

ЭВОЛЮЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА В НЕОНЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ. АТОМНЫЙ СПЕКТР

*В. А. Иванов**, *Ю. Э. Скобло*

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

Поступила в редакцию 9 марта 2024 г.,
после переработки 21 апреля 2024 г.
Принята к публикации 21 апреля 2024 г.

Представлены результаты спектроскопического исследования плазмы, создаваемой барьерным разрядом в неоне низкого давления, отражающие эволюцию механизмов заселения возбужденных уровней атома Ne^* и иона Ne^{+*} в зависимости от времени наблюдения по отношению к началу разряда. Анализ спектра излучения, соотнесенный с измерениями временных зависимостей интенсивностей спектральных линий, позволяет указать четыре стадии эволюции спектра: прямое заселение электронным ударом в активной стадии (разряде), сменяющееся ступенчатым по его окончании с переходом, по мере релаксации температуры электронов, к рекомбинационному послесвечению. Последнее в зависимости от давления газа и начальной плотности электронов также может содержать две стадии — начальную, с преобладанием механизма ударно-радиационной рекомбинации ионов Ne^{++} и Ne^+ с электронами как источника заселения всех наблюдаемых в эксперименте возбужденных уровней иона Ne^{+*} и атома неона, и конечную, излучение в которой связано с заселением ограниченной группы уровней вследствие диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Ne_2^+ с электронами. Основное внимание в работе уделено кинетике населенностей уровней конфигураций $2p53p$ и $2p54p$ атома неона.

DOI: 10.31857/S004445102409013X

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением серии экспериментов [1–3] по использованию диэлектрического барьерного разряда (DBD) низкого давления как источника плазмы для исследования элементарных процессов. В отличие от традиционного DBD, различные варианты которого успешно используются в последние десятилетия в множестве приложений, таких, например, как создание активных сред квантовых генераторов [4] или эффективных источников эксимерного излучения [5], мы используем периодический низкочастотный разряд, в котором длительность послесвечения многократно превышает время стадии создания плазмы, что позволяет исследовать механизмы электрон-ионной рекомбинации. В излучении такой плазмы впервые в практике эксперимента было обнаружено послесвечение [1], связанное с двукратно заряженными ионами, рекомбинация которых с электронами радикаль-

но меняет спектр плазмы в ближнем ультрафиолете [1, 3] и позволяет по интенсивностям ионных линий оценить константу скорости процесса [6]. Задача данной работы заключалась в выяснении на основе анализа спектров и временных зависимостей интенсивностей спектральных линий механизмов заселения возбужденных уровней атома неона как в разряде, так и в стадии распада плазмы.

2. ПОСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Использованный в работе способ создания плазмы подробно описан в [1], так что ниже мы остановимся только на тех его особенностях, которые важны для данной работы. Как и в [1–3, 6], мы использовали цилиндрическую разрядную трубку достаточно большого диаметра (рис. 1), чтобы амбиполярная диффузия не была основным механизмом распада плазмы, по крайней мере в его начальной фазе. В схеме разряда рис. 1 энергия, запасенная в трансформаторе при открытом транзисторе, так передается во вторичную обмотку по окончании им-

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

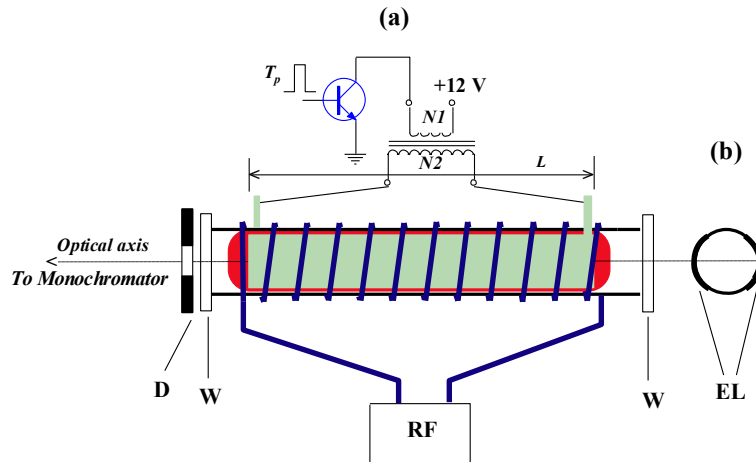


Рис. 1. *a* — Схема совмещения барьерного и импульсного высокочастотного разрядов (RF) в стеклянной трубке диаметром 4 см. *D* — диафрагма диаметром 5 мм, *W* — кварцевые окна. *b* — Расположение электродов DBD на поверхности разрядной трубки

пульса T_p на его базе, что напряжение на электродах представляет собой две полуволны разной полярности при несколько отличающихся (это отличие зависит от условий эксперимента) амплитуде и длительности. Давление неона $P = 0.4 - 1.7$ Торр. При таких давлениях использование барьерного разряда по сравнению с импульсным разрядом между внутренними электродами обладает тем преимуществом, что избавляет от проблемы загрязнения газа трудно устранимым распылением электродов (в основном катода). К тому же разряд используемой конфигурации создает практически однородное плазменное образование как по продольной координате — нитевидный (стримерный) характер пробоя проявляется, как показывает практика эксперимента, при давлениях газа $P \geq 15$ Торр, — так и по радиусу [2].

Частота разряда устанавливалась равной 80 или 500 Гц в зависимости от исследуемой стадии.

Световые потоки регистрировались методом многоканального счета фотонов с временной шириной канала от 40 нс. Для получения информации о конкуренции рекомбинационных процессов с участием атомных и молекулярных ионов осуществлялся импульсный «подогрев» электронов распадающейся плазмы. В отличие от подобного эксперимента при значительно более высоком давлении газа [7], в данном эксперименте в условиях сравнительно медленной релаксации температуры электронов T_e вследствие упругих столкновений с атомами оказалось целесообразнее обратиться к

технике высокочастотного нагрева: в послесвечении на время $\delta t \approx 1$ мкс на катушку индуктивности, намотанную поверх электродов DBD, подавалось высокочастотное напряжение. Выбор указанной длительности δt , много меньшей характерного времени установления температуры τ_{T_e} , удобен тем, что позволяет быстро нагреть электроны и наблюдать возвращение интенсивностей линий атома неона к своим начальным значениям, оценивая тем самым характерное время «остывания» электронов. По остроте реакции интенсивностей линий $J(T_e)$ на изменение температуры электронов можно было судить о механизме заселения возбужденных уровней: для ударно-радиационной рекомбинации $J(T_e) \propto T_e^{-9/2}$ [8], тогда как поток диссоциативной рекомбинации следует значительно более слабой зависимости, близкой к T_e^{-k} с коэффициентом k в пределах от $3/2$ до $1/2$ для разных ионов [9]. По результатам такого эксперимента можно также оценивать плотность электронов $[e]$, анализируя отклик населенности атомов неона в резонансных состояниях $\text{Ne}(3s(^3P_1))(t)$ на изменение T_e [1]. Величина $[e]$ в начальной стадии распада плазмы составляла приблизительно 10^{11} см^{-3} .

При записи спектров, помимо числа периодов N_p (т. е. времени регистрации), задавались скорость сканирования, число точек по спектру, а также промежутки времени (Δt) стробирования сигнала фотоэлектронного умножителя.

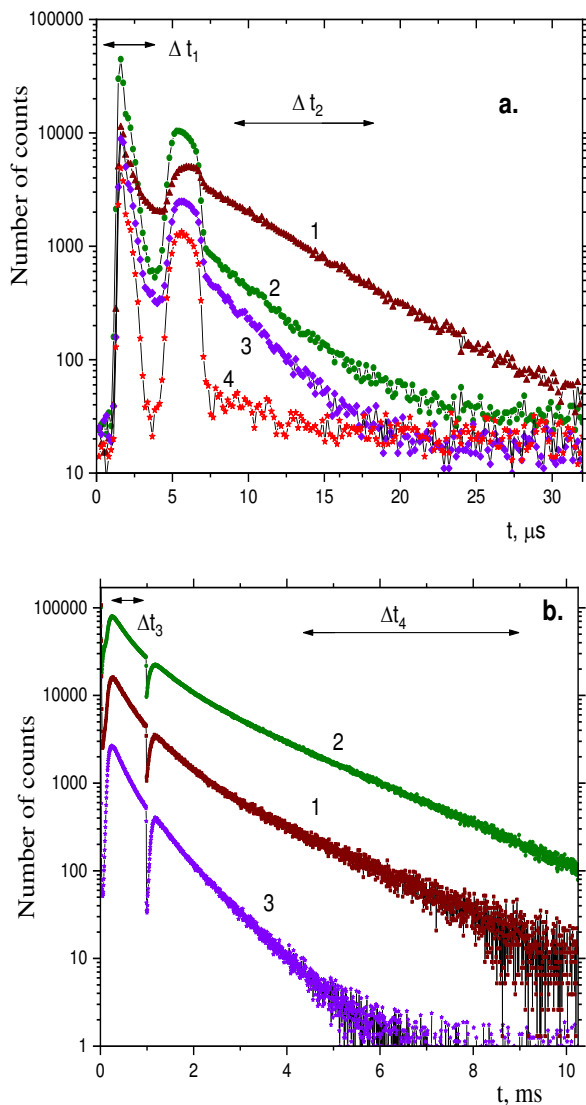


Рис. 2. Интенсивности спектральных линий в разряде и раннем послесвечении (a) и в рекомбинационной стадии (b). 1 — 724.5 нм (верхний уровень $2p_{10}$), 2 — 585.2 нм ($2p_1$), 3 — 576.4 нм (переход $4d \rightarrow 3p$), 4 — ионная линия 439.2 нм. $t = 0$ — начало разряда. Давление неона 1.7 Торр

Характерные временные зависимости интенсивностей спектральных линий в разряде и послесвечении показаны на рис. 2. Отрезки линий со стрелками указывают положение и длительности интервалов стробирования (Δt) при записи спектров. Уровни конфигурации $2p^5 3p$ указаны в обозначениях Пашена. Данные рис. 2 получены при разных N_p и поэтому не допускают сравнения абсолютных величин интенсивностей. Такое сравнение для линий переходов $3p \rightarrow 3s$ можно провести по записям спектров излучения разряда и послесвечения, показанных на

рис. 3 и 4. Видно, что со временем происходит радикальное изменение относительных интенсивностей некоторых линий неона. Заметим, что весь интервал времени рис. 2 a, как будет видно, меньше характерного времени t_{Te} релаксации температуры электронов за счет упругих столкновений с атомами, так что в течение первых 30 мкс свечение плазмы в атомном спектре связано с возбуждением электронным ударом. Поведение ионных линий (мы показали его на примере линии 439.2 нм, переход $4f \rightarrow 3d$, для полноты картины излучения барьерного разряда) существенно иное.

На высокую степень чистоты газа в эксперименте указывает малая интенсивность линии водорода $H\alpha$, положение которой отмечено на рис. 3 a. Как следует из данных рис. 2 b, рекомбинационное заселение возбужденных уровней атома неона начинается при временах $t \geq 100$ мкс и сопровождается также заметным изменением со временем спектра послесвечения (рис. 4). На рис. 2 b показана реакция спектральных линий атома неона на нагрев электронов импульсами ВЧ-поля. Скорость релаксации интенсивностей позволяет оценить характерное время «остывания» электронов в этой стадии послесвечения: $t_{Te} \approx 50$ мкс.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Возбуждение электронами

Различие спектров на рис. 3 в отношении наиболее показательных в плане наблюдаемых изменений относительных интенсивностей линий объясним, обращаясь к результатам исследований процессов прямого и ступенчатого заселения $3p$ -уровней атома неона. Во-первых, укажем на отношение $J_{640.2}/J_{585.2}$. В таблице размещены представленные в [10] данные об отношениях сечений прямого возбуждения линий неона и сечений прямого возбуждения уровней $2p^5 3p$ [11] к соответствующим величинам для линии 585.2 нм (верхний уровень $2p_1$) при энергии электронов 30 эВ. Эти данные предсказывают максимальную яркость линии 585.2 нм в случае прямого возбуждения уровней из основного состояния атома неона 1S_0 , что согласуется с отношениями интенсивностей линий в спектре при интервале стробирования Δt_1 (пересчитаны в соответствии с зависимостью чувствительности схемы регистрации $S(\lambda)$ от длины волны и коэффициентами ветвления вероятностей переходов). Аналогичные изменения в

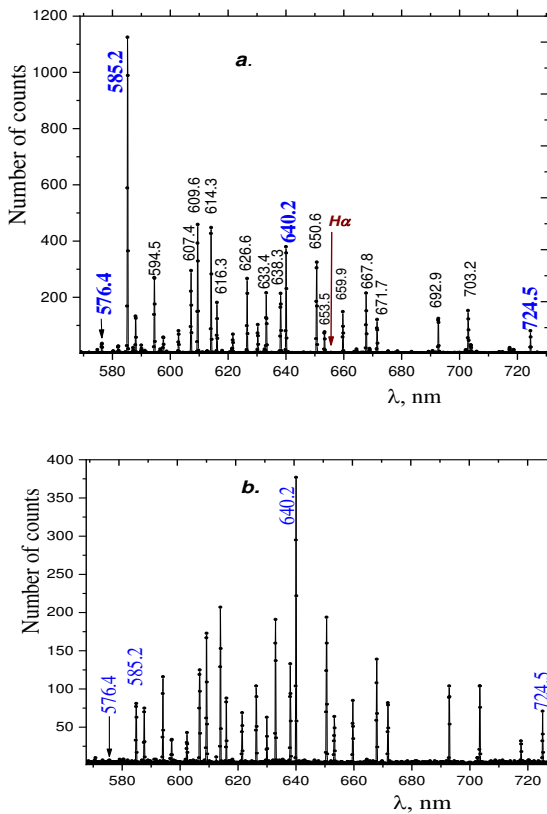


Рис. 3. Спектры излучения разряда (a) и ранней стадии послесвечения (b). Интервалы стробирования Δt_1 (a) и Δt_2 (b). Выделены линии, показанные на рис.2 или упомянутые в тексте. H α на рис. a — положение линии водорода H α

спектре наблюдали авторы [12] при исследовании механизма пробоя в длинной разрядной трубке, наполненной неонем при давлении $P_{Ne} \approx 1$ Торр.

Что касается ступенчатого возбуждения, то, согласно [13, 14], отношение сечений возбуждения уровней $2p_1$ и $2p_9$ (верхний уровень линии 640.2 нм) с наиболее населенного уровня $1s_5$ конфигурации $2p53s1s_5 \rightarrow 2p_9$ и $1s_5 \rightarrow 2p_1$ (оптически запрещенный переход) более 10. Эксперимент показывает близкое к отношению сечений отношение $J_{640.2}/J_{585.2}$ в спектре рис. 3 b (коэффициенты ветвления вероятностей переходов для уровней $2p_9$ (= 1) и $2p_1$ (≈ 0.98) близки).

Не менее значимо для прояснения механизма возбуждения также и отношение потоков ступенчатого и прямого возбуждения отдельных уровней. Как видно из данных рис. 2, по окончании второй полуволны разряда интенсивность $J_{585.2}$ уменьшается на порядок величины, в то время как $J_{724.5}$

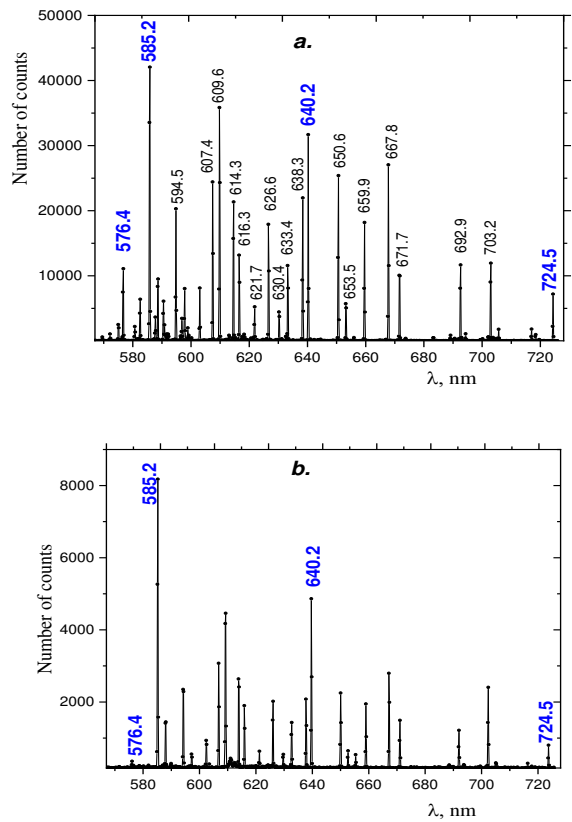


Рис. 4. Спектры рекомбинационной стадии послесвечения. Интервалы стробирования Δt_3 (a) и Δt_4 (b)

(верхний уровень $2p_{10}$) претерпевает лишь незначительные изменения. Такое различие в поведении линий 585.2 и 724.4 нм согласуется с наблюдениями [15], по которым заселение уровня $2p_1$ в разрядах обычно более чем на 90% обусловлено прямым возбуждением. Авторы [15] связывают эффект с различием сечений возбуждения вследствие запрета оптических переходов в наиболее населенные метастабильные состояния 3P_0 (уровень $1s_3$) и 3P_2 (уровень $1s_5$).

Важно подчеркнуть, что смена режима возбуждения как атомных, так и ионных уровней после второй полуволны разряда происходит за время δt менее 0.5 мкс. Скорость релаксации населенности возбужденного уровня при условии, что его собственное радиационное время (например, для $2p_1$ — $1.7 \cdot 10^{-8}$ с [16]) мало по сравнению с наблюдаемыми изменениями, определяется параметрами источника, т. е. в данном случае скоростью релаксации температуры электронов $T_e(t)$ и сопутствующим уменьшением потока $F_D(T_e)$ прямого заселения. Нетрудно показать, что баланс температуры электронов в

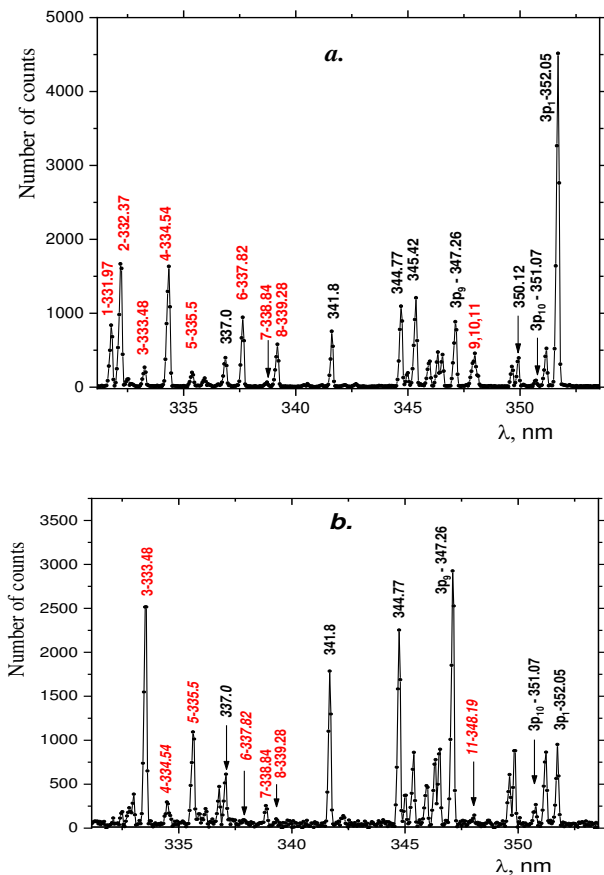


Рис. 5. Спектры прямого возбуждения (*a*, Δt_1) и рекомбинации (*b*, Δt_3) в области ближнего ультрафиолета. Давление неона 0.4 Торр. Длинам волн ионных линий предшествуют числа от 1 до 11 (например, 3-333.48 нм)

разряде и непосредственно по окончании разряда обусловлен потерей энергии при неупругих столкновениях электронов с атомами неона, тогда как упругие столкновения, обращения к которым достаточно для объяснения явлений в рекомбинационном послесвечении, играют незначительную роль. Для этого сравним энергию, затраченную за время t_d разряда (несколько мкс) на ионизацию $[e]eV_i$ (для неона $eV_i = 21.56$ эВ) и возбуждение атомов в метастабильных $1s_3$, $1s_5$ и резонансных $1s_2$, $1s_4$ состояниях с суммарной плотностью, близкой к $[e]$, и энергией около 16.5 эВ, с потерей энергии электронами при упругих столкновениях за это же время $\delta E \approx [e]m_e/M_{Ne}\nu_{ea}T_e t_d$, где $\nu_{ea} = [Ne]\nu_e\sigma_e$ — частота столкновений электронов с атомами неона. Поскольку транспортное сечение электрона невелико ($\sigma_e \approx 2 \cdot 10^{-16}$ см²) и слабо зависит от энергии [17], такая оценка для плотности атомов неона $[Ne] \approx 5.5 \cdot 10^{-16}$ см⁻³ при температуре T_e несколь-

ко эВ относит на счет упругих столкновений не более 1/20 доли потери энергии. Таким образом, ориентируясь на $t_{Te} \approx 50$ с в позднем послесвечении при давлении 1.7 Торр, оцениваем характерное время релаксации энергии электронов непосредственно по окончании разряда как $t_{Te} \approx 2.5$ мкс, что на качественном уровне (учитывая близкий к экспоненциальному характер зависимости потока прямого возбуждения от температуры электронов при пороге $E_{th} \approx 18$ эВ) объясняет крутизну начального уменьшения интенсивности $J_{585.2}(t)$ и других линий на рис. 2 *a*.

Заметим, что при обсуждении зависимостей скоростей рассматриваемых процессов от температуры электронов мы обращаемся только к их качественному характеру. Вычисление $T_e(t)$ (в идеале — функции распределения электронов по энергии) в плазме, создаваемой барьерным разрядом, — непростая задача, требующая, в частности, учета электрического поля, создаваемого зарядами на внутренних поверхностях диэлектрических стенок разрядной трубки вблизи электродов. На этом уровне анализа можем лишь предположить, что, вследствие радиальной симметрии свечения плазмы по окончании стадии ее создания (две полуволны тока разряда разной полярности длительностью несколько мкс) [2], их влияние невелико.

Мы провели аналогичные измерения в области ближнего ультрафиолета (рис. 5). Видно, что обычно формируемый исключительно линиями переходов $4p \rightarrow 3s$ атома неона спектр используемого барьерного разряда в этой области длин волн содержит яркие ионные линии. Как и можно было ожидать, переход из области прямого возбуждения $4p$ уровней к ступенчатому сопровождался характерным для красно-желтой области спектра изменением относительных интенсивностей линий в переходах с уровнями $3p_1$, $3p_9$ и $3p_{10}$ (обозначения по Пашену). Поэтому в данном случае мы ограничились сопоставлением потоков возбуждения при временах Δt_1 и Δt_3 .

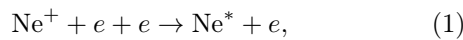
3.2. Стадия рекомбинационного заселения

Рекомбинационные механизмы заселения возбужденных уровней атомов инертных газов хорошо изучены в многочисленных исследованиях (основные перечислены в обзоре [9]), в том числе в послесвечении барьерного разряда [18]. На их основе можно интерпретировать различие спектров на рис. 4 *a* и

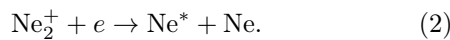
Таблица. Интенсивности J_λ -линий в спектре рис. 3, отнесенные к интенсивности линии 582.5 нм и отношения соответствующих сечений прямого возбуждения σ_d [10, 11] при энергии электрона 30 эВ и сечений ступенчатого возбуждения [13, 14] из метастабильного состояния $2p^5 3s(^3P2)$ (уровень $1s_5$ в обозначениях Пашена)

| λ , нм | $J_\lambda, \Delta t_1$ | σ_d [10, 11] | $J_\lambda, \Delta t_2$ | σ_{step} |
|---------------------|-------------------------|---------------------|-------------------------|-----------------|
| 585.2 ($2p_1$) | 1 | 1 | 1 | 1 |
| 640.2 ($2p_9$) | 0.46 | 0.4, 0.5 | 6.2 | > 10 [13] |
| 724.5 ($2p_{10}$) | 0.37 | 0.1, 0.3 | 7 | > 10 [14] |

рис. 4 *b*, из данных которого видно, что к началу интервала времени Δt_4 интенсивности линий, связанных с ударно-радиационной рекомбинацией ионов Ne^+ с электронами, на что указывает сильная зависимость интенсивности от T_e (рис. 2 *b*) (показана на примере 576.4 нм, верхний уровень принадлежит конфигурации $2p^5 4d$):



настолько уменьшаются по сравнению с линиями переходов $3p \rightarrow 3s$, что в спектре плазмы они становятся едва различимыми на фоне переходов с уровней конфигурации $2p^5 3p$. И в то же время относительные интенсивности линий переходов $3p \rightarrow 3s$ в стадии позднего послесвечения (Δt_4) коррелируют с характерным для диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов распределением населенностей $3p$ -уровней атома неона [9]:



Отметим, что более быстрое угасание в послесвечении линий, появляющихся вследствие (1), несмотря на его несопоставимо малую скорость по сравнению с (2), связано не только с различием зависимостей числа актов (1) и (2) от плотности электронов, но и с особенностями ионного состава плазмы [3], развивающегося с начальным условием

$$[Ne_2^+]/[Ne^+] \ll 1$$

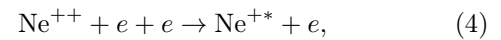
и увеличением со временем относительной плотности молекулярных ионов за счет конверсии при тройных столкновениях



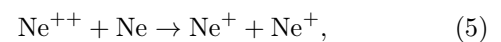
Процессы (1), (2) формируют также и рекомбинационный спектр переходов $4p \rightarrow 3s$, с тем лишь отличием от уровней $3p$, что со временем вместе с линиями, переносящими поток ударно-радиационной рекомбинации (отчетливо видно на примере линии

576.4 нм, рис. 4), быстрее угасают и линии, излучаемые тремя верхними уровнями конфигурации $2p^5 4p$. Это обусловлено спецификой процесса диссоциативной рекомбинации в неоне [18], для которого указанные уровни, расположенные в шкале энергии выше основного колебательного уровня v иона $Ne_2^+(v=0)$, оказываются в послесвечении недоступны и заселяются в основном благодаря процессу (1). В этом состоит единственное принципиальное различие характеров заселения уровней $3p$ и $4p$ атома неона в распадающейся плазме.

В заключение несколько слов о ионном спектре. На рис. 5 мы впервые представляем данные, допускающие сопоставление ионного спектра, возбуждаемого ударно-радиационной рекомбинацией двукратно заряженного иона



с хорошо изученным во множестве экспериментов спектром возбуждения электронным ударом. В таких экспериментах (в качестве источника возбуждения традиционно используется разряд с полым катодом [19]) идентифицированы около 2000 линий переходов из возбужденных состояний с главным квантовым числом вплоть до $n=8$ [16]. В экспериментах с барьерным разрядом низкого давления в стадии распада плазмы мы наблюдали линии переходов из состояний с энергией возбуждения от 30.5 эВ вплоть до уровней конфигурации $2s^2 2p^4 f$ с энергией возбуждения около 37.5 эВ. Наибольший интерес, на наш взгляд, представляет исследование рекомбинационного механизма заселения ионных уровней. Это и объясняет выбор пониженного до 0.4 Торр давления для анализа спектра в коротковолновой области: согласно [20, 21] в неоновой плазме существует эффективный механизм преобразования ионов



подавление которого заметно уменьшает разрушение ионов Ne^{++} за время перехода $\Delta t_1 - \Delta t_3$.

Характер изменения относительных интенсивностей некоторых ионных линий с переходом от Δt_1 к Δt_3 заметно отличается от наблюдаемого в атомном спектре. Например, соседствующие в спектре рис. 5 а линии 332.7 (наиболее яркая по NIST [16], 31.51 эВ) и 333.48 (30.88 эВ) изменяются многократно, причем в разные стороны; из тройки близких по яркости [16] линий 9, 10, 11 (347.95, 348.07 и 348.19 нм) в рекомбинационной стадии заметна лишь одна — 348.19 нм. Еще более впечатляющее поведение демонстрирует линия 439.2 нм (переход $4f \rightarrow 3d$) — в рекомбинационном максимуме ее интенсивность близка к интенсивности в разряде, тогда как в атомном спектре это различие составляет не менее порядка величины. Интерпретация этих явлений требует существенного расширения экспериментального материала.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В области длин волн 310–730 нм исследован спектральный состав и временные характеристики излучения в атомном спектре низкочастотного импульсного барьерного разряда в неоне низкого давления. Сопоставление результатов эксперимента с литературными данными о механизмах образования возбужденных атомов указывает на их отчетливое разделение в зависимости от времени наблюдения по отношению к началу разряда. На смену прямому и ступенчатому возбуждению электронным ударом с преобладанием неупругих столкновений в балансе энергии электронов в активной стадии (разряде) и раннем послесвечении приходит рекомбинационное заселение, сопровождающееся образованием характерного максимума населенностей всех возбужденных состояний с преимущественной ролью процесса ударно-радиационной рекомбинации ионов Ne^+ . Анализ эволюции спектра и хода $J(t)$ вместе с наблюдением реакции интенсивностей линий на импульсный «подогрев» электронов высокочастотным полем приводит к выводу, что в конечной стадии распада плазмы излучение связано в основном с механизмом диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Ne_2^+ с электронами с формированием характерного для этого процесса распределения населенностей по ограниченному набору возбужденных уровней атома неона. Приведенные фрагменты ионного спектра, заметно обогащающие область переходов $4p \rightarrow 3s$, указывают на перспективность барьерного разряда использованной конфигурации для изучения роли двукратно заряженных ионов в формировании оптических свойств распадающейся плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. Ivanov, Plasma Sources Sci. Technol. **29**, 045022 (2020); DOI: org/10.1088/1361-6595/ab7f4c.
2. В. А. Иванов, Опт. и спектр. **130**, 996 (2022); DOI: 10.21883/OS.2022.07.52718.3076-21 [V. A. Ivanov, Opt. Spectr. **130**, 799 (2022); DOI: 10.21883/EOS.2022.07.54719.3076-21].
3. В. А. Иванов, Опт. и спектр. **129**, 992 (2021); DOI: 10.21883/OS.2021.08.51193.1987-21 [V. A. Ivanov, Opt. Spectr. **129**, 1104 (2021); DOI: 10.1134/S0030400X21080099].
4. U. Kogelschatz, Plasma Chem. Plasma Proc. **23**, 1 (2003).
5. V. F. Tarasenko, E. B. Chernov, M. V. Erofeev, M. L. Lomaev, A. N. Panchenko, V. S. Skakun, E. A. Sosnin, and D. V. Shitz, Appl. Phys. A **69**, 327 (1999).
6. В. А. Иванов, Опт. и спектр. **131**, 1537 (2023).
7. В. А. Иванов, Ю. Э. Скобло, ЖЭТФ **106**, 1704 (1994).
8. A. V. Gurevich and L. P. Pitaevskii, Sov. Phys. JETP **19**, 870 (1964).
9. В. А. Иванов, УФН **162**, 35 (1992) [V. A. Ivanov, Usp. Fiz. Nauk **162**, 35 (1992)].
10. L. J. Kieffer, Atomic Data **1**, 121 (1969); URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/linesform.html>.
11. J. E. Chilton, M. D. Stewart, Jr., and Chun C. Lin, Phys. Rev. A **61**, 052608 (2000).
12. А. И. Шишпанов, П. С. Бажин, В. В. Залетов, Сборник материалов Всероссийской конференции, Наука, СПбГУ (2022), с. 421.
13. J. B. Boffard, M. L. Keeler, G. A. Piech, L. W. Anderson, and C. C. Lin, Phys. Rev. A **64**, 032708 (2001); DOI: 10.1103/PhysRevA.64.032708.
14. S. S. Baghel, S. Gupta, R. K. Gangwar, and R. Srivastava, Plasma Sources Sci. Technol. **28**, 115010 (2019).

15. V. M. Donnelly, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37**, R217 (2004); DOI:10.1088/0022-3727/37/19/R01.
16. NIST Atomic Spectra Database Lines Form [Electronic source], URL: https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html.
17. M. Adibzadeh and C. E. Theodosiou, *Atom. Data Nucl. Data Tables* **91**, 8 (2005); DOI:10.1016/j.adt.2005.07.004.
18. С. В. Гордеев, В. А. Иванов, Ю. Э. Скоб-ло, *Опт. и спектр.* **127**, 396 (2019); DOI:10.21883/OS.2019.09.48190.106-19 [S. V. Gordeev, V. A. Ivanov, and Yu. E. Skob-
lo, *Opt. Spectr.* **127**, 418 (2019); DOI:
10.1134/S0030400X19090133].
19. A. E. Kramida and G. Nave, *Eur. Phys. J. D* **39**, 331 (2006); DOI: 10.1140/epjd/e2006-00121-4.
20. F. J. de Hoog and H. J. Oskam, *J. Appl. Phys.* **44**, 3496 (1973).
21. R. Johnsen and M. A. Biondi, *Phys. Rev. A* **18**, 996 (1978).