверхности разрядной трубки. (Рисунок из [20])

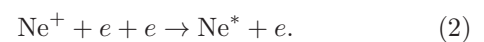
сокой температуре электронного газа. Альтернативные процессы образования возбужденных ионов в стадии распада плазмы (послесвечения) до последнего времени оставались за пределами внимания экспериментаторов. Один из таких процессов — ударно-радиационная рекомбинация ионов с электронами. В плазме с однократно ионизованными атомами этот процесс детально исследован, начиная с численного решения задачи [11] и теории [12], представившей аналитическое выражение для коэффициента рекомбинации в плазме с чисто столкновительной кинетикой возбужденных состояний, впоследствии дополненной [13, 14] учетом радиационных переходов. Теория [12] предсказывает два важных для физики плазмы обстоятельства: зависимость коэффициента ударно-радиационной рекомбинации $\alpha_{cr} \sim Z^3$ от заряда иона Z и отсутствие таковой от состава плазмы. Последнее обусловлено тем, что рекомбинационный поток в модели [12] формируется в области высоковозбужденных, т. е. водородоподобных, состояний. Отметим, что коэффициент α_{cr} по этой модели при температуре электронов $T_e \approx 300$ К уже при плотности $[e] \geq 10^{11}$ см $^{-3}$ близок к вычисляемому по предложенной в [14] аналитической аппроксимации коэффициента рекомбинации для плазмы с однократными ионами в широком диапазоне плотностей $[e]$, в том числе и малых с преимущественной ролью фоторекомбинации в кинетике заряженных частиц.

Впервые ударно-радиационная рекомбинация двукратных ионов наблюдалась в спектроскопическом исследовании [15] плазмы, создаваемой

протяженным низкочастотным барьерным разрядом (DBD) в неоне пониженного (доли — единицы Торр) давления. Результаты этой и последующих работ [16, 17] показали, что процесс



создает при плотности $[e] \approx 10^{11}$ см $^{-3}$ такой поток заселения возбужденных состояний иона Ne^+ , что в раннем послесвечении в области ближнего ультрафиолета он оказывается сопоставимым с формируемым однократными ионами:



В [16, 17] на основе сравнительного анализа интенсивностей $J(t)$ атомных и ионных линий и их реакции на импульсный «подогрев» электронов в стадии рекомбинационного послесвечения получена оценка константы α_{cr} двукратного иона (1), указывающая на значительно более высокие скорости ударно-радиационной рекомбинации, чем предписывает зависимость $\alpha_{cr} \sim Z^3$.

В данной работе мы впервые представляем полный спектр плазмы с ионами Ne^{++} в области ближнего ультрафиолета и обсуждаем временные характеристики наиболее интенсивных ионных линий. Основное внимание уделено анализу результатов экспериментов, свидетельствующих о проявлении нового механизма заселения ионных уровней, конкурирующего в послесвечении с ударно-радиационной рекомбинацией (1).

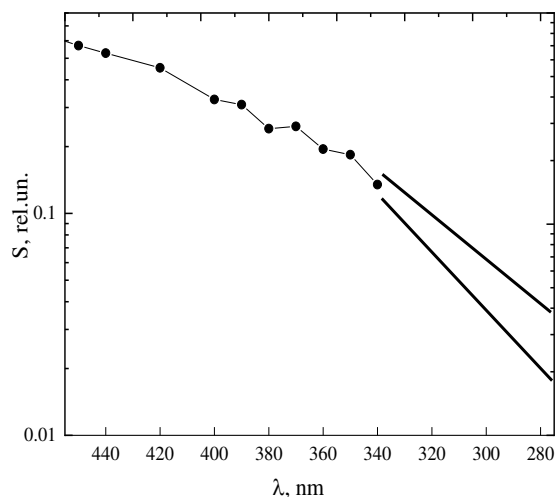


Рис. 2. Относительная чувствительность схемы регистрации излучения. Максимум $S(\lambda) = 1$ соответствует длине волны $\lambda \approx 550$ нм

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве источника излучения мы вслед за работами [15–18] обратились к низкочастотному (40–1500 Гц) барьерному разряду (рис. 1), оказавшемуся весьма удобным для создания и исследования плазмы сложного ионного состава. Его важной особенностью является простота реализации в сочетании с возможностью практически неограниченного изменения амплитуды импульсного напряжения на электродах, что позволяет создавать протяженную плазму различной плотности в широком диапазоне давлений газа. В схеме, представленной на рис. 1, закрывание транзистора прекращает линейный рост тока $i(t)$ первичной обмотки трансформатора и вызывает его убывание с высокой производной di/dt , создающей, согласно закону индукции, напряжение $L di/dt$ на первичной обмотке трансформатора индуктивностью L , передающееся с коэффициентом N_2/N_1 на электроды, вызывая развитие DBD. Поверх электродов DBD на поверхности разрядной трубки длиной 25 см и диаметром около 4 см, наполнявшейся спектрально чистым неоном, располагалась спираль высокочастотного разряда (RF на рис. 1). Маломощный индукционный разряд применяется для решения следующих задач: сравнение спектров излучения DBD и RF-разряда позволяет обнаружить и идентифицировать ионные линии, поскольку последний их не возбуждает; наблюдение отклика излучения плазмы на импульсный «подогрев» электронов проясняет механизмы образования возбужденных атомов и ионов на раз-

личных стадиях эволюции плазмы, создаваемой барьерным разрядом, а также используется нами для оценки плотности электронов $[e]$ по реакции населенности уровня $2p^53s(^3P_1)$ [15] на основе данных [19] о скоростях процессов взаимодействия электронов с атомами $2p^53s$. В начальной стадии послесвечения¹⁾ в обсуждаемых экспериментах на оси трубки $[e] \approx 1.3 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Давление неона менее 2 Торр. Световые потоки регистрировались по методу многоканального счета фотонов с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ106. Регистрация спектров проводилась в области 270–450 нм. В соответствии с данными NIST [7] в этой области сосредоточено более 85 % потока квантов в ионных линиях, излучаемых в диапазоне чувствительности $S(\lambda)$ использованной системы регистрации световых потоков, составлявшем 250–900 нм. Функция $S(\lambda)$ (рис. 2) найдена по излучению источника сплошного спектра LS-1-CAL (точки) и дополнена в коротковолновой области (ограничена прямыми линиями) с помощью дейтериевой лампы DO651MJ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 показаны временные зависимости интенсивностей некоторых ионных $J_i(t)$ и атомных $J_a(t)$ линий, демонстрирующих их наиболее характерные особенности с точки зрения роли элементарных процессов в заселении возбужденных уровней в разряде на ранней (а) и средней (б) стадиях послесвечения. Атомные линии регистрировались при многократно уменьшенной диафрагме D (рис. 1) и для удобства чтения смещены в верхнюю часть рисунка. Излучение атомных линий, однозначно соотношенное в [20] с процессами прямого и ступенчатого возбуждения в стадиях рис. 3 а и рекомбинационными процессами с участием атомных Ne^+ и молекулярных Ne_2^+ ионов по мере остывания электронов, удобно использовать в качестве референсного при анализе ионных линий. В атомном спектре первые два максимума $J_a(t)$, образованные возбуждением уровней электронами из основного состояния атома неона, отражают специфику DBD, инициированного схемой рис. 1, в котором активная стадия представляет собой две полуволны тока разной полярности длительностью несколько микросекунд каждая при равенстве нулю среднего значения [18]. Резкое изменение наклона зависимости $J_a(t)$ за вторым

¹⁾ Измерения населенности уровня 3P_1 проводятся по времени за максимумом рекомбинационного свечения атомных линий.

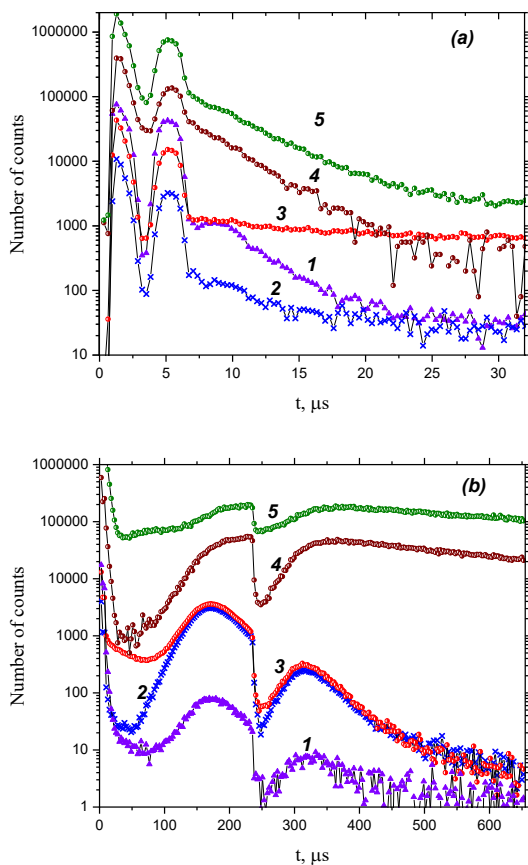
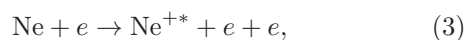
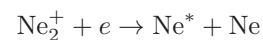


Рис. 3. Интенсивности ионных (1–3) и атомных (4, 5) линий в разряде на ранней (а) и средней (b) стадиях послесвечения. Данные (b) — результат усреднения (a) по четырем каналам счетчика фотонов. 1 — 332.37, 2 — 439.20, 3 — 333.48, 4 — 576.4, 5 — 585.2 нм. $t = 0$ — начало разряда. $P_{\text{Ne}} = 1.4$ Торр, в начале послесвечения $[e] \approx 1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$

максимумом означает переход от прямого возбуждения к ступенчатому с участием атомов конфигурации $2p^5 3s$ в метастабильных (3P_2 , 3P_0) и, возможно, долгоживущих вследствие пленения излучения резонансных (3P_1 , 1P_1) состояниях (заметим, что весь интервал времени рис. 3 а меньше характерного времени t_{Te} релаксации температуры электронов за счет упругих столкновений с атомами) [20]. Все линии ионного спектра (исследовано более 100 зависимостей $J_i(t)$) также демонстрируют радикальное изменение скорости убывания по окончании разряда. Очевидно, как и в атомном спектре, это свидетельствует о смене механизма возбуждения, который, как можно предположить по аналогии с атомными линиями, в активной стадии есть прямое возбуждение:



на что указывает неплохое соответствие относительных интенсивностей $J_i(t)$ в максимумах и данных [21] пучкового эксперимента о сечениях возбуждения (3) широкого набора ионных линий. Что касается источников возбуждения ионного спектра за пределами активной стадии вплоть до рекомбинационной, то обращение к аналогии с атомными линиями оказывается безрезультатным по причине отсутствия в литературе данных об альтернативных процессах. Поэтому мы обратимся к результатам эксперимента, целью которого было прояснение механизма возбуждения, проявившегося на многих ионных линиях (в том числе, как следует из данных рис. 3, на линии 333.48 нм) и оказавшегося способным заполнить достаточно ярким свечением (обозначим его J_{Int}) обсуждаемую промежуточную (Intermediate) стадию послесвечения. Наиболее отчетливо это показывает рис. 3 b, на котором мы представили также результаты влияния слабого высокочастотного импульса на интенсивности линий в рекомбинационной стадии. Различие реакций атомных линий (обсуждается в [20]) связано с проявлением на фоне (2) механизма диссоциативной рекомбинации (DR)



в заселении верхнего уровня $2p_1$ (обозначения по Пашену) линии 585.2 нм, тогда как излучающий линию 576.4 нм уровень $4d$ расположен в шкале энергии выше основного колебательного состояния молекулярного иона и недоступен для DR. Наиболее сильную реакцию на «подогрев» электронов демонстрирует ионная линия 439.2 нм, рекомбинационное излучение которой, в отличие от 333.48 нм, не искажено влиянием $J_{Int}(t)$ и отражает зависимость от температуры электронов потока ударно-радиационной рекомбинации $T_e^{-9/2}$ [12]. Эти и подобные экспериментальные данные, часть которых представлена на рис. 3, позволяют утверждать следующее.

1. Уменьшение интенсивностей всех зарегистрированных ионных линий в рекомбинационной стадии послесвечения одинаково.

2. Отношение интенсивностей линий в рекомбинационном максимуме J_{Rec} к интенсивности в разряде J_{Max} (в максимуме второй полуволны тока) может различаться для разных линий во много раз — до трех порядков величины (например, для линий 332.37 и 439.20 нм); при плотности плазмы $[e] \geq 10^{11} \text{ см}^{-3}$ рекомбинационное свечение на линиях с потенциалами возбуждения около 37.6 эВ мо-

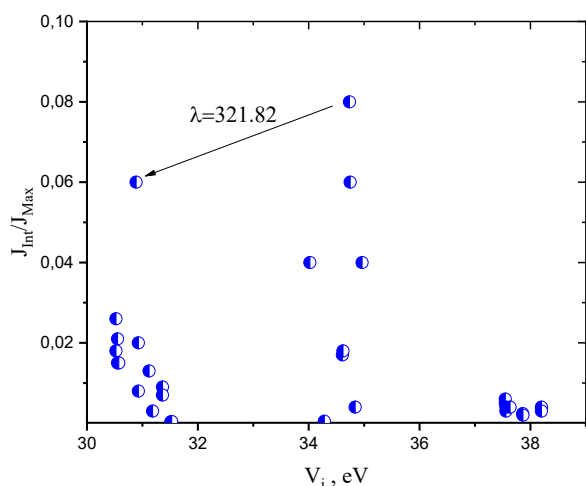


Рис. 4. Отношение J_{Int}/J_{Max} как функция энергии верхнего уровня ионных линий. Стрелкой показан каскадный переход

жет быть столь же ярким, как и в разряде (например, 439.20 нм).

3. На некоторых линиях рекомбинационному послесвечению предшествует излучение J_{Int} , обусловленное проявлением в течение достаточно продолжительного времени пока неясного механизма возбуждения ионных уровней. Это излучение по сравнению с атомным слабо меняется со временем на стадии ступенчатого возбуждения последнего, т.е. практически не зависит от средней энергии электронов в послесвечении. Отношения интенсивностей некоторых ионных линий в стадиях J_{Int} и J_{Rec} к интенсивности J_{Max} активной стадии представлены в табл. 1, визуализация части которой на рис. 4 дает наглядное представление о распределении J_{Int} по энергии возбуждения уровней Ne^{++} , показанных на рис. 5. Выбор линий табл. 1 (данные получены при давлении неона 1.7 Торр и плотности электронов в начале послесвечения $[e] \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$) обусловлен, во-первых, их достаточно высокой для регистрации яркостью и, во-вторых, отсутствием близких линий в спектре на протяжении $\Delta\lambda \approx 0.05 \text{ нм}$ с обеих сторон. Последнее диктуется невысоким в данной работе разрешением по спектру вследствие малости световых потоков. Некоторые линии в табл. 1 обладают общим верхним уровнем, близость их параметров подтверждает корректность расшифровки спектра.

Соотнести различные ионные линии по интенсивности позволяют спектры, приведенные на рис. 6, и данные об относительной чувствительности установки (рис. 2). Эти спектры охватывают несколько более узкий диапазон длин волн по

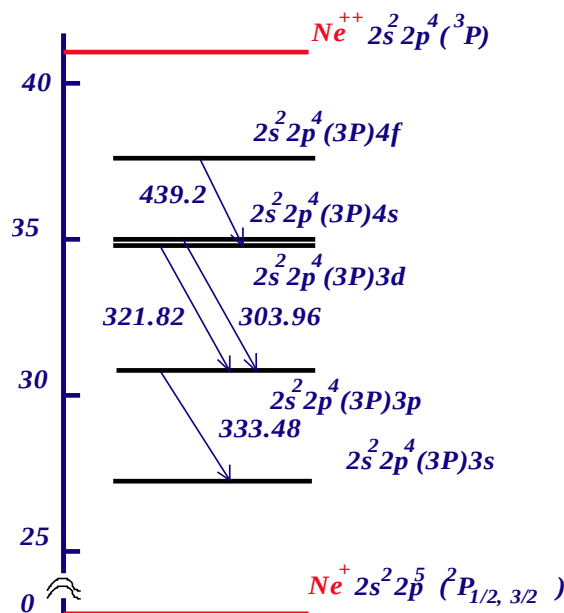


Рис. 5. Схема уровней иона неона и некоторые переходы, обсуждаемые в тексте

сравнению с разницей длин волн линий 440.93 и 279.0 нм, обсуждаемых в работе. Прилегающие к ним небольшие участки спектра с невысокой плотностью ионных линий исключены. Цифры над ионными линиями в спектрах соответствуют номерам линий в таблице.

Ионный спектр плазмы, как следует из сопоставления интенсивностей $J_i(t)$ на рис. 3, зависит от времени его наблюдения. Ранее [17] мы представляли фрагменты спектров плазмы DBD, зарегистрированных в режиме стробирования сигнала ФЭУ в различные моменты времени. Эти данные показывают, например, что линия 332.37 нм (наиболее яркая по данным NIST) в рекомбинационной стадии послесвечения теряется на фоне линии 333.48 нм, хотя заметно превосходит ее в разряде. Поэтому в данной работе мы приводим интегральные по времени спектры, которые, на наш взгляд, дают наиболее отчетливое представление о вкладе ионов в излучение плазмы. Для визуального восприятия этого вклада интегральные спектры на рис. 6 совмещены со спектрами плазмы, не содержащими ионных линий. В качестве такового на рис. 6 а использован спектр RF-разряда, на рис. 6 б — спектр послесвечения в режиме стробирования сигнала ФЭУ импульсами длительностью 1 мс, задержанными по отношению к началу разряда на 600 мкс. Как показывает рис. 3 б, к этому времени рекомбинационное свечение на ионных линиях уже отсутствует. Отметим, что в корот-

Таблица 1. Характеристики ионных линий. В скобках указаны номера линий, исходящих с того же верхнего уровня. Внутренние оболочки у всех состояний одинаковы — $2s^22p^4$

N	λ_{ik} , нм	J (NIST)	V_i , эВ	Конфиг.	J_{Int}/J_{Max}	J_{Rec}/J_{Max}
1	440.93	300	37.559189	$(^3P_2)4f$	0.003	0.26
2	439.80	300	37.6327	$(^3P_1)4f$	0.004	0.11
3	439.20	400	37.559192	$(^3P_2)4f$	0.004	0.8
4	425.06	240	37.5479	$(^3P_2)4f$	0.006	0.34
5	423.38	200	37.5463	$(^3P_2)4f$	0.005	0.53
6 (8, 13)	377.71	200	30.55156804	$(^3P)3p$	0.017	0.11
7 (12)	376.63	200	30.52396899	$(^3P)3p$	0.02	0.12
8	373.49	180	30.55156804	$(^3P)3p$	0.017	0.09
9	372.71	500	31.1848	$(^3P)3p$	0.003	0.018
10	371.31	500	31.1214	$(^3P)3p$	0.013	0.074
11	370.96	300	30.5742	$(^3P)3p$	0.015	0.11
12	369.42	400	30.52396899	$(^3P)3p$	0.023	0.19
13	366.41	400	30.55156804	$(^3P)3p$	0.02	0.12
14	356.85	500	34.0224	$(^1D)3p$	0.04	0.13
15	356.58	180	34.8383	$(^3P)3d$	0.004	0.005
16	348.07	400	37.8646	$(^1S)3p$	0.002	0.003
17	337.82	1000	31.528	$(^3P)3p$	0.0004	0.002
18 (22)	335.50	400	30.92735780	$(^3P)3p$	0.02	0.18
19	333.48	400	30.8855	$(^3P)3p$	0.06	0.45
20	332.37	2000	31.5124	$(^3P)3p$	0.0003	0.0017
21	331.97	600	34.2831	$(^1D)3p$	0.0005	0.0025
22	329.77	300	30.92737780	$(^3P)3p$	0.021	0.15
23	324.41	200	34.7481	$(^3P)3d$	0.06	0.34
24	322.48	240	37.8604	$(^1D)3d$	0.0024	0.007
25	321.82	300	34.7370	$(^3P)3d$	0.08	0.53
26	304.75	240	34.6187	$(^3P)3d$	0.018	0.15
27	303.45	240	34.6086522	$(^3P)3d$	0.017	0.16
28 (31)	300.17	300	31.36223939	$(^3P)3p$	0.009	0.033
29	296.72	300	38.19968	$(^1D)4s$	0.004	0.1
30	296.32	300	38.19973	$(^1D)4s$	0.003	0.007
31	295.57	300	31.36223939	$(^3P)3p$	0.007	0.03
32	279.20	180	34.9633	$(^3P)4s$	0.04	0.08

Таблица 2. Линии каскадных переходов на уровень с энергией 30.88553180 эВ

λ_{jk} , нм	303.96	311.80	313.22	315.48	316.44	320.89	321.82	332.02	332.91	Σ
V_i , эВ	34.96	34.86	34.84	34.81	34.80	34.75	34.74	34.62	34.61	
J	200	200	180	140	200	200	300	160	200	1780

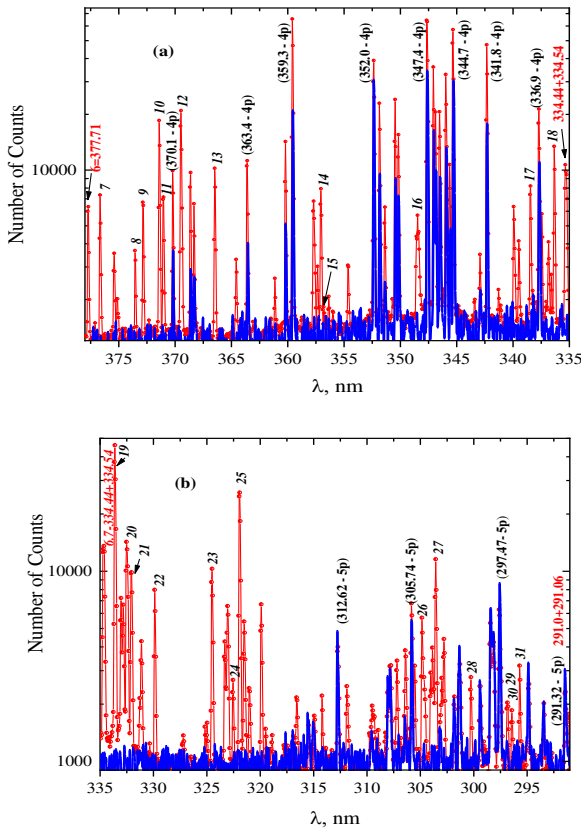


Рис. 6. Спектры плазмы DBD в неоне при давлении 1.7 Торр и плотности электронов в начале послесвечения $[e] \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Кружки — интегральный спектр, линии — спектры RF-разряда (a) и далекого послесвечения (b)

коволновом спектре ионные линии конкурируют в основном с переходами $5p \rightarrow 3s$ атома неона, тогда как в области 380–340 нм — исключительно с линиями $4p \rightarrow 3s$.

Данные табл. 1 свидетельствуют о том, что J_{Int} проявляется на линиях с потенциалами возбуждения от 30.5 до 35 эВ (примем условно, что это справедливо для линий с отношением $J_{Int}/J_{Max} \geq 0.01$), т.е. искомый процесс не имеет избирательного (резонансного) характера. Однако, если в заселении уровней с энергиями менее 31 эВ учесть каскадные переходы, ситуация представляется иной. Это мы покажем на примере линии 333.48 нм (интенсивность по NIST $J = 400$), излучение которой содержит значительный вклад J_{Int} . Отметим, что эта линия уникальна тем, что она — единственная, опустошающая верхний уровень 30.88553180 эВ. В табл. 2 мы расположили линии каскадных переходов на этот уровень с их интенсивностями J по NIST и энергиями V_i верхних уровней. Символом

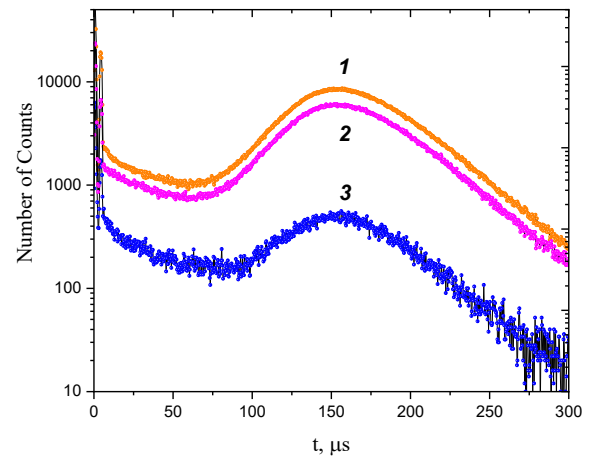


Рис. 7. Послесвечение DBD на ионных линиях 333.48 (1), 321.82 (2) и 303.96 (3) нм

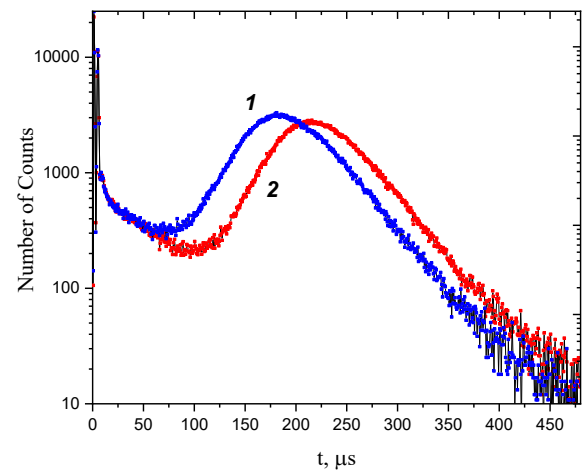


Рис. 8. Интенсивность линии 333.48 нм в послесвечении. 1 — без RF-поля, 2 — с RF-импульсом, как на рис. 3 b, задержанным относительно $t = 0$ (начало разряда) на 50 мкс

Σ обозначена сумма J по всем линиям. Из этих линий нам удалось надежно (т.е. без наложения соседних) зарегистрировать только две — 303.96 и 321.82 нм, показанные вместе с 333.48 нм на рис. 7. Видно, что их сумма достаточна для наполнения каскадным потоком линии 333.48 нм. На первый взгляд, это не соответствует данным табл. 2. Однако следующие два аргумента позволяют надеяться на адекватность вывода. Во-первых, таблицы NIST составлены на основе данных, полученных, как упоминалось выше, при регистрации излучения разряда с полым катодом, состав которого может быть сколь угодно далеким от обсуждаемого; во-вторых, уже из сопоставления суммарного по NIST потока каскадов (1780) с интенсивно-

стью $J = 400$ линии 333.48 нм можно (вслед за [3]) заключить, что к данным NIST об относительных интенсивностях линий следует относиться как к сугубо оценочным.

К аналогичному выводу о роли каскадов приводит и анализ переходов на верхние уровни линий 329.77 и 369.42 нм с большой интенсивностью J_{Int} . В поисках подобных уровней Ne^{+*} можно проанализировать и переходы на указанные выше каскадные «доноры». Такой анализ привел к противоположному результату, что может быть проиллюстрировано на примере одного из наиболее интенсивных «доноров» линии 321.82 (табл. 2), которым является линия 439.20 с незначительной величиной J_{Int} (рис. 3). Таким образом, с большой вероятностью можно предположить, что искомый процесс заселяет в основном уровни с энергиями возбуждения 34–35 эВ.

Как уже отмечалось, одной из важных характеристик свечения J_{Int} является его очевидно слабая зависимость от средней энергии (T_e) электронов, релаксирующей со временем в послесвечении вследствие столкновений с атомами и ионами. Влияние изменения T_e на интенсивность J_{Int} нетрудно проверить непосредственно в эксперименте, для чего мы переместили импульс RF-поля, вызывающий отчетливую реакцию интенсивностей в рекомбинационной стадии послесвечения (рис. 3 б), в область J_{Int} (точнее, вблизи минимума интенсивности линии 439.20 нм). Результат эксперимента (его демонстрирует рис. 8) — отсутствие какой-либо реакции в точке «нагрева» электронов при предсказуемом сдвиге рекомбинационного максимума вследствие расширения области послесвечения с повышенной температурой T_e . Эти два обстоятельства, на наш взгляд, дают основание предположить, что обсуждаемый процесс вообще не связан с электронами плазмы, а происходит с участием только тяжелых частиц, причем преимущественно заселяются возбужденные состояния иона Ne^{+*} с энергиями 34–35 эВ. Более высокие уровни, например, 4f (табл. 1), свободны от его влияния. В этом и заключается основной результат работы.

Заметим, что в атомных спектрах отсутствие реакции линий на кратковременный нагрев электронов — известное явление в плазме смесей газов, например, He–Ne (лазерные смеси) или He–H₂ [22], оптические свойства которых в значительной степени формируются в процессах передачи возбуждения атомам примеси при их столкновениях с атомами гелия в метастабильных состояниях. Интерпретация подобного явления в ионном спектре — более

сложная задача, требующая поиска частиц во входном канале реакции со значительно большей энергией с учетом того, что возбужденные ионы не имеют метастабильных состояний [23]. В качестве гипотезы можно предположить, что одним из партнеров столкновения может выступать ион Ne^{++} . Так, реакции преобразования двухзарядных ионов инертных газов в столкновениях с собственными атомами характеризуются константами скоростей, превышающими 10^{-14} см³/с [24]. Идентификация этого процесса требует существенного расширения экспериментального поиска.

4. ВЫВОДЫ

Методами кинетической спектроскопии выполнено исследование спектрального состава излучения и временных зависимостей интенсивностей ионных и атомных линий плазмы низкочастотного диэлектрического барьерного разряда в неоне невысокого (менее 2 Торр) давления. На фоне прямого возбуждения электронным ударом уровней иона Ne^{+*} на стадии создания плазмы с плотностью электронов $[e] \approx 10^{11}$ см⁻³ и рекомбинационного излучения на ионных линиях, формируемого ударно-радиационной рекомбинацией двухзарядных ионов Ne^{++} с электронами в распадающейся плазме, на многих линиях обнаружено излучение, временные зависимости которого не находят объяснения на основе известных в литературе данных о процессах заселения возбужденных уровней ионов. Сопоставление с атомным свечением на ранней стадии релаксации температуры электронного газа, а также результаты реакции излучения на импульсный «нагрев» электронов на этой стадии высокочастотным полем маломощного индукционного разряда позволяют заключить, что в данных экспериментах проявился новый механизм заселения ионных уровней, не связанный с электронами плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. J. Hillier, *Atoms* **11**, 54 (2023), DOI:10.3390/atoms11030054.
2. R. Kisielius, P. J. Storey, A. R. Davey, and L. T. Neale, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **133**, 257 (1998).
3. A. E. Kramida and G. Nave, *Eur. Phys. J. D* **39**, 331 (2006), DOI:10.1140/epjd/e2006-00121-4.

4. R. E. Marrs, M. A. Levine, D. A. Knapp, and J. R. Henderson, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1715 (1988), DOI:10.1103/PhysRevLett.60.1715.
5. J. R. Almandos and M. Raineri, *Atoms* **5**, 12 (2017), DOI:10.3390/atoms5010012.
6. R. W. Dunford, D. A. Church, C. J. Liu, H. G. Berry, M. L. A. Raphaelian, M. Hass, and L. J. Curtis, *Phys. Rev. A* **41**, 4109 (1990), DOI:10.1103/PhysRevA.41.4109.
7. NIST Atomic Spectra Database Lines Form [Electronic source], physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html.
8. A. E. Kramida, C. M. Brown, U. Feldman, and J. Reader, *Phys. Scripta* **74**, 156 (2006), DOI:10.1088/0031-8949/74/2/003.
9. E. S. Warden and Y. W. Moos, *Appl. Opt.* **16**, 1902 (1977), DOI:10.1364/AO.16.001902.
10. O. V. Korshunov, V. F. Chinnov, D. I. Kavyrshin, and A. G. Ageev, *J. Phys.: Conf. Ser.* **774**, 012199 (2016), DOI:10.1088/1742-6596/774/1/012199.
11. D. R. Bates, A. E. Kingston, and R. W. P. McWhirter, *Proc. Roy. Soc. London* **267**, 297 (1962).
12. A. V. Gurevich and L. P. Pitaevskii, *Sov. Phys. JETP* **19**, 870 (1964).
13. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*, Наука, Москва (1982).
14. J. Stevefelt, J. Boulmer, and J.-F. Delpeche, *Phys. Rev. A* **12**, 1246 (1975).
15. V. A. Ivanov, *Plasma Sources Sci. Technol.* **29**, 045022 (2020), DOI:10.1088/1361-6595/ab7f4c.
16. В. А. Иванов, *Опт. и спектр.* **130**, 1004 (2022), DOI:10.21883/OS.2022.07.52719.3077-21 [V. A. Ivanov, *Opt. Spectrosc.* **130**, 806 (2022), DOI:10.21883/EOS.2022.07.54720.3077-21].
17. В. А. Иванов, *Опт. и спектр.* **131**, 1537 (2023) [V. A. Ivanov, *Opt. Spectrosc.* **131**, 1459 (2023), DOI:10.61011/EOS.2023.11.58042.5370-23].
18. В. А. Иванов, *Опт. и спектр.* **126**, 167 (2019), DOI:10.21883/OS.2019.03.47361.185-18 [V. A. Ivanov, *Opt. Spectrosc.* **126**, 247 (2019), DOI:10.1134/S0030400X1903007X].
19. V. A. Ivanov, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **31**, 1765 (1998).
20. В. А. Иванов, Ю. Э. Скобло, *ЖЭТФ* **166**, 434 (2024), DOI:10.31857/S004445102409013X.
21. K. G. Walkers and R. M. St. John, *Phys. Rev. A* **6**, 240 (1972), DOI:10.1103/PhysRevA.6.240.
22. Ю. Э. Скобло, В. А. Иванов, А. А. Жиглинский, *Опт. и спектр.* **84**, 912 (1998) [Yu. E. Skoblo, V. A. Ivanov, and A. A. Zhiglinskii, *Opt. Spectrosc.* **84**, 825 (1998)].
23. H. D. Hagstrum, *Phys. Rev.* **104**, 309 (1956).
24. R. Johnsen and M. A. Biondi, *Phys. Rev. A* **18**, 998 (1978).