

01 Диэлектрический барьерный разряд в смеси He–Ne низкого давления. Спектроскопия послесвечения

© В.А. Иванов

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

Поступила в редакцию 24.12.2021 г.
В окончательной редакции 13.02.2022 г.
Принята к публикации 06.04.2022 г.

Рассмотрена возможность использования диэлектрического барьерного разряда (DBD) низкого давления в качестве источника плазмы активной среды He–Ne-лазера. Спектроскопически исследована стадия распада плазмы DBD цилиндрической конфигурации с ярко выраженной инверсной населенностью верхнего уровня конфигурации $2p^55s$ по отношению к нижнему уровню перехода на длине волны 632.8 nm, делающей эту линию одной из наиболее ярких в видимой области спектра. На основе анализа данных о населенностях возбужденных уровней атома неона и метастабильных уровней гелия 2^1S_0 и 2^3S_1 показано, что в ранней стадии послесвечения DBD при давлениях гелия доли–единицы Torr реализуется характерное для механизма передачи возбуждения $\text{He}(2^1S_0) + \text{Ne} \rightarrow \text{He}(1^1S_0) + \text{Ne}^*$ распределение населенностей по уровням $2p^55s$ и $2p^54d$ атома неона. В позднем послесвечении с уходом атомов гелия 2^1S_0 излучение в видимой области спектра формируется в основном переходами с уровней конфигурации $2p^53p$, заселение которых связано с атомами $\text{He}(2^3S_1)$. На этой стадии заселение состояний $2p^55s$ и $2p^54d$ процессами электрон-ионной рекомбинации малоэффективно и не приводит к образованию инверсии населенностей. В качестве оптимального по яркости линии 632.8 nm в послесвечении решения предложено использовать разряд с электродами вдоль внешней поверхности цилиндрической разрядной трубки, инициируемый на частотах, исключающих рекомбинационную стадию послесвечения.

Ключевые слова: элементарные процессы, барьерный разряд, инверсная населенность, послесвечение, гелий-неоновая плазма, передача возбуждения.

DOI: 10.21883/OS.2022.07.52718.3076-21

Введение

Диэлектрический барьерный разряд активно применяется в последние десятилетия для решения широкого круга технологических задач [1,2], в том числе прикладных задач оптики по оптимизации квантовых генераторов [2] и источников излучения на основе эксимерных молекул [2,3]. В цитированных обзорах описаны примеры удачного применения DBD в диапазоне давлений от десятков Torr до атмосферного и при частотах разряда десятки kHz–десятки MHz. В данной работе мы обратились к спектроскопическому исследованию плазмы барьерного разряда в смеси He–Ne с целью выяснения условий формирования инверсной населенности возбужденных состояний атома неона в его послесвечении.

Исследованию процессов в плазме He–Ne как активной среде исторически первого газового лазера [4,5] посвящены сотни экспериментальных и теоретических работ (некоторые отображены в обзорах [6,7]), сформировавших детальное представление о механизмах формирования ее оптических свойств. Однако, как показывают недавние исследования, потенциал плазмы He–Ne как источника новых оптических явлений далеко не исчерпан. Так, например, в работах [8,9] показано,

что в определенных условиях послесвечение разряда в смеси He–Ne формируется вследствие рекомбинации гетероядерных ионов HeNe^+ с электронами. В [10] описан эффект концентрации с ростом давления гелия излучения оболочки $2p^54p$ атома неона, представленного в плазме чистого неона набором трех десятков спектральных линий сравнимой интенсивности, в единственную линию 352.0 nm, исходящую с ее верхнего уровня $3p_1$ (по Пашену). Это явление обнаружено при исследовании эволюции спектра послесвечения барьерного разряда в условиях низкого содержания неона (единицы mTorr) при полном давлении смеси 0.1–20 Torr. Для его интерпретации (окончательная модель будет представлена в наших следующих публикациях) был получен большой набор экспериментальных данных о спектральном составе и временных характеристиках послесвечения протяженного барьерного разряда цилиндрической конфигурации с электродами на внешней поверхности стеклянной трубки. Анализ спектров послесвечения дополнил обнаруженный в отношении инфракрасных переходов факт [4], что в широком диапазоне изменения давления, состава смеси He–Ne, плотности электронов плазмы и времени в послесвечении имеет место инверсная населенность верхнего уровня перехода $2p_4 \leftarrow 3s_2$, излучающего линию 632.8 nm. Эти данные и

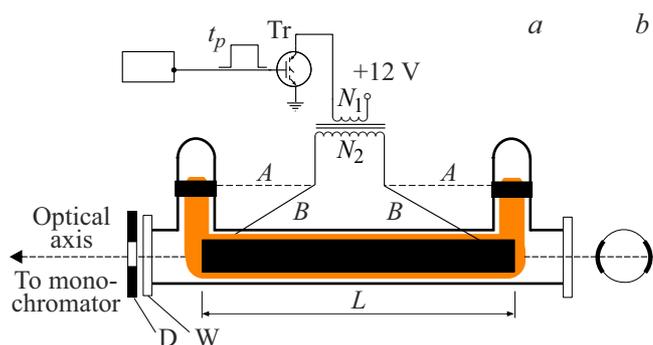


Рис. 1. (а) Разрядная трубка (внутренний диаметр 3.9 см, $L = 22$ см. D — диафрагма диаметром 5 мм, W — кварцевые окна, $A-A$ — электроды на вертикальных отростках. (б) Расположение электродов $B-B$ на боковой поверхности трубки.

их интерпретация вместе с обсуждением возможности построения He–Ne-лазера на основе барьерного разряда и составили содержание излагаемого ниже материала.

Эксперимент

Мы использовали два варианта периодического барьерного разряда с одной и той же схемой питания, показанной на рис. 1. В этой простой схеме (детали изложены в [11,12]) используется свойство обратногоходо-вого трансформатора накапливать энергию в активной фазе при открытом транзисторе, когда напряжение на электродах $12(N_2/N_1)$ V недостаточно для развития тока разряда, и передавать ее в цепь вторичной обмотки по окончании импульса таймера t_p . В обсуждаемом эксперименте отношение чисел витков $N_2/N_1 = 10$, максимальное напряжение коллектор–эмиттер используемого транзистора 600 V. Схема с такими параметрами позволяла осуществлять барьерный разряд каждой конфигурации с напряжением на электродах до 6000 V при давлениях гелия от долей до десятков Торр. Ток такого разряда [11] представляет собой две полуволны разной полярности длительностью 2–3 μ s каждая при нулевом среднем значении. Наблюдение излучения разряда велось вдоль его оси с помощью монохроматора с линейной дисперсией 0.6 nm/mm. Радиальное распределение свечения изучалось сканированием изображения трубки вдоль входной щели монохроматора при снятой диафрагме D (рис. 1). Световые потоки регистрировались методом многоканального счета фотонов с временным разрешением от 40 ns.

Обсуждаемые ниже экспериментальные данные, отражающие процессы в распадающейся плазме смеси He–Ne, относятся к давлению гелия 0.7 и 6.8 Торр при давлении неона менее 5 mТорр. Свечение в стадии разряда, характеризующее его пространственные характеристики, представлено спектральной линией атома неона 585.2 nm, излучаемой плазмой чистого неона при давлении 0.9 Торр.

Плотности атомов гелия в метастабильных состояниях 2^1S_0 и 2^3S_1 вычислялись по результатам измерений поглощения приосевой областью трубки излучения дополнительного источника — микрозаряда с полым катодом в гелии на длинах волн 501.57 nm ($2^1S \leftarrow 3^1P$) и 388.9 nm ($2^3S \leftarrow 3^3P$) соответственно. Контуры линий излучения и поглощения полагались в расчетах доплеровскими с учетом сложной структуры линии 388.9 nm. Методика измерения плотностей метастабильных атомов по поглощению аналогична описанной в [13].

Относительные населенности возбужденных уровней атома неона в послесвечении определялись по измеренным методом счета фотонов спектрам излучения плазмы в диапазоне длин волн 350–750 nm.

Для анализа характера образования возбужденных атомов неона и гелия в стадии распада плазмы электроны „подогревались“ импульсным высокочастотным полем. Техника подобного эксперимента изложена в [12].

Результаты и обсуждение

Формирование пространственного распределения плотностей излучающих атомов в разрядах вдоль и поперек разрядной трубки ($A-A$ и $B-B$, рис. 1) происходит существенно по-разному, но это различие не сказывается на основном результате: инверсия населенностей имеет место в послесвечении обоих разрядов. На наш взгляд, однако, поперечный разряд обладает тем преимуществом, что его инициация требует заметно меньшего напряжения на электродах, причем это напряжение слабо зависит от длины L разрядной трубки, что позволяет варьировать L в широких пределах, не усложняя схемы питания. Результаты работы, представленные далее, относятся к плазме с электродами на боковой поверхности разрядной трубки. Ее излучение на длине волны 585.2 nm (переход $1s_2 \leftarrow 2p_1$ атома неона) в стадии разряда и раннего послесвечения показывает

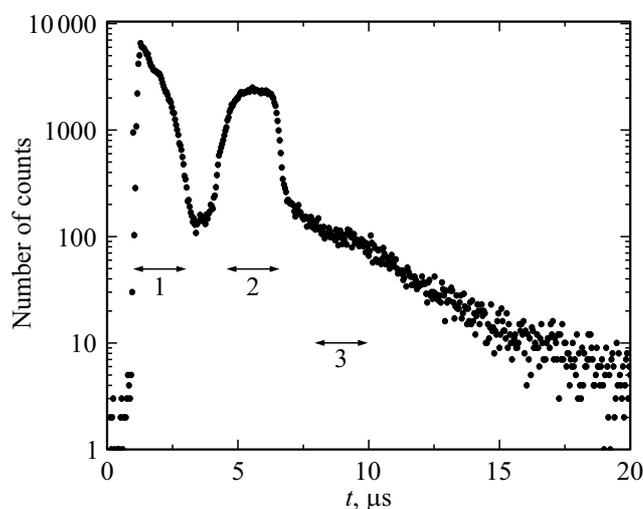


Рис. 2. Интенсивность линии 585.2 nm атома неона в разряде в чистом неоне в раннем послесвечении при давлении 0.9 Торр.

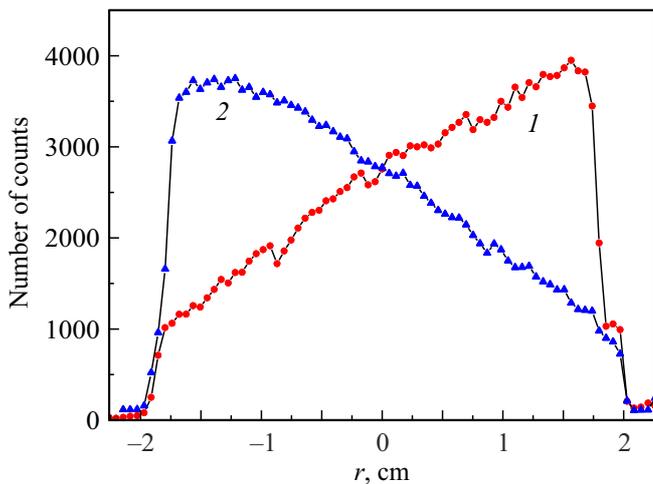


Рис. 3. Радиальное распределение свечения плазмы на длине волны 585.2 nm в первой (1) и второй (2) полуволнах тока разряда.

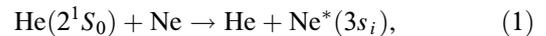
рис. 2. Два „горба“ формируются упомянутыми выше полуволнами тока разряда. Каждая полуволна создает плазменное образование с максимумом свечения вблизи электрода, являющегося в данной полуволне катодом. Так, кривая 1 на рис. 3 (катод справа) описывает радиальное распределение интенсивности линии 585.2 nm в первой полуволне рис. 2, кривая 2 относится ко второй полуволне. Измерения выполнены со стробированием сигнала фотоэлектронного умножителя в течение времен, показанных на рис. 2. Таким образом, для раннего послесвечения характерно близкое к П-образному распределение свечения по радиусу трубки (кривая 3 на рис. 4, соответствующая третьему интервалу стробирования рис. 2). Это распределение за счет высших диффузионных мод быстро трансформируется в свечение, близкое к типичному для стационарного газового разряда невысоких давлений.

В барьерном разряде подобной конфигурации при более высоких давлениях свечение значительно сильнее „прижато“ к стенкам трубки и остается таковым длительное время в стадии распада [11]. Отметим, что свечение, показанное на рис. 2, характерно для механизма возбуждения электронным ударом. В рассматриваемых условиях (важным является малость плотности атомов неона) подобное рис. 2 свечение демонстрируют только линии атома гелия, а также линии неона с потенциалом возбуждения, заметно превышающим энергию состояния $\text{He}^*(2^1S_0)$, что исключает механизм передачи возбуждения. Интенсивности всех остальных спектральных линий в области спектра 350–750 nm в раннем послесвечении повторяют ход населенности $[\text{He}^*(2^1S_0)](t)$.

На рис. 5 показан фрагмент спектра послесвечения DBD в смеси He–Ne при давлениях 0.7 и 0.003 Torr соответственно. Запись велась в режиме счета фотонов в 1024 точках по спектру со стробированием сигнала ФЭУ

импульсами 80 μs , задержанными по отношению к $t = 0$ рис. 2 на 20 μs . В верхней части рис. 5 отмечены линия 632.8 nm (переход $2p_4 \leftarrow 3s_2$) и линии переходов с уровня $2p_4$ 609.6 и 594.5 nm. Видно, что линия He–Ne-лазера 632.8 nm является одной из наиболее ярких линий в распадающейся плазме. Расположение данных в логарифмическом масштабе позволяет по линии атомарного водорода H_α оценить степень спектральной чистоты излучения плазмы He–Ne.

Заселение уровней $2p^55s$ в активной среде на основе плазмы постоянного тока происходит, как известно [5], вследствие детально изученного процесса передачи возбуждения при столкновениях



Сечение процесса для $3s_2$ при комнатной температуре частиц по данным экспериментальных исследований [14–18] составляет $2 \cdot 10^{-16} - 4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ (константа скорости $k_{\text{Ne}} \approx 4 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$). Этот механизм образования возбужденных атомов неона оказывается преобладающим также и в начальной стадии послесвечения барьерного разряда, что подтверждают данные рис. 6, показывающие идентичность изменения во времени плотности $[\text{He}(2^1S_0)]$ и интенсивностей линий переходов с уровней конфигураций $2p^55s$ (632.8 nm), $2p^54d$ (576.4 nm), $2p^54p$ (352.0 nm), а также $2p^53p$. Для линий, исходящих с уровней конфигурации $2p^53p$ (585.2 nm на рис. 6), расположенных в шкале энергии возбуждения ниже метастабильного уровня $\text{He}(2^3S_1)$, характерна смена механизма возбуждения — от процесса (1) в раннем послесвечении к аналогичному процессу с участием атома гелия $\text{He}(2^3S_1)$, присутствующего в послесвечении намного более длительное время. Рекомбинационное свечение в данных условиях малозаметно на фоне механизма передачи возбуждения. О его роли в

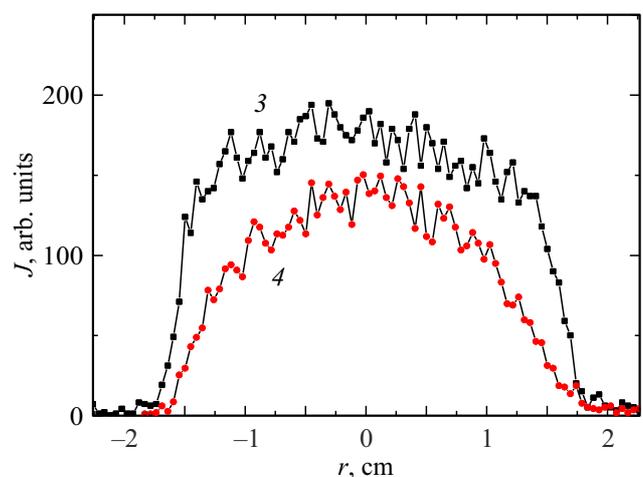


Рис. 4. Радиальное распределение свечения плазмы на длине волны 585.2 nm в послесвечении: 3 — интервал стробирования 3 (рис. 2), 4 — интервал стробирования длительностью 20 μs , задержанный на 20 μs по отношению к $t = 0$ (рис. 2).

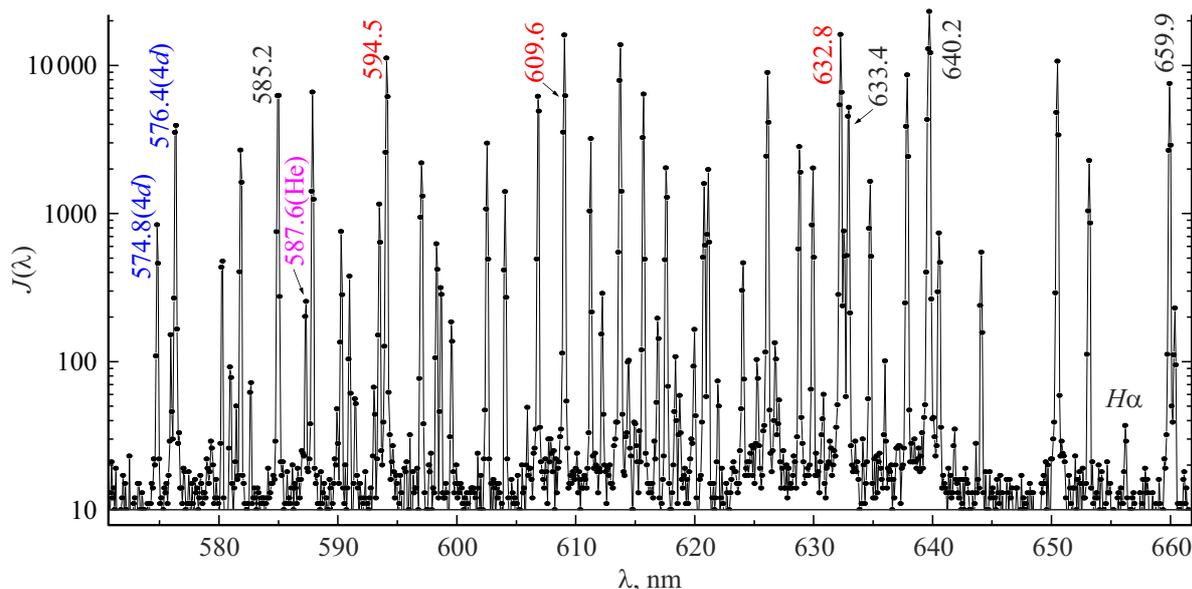


Рис. 5. Фрагмент спектра послесвечения DBD при $P_{\text{He}} = 0.7 \text{ Torr}$, $P_{\text{Ne}} = 0.003 \text{ Torr}$.

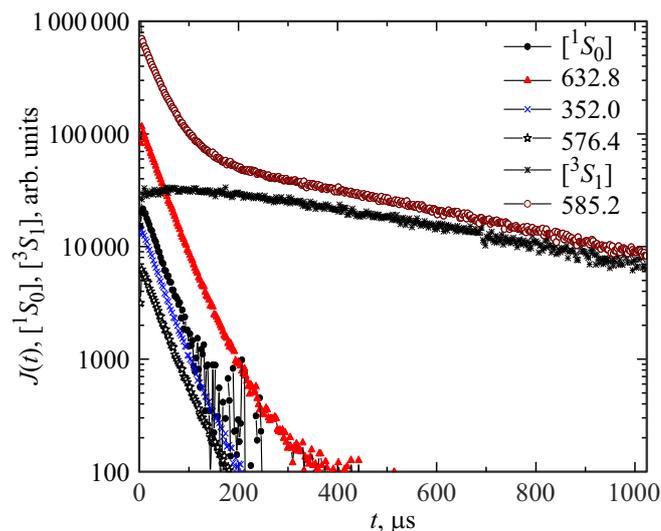
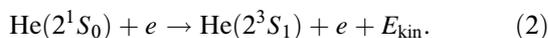


Рис. 6. Интенсивности спектральных линий и плотности метастабильных атомов гелия $[\text{He}^*(2^1S_0)]$ и $[\text{He}^*(2^3S_1)]$ в послесвечении. $P_{\text{He}} = 0.7 \text{ Torr}$, $P_{\text{Ne}} = 0.003 \text{ Torr}$. Значения плотностей $[\text{He}^*(2^1S_0)]$ и $[\text{He}^*(2^3S_1)]$ по окончании разряда равны соответственно $5 \cdot 10^{10}$ и $8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

послесвечении можно судить по поздней стадии интенсивности линии 632.8 nm (рис. 6).

В рассматриваемых условиях малой плотности неона (единицы mTorr) разрушение состояния $\text{He}(2^1S_0)$ в послесвечении происходит в основном вследствие столкновений



Константа скорости процесса (2) известна ($k_e \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ [19]), причем она слабо зависит

Таблица 1. Населенности уровней $2p_i$ по отношению к $3s_2$ по интенсивностям J_i (в числах фотоэлектронов) наиболее ярких линий атома неона в послесвечении при давлениях гелия и неона 0.7 и 0.003 Torr соответственно. J — полные моменты верхних состояний переходов

$\lambda_i, \text{ nm}$	$A_{ik}, 10^6 \text{ s}^{-1}$	J_i	$S(\lambda_i)$	$[N_i]/[N_{3s_2}]$	J
632.8 ($3s_2-2p_4$)	3.4	16000	0.78	1	1
585.2 ($2p_1-1s_2$)	61	8550	0.92	0.025	0
659.9 ($2p_2-1s_2$)	23.2	7523	0.69	0.1	1
588.2 ($2p_2-1s_5$)	11.5	6590	0.91	0.08	1
607.4 ($2p_3-1s_4$)	60	8054	0.83	0.027	0
609.6 ($2p_4-1s_4$)	18.1	16300	0.87	0.17	2
612.8 ($2p_5-1s_4$)	0.67	304	0.83	0.09	1
630.5 ($2p_6-1s_4$)	4.16	2040	0.78	0.1	2
638.3 ($2p_7-1s_4$)	32	8714	0.76	0.1	1
650.6 ($2p_8-1s_4$)	30	10760	0.71	0.08	2
724.5 ($2p_{10}-1s_4$)	10	3600	0.4	0.15	1

от средней энергии электронов [20], изменяющейся в раннем послесвечении. Это позволяет на основе спектроскопических измерений величины $[\text{He}^*(2^1S_0)](t)$ достаточно точно оценивать плотность электронов распадающейся плазмы смеси He–Ne. Так, данные рис. 2–6 относятся к плотности электронов в начале послесвечения $\approx 6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

С уровня $3s_2$ атома неона в соответствии с правилами отбора исходят 9 спектральных линий на все (за исключением $2p_9$) уровни конфигурации $2p^53p$. В табл. 1 представлены вычисленные по интенсивностям линий в послесвечении относительные населенности уровней $3s_2$ и $2p_i$ с учетом спектральной чувствительности $S(\lambda)$

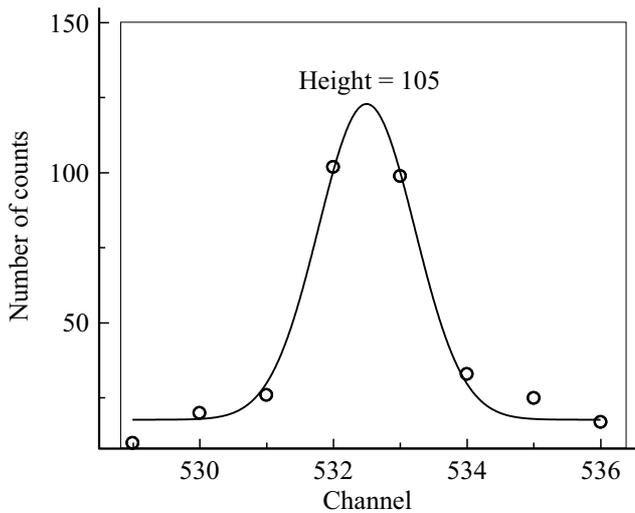


Рис. 7. Фрагмент спектра послесвечения при линии 615.0 нм (переход $3p \leftarrow 4d$).

установки:

$$[N_i] = J(\lambda_i) / (S(\lambda_i)A_{ik}).$$

Чувствительность $S(\lambda)$ оптической схемы регистрации излучения измерена с помощью источника сплошного спектра LS-1-CAL, используемого для калибровки абсолютной спектральной чувствительности в диапазоне 300–1050 нм. Вероятности переходов брались из таблиц NIST Database [21]. Из табл. 1 видно, что имеет место ярко выраженная инверсная населенность уровня $3s_2$ по отношению ко всем уровням $2p_i$, причем степень инверсии оказывается минимальной в случае $2p_4$ — нижнем уровне линии 632.8 нм. При таких населенностях усиление света (с учетом полных моментов состояний) возможно на всех линиях переходов $2p_i \leftarrow 3s_2$.

Для нахождения населенностей $[2p_i]$ мы выбирали линии, идущие на наименее населенные резонансные уровни $1s_2$ и $1s_4$ атома неона и поэтому наименее подверженные поглощению. Однако, как видно из отношений $[2p_2]/[3s_2]$, найденных по двум линиям 659.9 и 588.2 нм, из которых последняя оканчивается на нижнем метастабильном уровне $1s_5$, поглощение излучения в данном эксперименте не приводит к заметным ошибкам.

Поскольку регистрация интенсивностей велась в дискретном наборе точек по спектру, величины $J(\lambda_i)$ находились с помощью аппроксимации функцией Гаусса соответствующего отрезка спектра с вычислением интенсивности в максимуме кривой. Пример такой процедуры показан на рис. 7.

Следует отметить, что относительные населенности уровней $2p^5 5s$ атома неона в послесвечении в данном эксперименте оказались практически тождественными полученным в принципиально иных условиях [22] чисто оптического возбуждения атомов $\text{Ne}(2^1S_0)$ в смеси $\text{He}-\text{Ne}$ при давлениях He 0.9 и Ne менее 0.07 Торг. Это следует из данных табл. 2, которые указывают также

Таблица 2. Относительные населенности уровней $2p^5 5s$, определенные по интенсивностям в послесвечении указанных в скобках линий и вероятностям переходов по NIST Database [21]

Уровни $2p^5 5s$	Данная работа	[21]
$3s_2$ (632.8)	1	1
$3s_3$ (606.5)	0.004	0.005
$3s_4$ (621.4)	0.12	0.11
$3s_5$ (618.3)	0.12	0.10

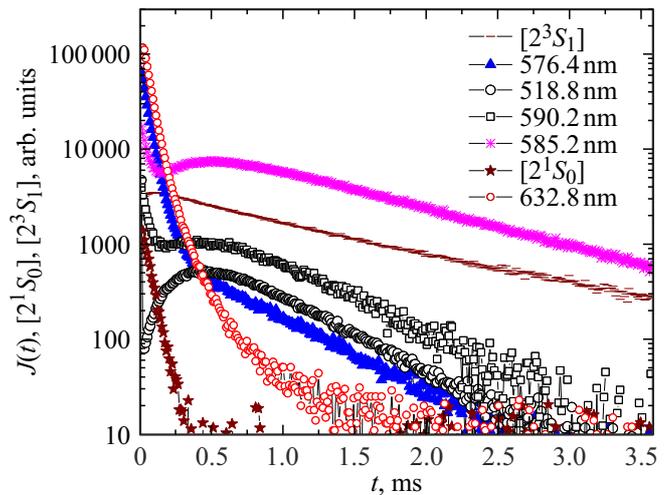
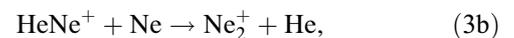


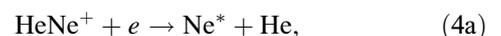
Рис. 8. Послесвечение DBD при давлениях гелия 6.8 Торг и неона 0.003 Торг. Плотность электронов в начале послесвечения $[e] \sim 4.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Для удобства чтения графика интенсивность линии 518.8 нм увеличена в 4 раза.

на образование в обоих случаях сугубо неравновесного распределения населенностей уровней. Последнее свидетельствует о том, что в обоих экспериментах роль гелия в столкновительном „перемешивании“ возбужденных состояний атома неона оказывается незначительной.

С увеличением давления гелия, как показали аналогичные измерения при давлениях компонентов смеси 6.8 Торг, 3 мТорг и при $[e] \sim 4.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, степень инверсии населенностей уменьшается, а с переходом к стадии рекомбинационного заселения уровней исчезает вовсе. Это видно по данным рис. 8, демонстрирующего эволюцию послесвечения. Плотности атомов гелия и неона в этих условиях достаточны для образования вследствие тройных столкновений молекулярных ионов HeNe^+ и Ne_2^+ :



рекомбинация которых с электронами:



оказывается эффективным механизмом заселения всех состояний атома неона, лежащих в шкале энергии ниже основного колебательного уровня $v = 0$ иона HeNe^+ [8,9,23].

Поскольку энергия $E(v = 0) \sim 21 \text{ eV}$ [23,24], вследствие непосредственно реакций (4) или за счет каскадных переходов в плазме появляется весь набор рассматриваемых в данной работе возбужденных состояний атома Ne, начиная с $2p^56s$ (для иона Ne_2^+ с $2p^54p$ [25]) и далее вниз по энергии возбуждения. В то же время уровни $2p^56s$ уже недоступны для процесса передачи возбуждения (1), что показывает послесвечение на линии 518.8 nm перехода $2p^53p \leftarrow 2p^56s$ (рис. 8), свободное от влияния метастабильных атомов гелия $\text{He}(2^1S_0)$. Вклад рекомбинационного свечения, как видно из рис. 8, по сравнению с передачей возбуждения (1) даже в случае уровней одной конфигурации $2p^54d$ может быть совершенно различным: отношение интенсивностей линий 590.2 nm (энергия верхнего уровня 20.804 eV) и 576.4 nm (20.705 eV) увеличивается при смене в послесвечении механизма заселения почти на два порядка величины, что отражает резонансный характер процесса (1) (энергия возбуждения состояния $\text{He}(2^1S_0)$ 20.62 eV), которым, очевидно, не обладает электрон-ионная рекомбинация.

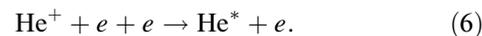
Представленные данные указывают, на наш взгляд, на целесообразность обсуждения вопроса об использовании DBD цилиндрической конфигурации для создания плазмы активной среды He–Ne-лазера. В данной работе мы ограничились анализом излучения плазмы с плотностью электронов $[e] < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, однако в рамках схемы питания разряда рис. 1, как показывает эксперимент, нетрудно увеличить $[e]$ (и соответственно увеличить плотности метастабильных атомов гелия) на порядок величины даже в трубке радиусом 1.9 cm , далеким от оптимального для лазерных приложений. При этом можно использовать две простые возможности схемы питания: во-первых, увеличивать длительность импульса t_p на затворе транзистора и тем самым увеличивать энергию, передаваемую во вторичную обмотку трансформатора, и во-вторых, что подтверждает эксперимент, повышать частоту разряда за счет сокращения стадии послесвечения. Отметим два очевидных достоинства схемы разряда рис. 1: безэлектродный характер, что обеспечивает практически неограниченный ресурс разрядной трубки, и простоту электрической схемы, содержащей всего два полупроводниковых элемента.

Специфика кинетики атомов гелия в метастабильных состояниях $\text{He}(2^1S_0)$ и $\text{He}(2^3S_1)$, существующих в послесвечении в заметных концентрациях в течение различных временных интервалов (рис. 6, 8), позволяет предсказать возможности генерации как полного набора лазерных линий, так и линии $1.15 \mu\text{m}$, связанной только с долгоживущими атомами $\text{He}(2^3S_1)$. Последняя в данной работе не наблюдалась, но мы не видим причин отсутствия в послесвечении инверсной населенности в системе уровней $4s-3p$.

Завершая обсуждение свойств плазмы He–Ne, отметим в дополнение к упомянутому в вводной части статьи явлению [10] еще одно неожиданное для столь долго и широко исследованного объекта обстоятельство. Суть вопроса (подробнее см. в [26]) связана с известной [27] особенностью процесса диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов гелия He_2^+



происходить в распадающейся плазме с участием только колебательно-возбужденных молекулярных ионов $\text{He}_2^+(v)$ с $v \geq 3$. Это исключает из участия в (5) наиболее населенные нижние состояния иона и делает его малозначимым в распаде плазмы, а утвердившееся в литературе вслед за [28] мнение о высоких скоростях колебательной релаксации молекулярных ионов в собственном газе предопределяет невозможность наблюдения в эксперименте связанного с (5) излучения плазмы на фоне ударно-радиационной рекомбинации ионов He^+ :



Скорость этого процесса намного сильнее (в случае чисто столкновительной кинетики возбужденного электрона как $T_e^{-4.5}$) зависит от температуры электронов [29,30,32], чем скорость диссоциативной рекомбинации (от $T_e^{-0.5}$ до $T_e^{-1.5}$ [31]). Это отличие позволяет на качественном уровне различать рекомбинационные механизмы образования возбужденных атомов по наблюдению реакции излучения распадающейся плазмы на импульсный „нагрев“ электронов. Некоторые результаты подобного эксперимента с импульсным высокочастотным полем показаны на рис. 9. Очевидно принципиальное различие поведения линий 503.8 nm (энергия верхнего $5d$ -уровня 21.015 eV , энергия связи возбужденного электрона 0.55 eV) и 585.2 nm (энергия

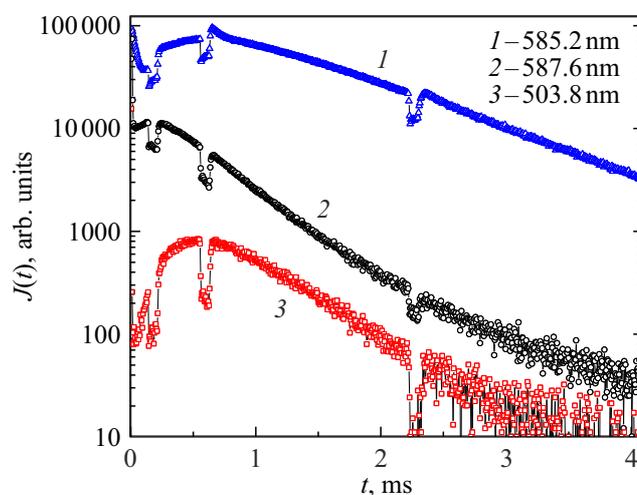


Рис. 9. Интенсивности спектральных линий гелия (587.6 nm) и неона в послесвечении. $P_{\text{He}} = 0.7 \text{ Torr}$, $P_{\text{Ne}} = 0.003 \text{ Torr}$, плотность электронов в начале послесвечения $[e] \sim 9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

верхнего $3p$ -уровня 18.96 eV) как во времени, так и в смысле отклика на „подогрев“ электронов. Заселение рассматриваемого $5d$ -уровня, недоступного для процессов (1) и (4), обусловлено ударно-радиационной рекомбинацией ионов Ne^+ с характерной для процесса сильной зависимостью скорости от T_e . В то же время заселение $3p$ -уровней связано (за исключением самого раннего послесвечения) с процессами (4). Что касается одной из наиболее ярких линий гелия 587.6 nm (энергия верхнего $3d$ -уровня 23.07 eV , энергия связи возбужденного электрона 1.52 eV), то в модели ударно-радиационной рекомбинации ее интенсивность должна также реагировать на изменение T_e , как и линия 503.8 nm атома неона, поскольку скорости процесса в гелии и неоне одинаковы и при близкой к 10^{11} cm^{-3} плотности электронов зависят от T_e как $T_e^{-4.5}$ [31]. Последнее противоречит наблюдаемому в эксперименте поведению линии 587.6 nm . Очевидно, его объяснение требует более адекватной информации о механизмах электрон-ионной рекомбинации как источниках возбужденных атомов в гелиевой плазме.

Выводы

Методом кинетической спектроскопии в области длин волн $350\text{--}750\text{ nm}$ исследована гелий-неоновая плазма протяженного барьерного разряда низкого давления с целью выяснения условий формирования инверсной населенности возбужденных уровней атома неона в распадающейся плазме. Изучены временные характеристики и спектры излучения плазмы в разряде и послесвечении при давлениях гелия 0.7 и 6.7 Torr и неона 3 mTorr при плотности электронов менее 10^{11} cm^{-3} . На основе изменений поглощения света на переходах в метастабильные состояния атома гелия определены их населенности $[\text{He}(2^1S_0)](t)$ и $[\text{He}(2^3S_1)](t)$ и показана идентичность изменения со временем интенсивностей спектральных линий переходов $3p \leftarrow 5s$, $3p \leftarrow 4d$, $3s \leftarrow 4p$, $3s \leftarrow 3p$ и населенности $[\text{He}(2^1S_0)](t)$ в ранней стадии послесвечения при $t < 150\text{ }\mu\text{s}$. На этой стадии имеет место ярко выраженная инверсная населенность верхнего уровня конфигурации $2p^55s$ ($3s_2$ по Пашену) по отношению ко всем уровням конфигурации $2p^53p$. При $t \geq 150\text{ }\mu\text{s}$ излучение плазмы формируется в основном линиями переходов $3s \leftarrow 3p$, интенсивности которых изменяются со временем идентично изменению величины $[\text{He}(2^3S_1)](t)$. С увеличением давления гелия спектр послесвечения обогащается излучением, возникающим вследствие диссоциативной рекомбинации ионов HeNe^+ и Ne_2^+ с электронами плазмы, но этот механизм не формирует инверсной населенности. На основании данных эксперимента обсуждается целесообразность использования DBD цилиндрической конфигурации с электродами вдоль боковой поверхности разрядной трубки в качестве источника плазмы активной среды He–Ne-лазера.

Конфликт интересов

Конфликт интересов отсутствует.

Список литературы

- [1] R. Brandenburg. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **26** (5), 053001 (2017). <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aa6426>
- [2] U. Kogelschatz. *Plasma Chem. Plasma Proc.*, **23** (1), 1 (2003).
- [3] D. Gellert, U. Kogelschatz. *Appl. Phys. B*, **52** (1), 14 (1991).
- [4] A. Javan, W.R.Jr. Bennett, D.R. Herriott. *Phys. Rev. Letters*, **6** (3), 106 (1961). DOI: 10.1103/PhysRevLett.6.106
- [5] A.D. White, J.D. Rigden. *Proceedings of the IRE*, **50** (7), 1697 (1962). DOI: 10.1109/JRPROC.1962.288157
- [6] L. Allen, D.G.C. Jones. *Principles of Gas Lasers*. London, Butterworths, 1967.
- [7] A.Z. Devdariany, A.L. Zagrebina, K. Blagoev. *Annales De Physique*, **17** (5), 365 (1992).
- [8] В.А. Иванов, А.С. Петровская, Ю.Э. Скобло. *Опт. и спектр.*, **117** (6), 869 (2014). [V.A. Ivanov, A.S. Petrovskaja, Yu.E. Skoblo, *Opt. Spectrosc.*, **117** (6), 896 (2014). DOI: 10.1134/S0030400X14120108].
- [9] В.А. Иванов, А.С. Петровская, Ю.Э. Скобло. *Опт. и спектр.*, **123** (5), 689 (2017). [V.A. Ivanov, A.S. Petrovskaja, Yu.E. Skoblo. *Opt. Spectrosc.*, **123** (5), 692 (2017). DOI: 10.1134/S0030400X17110091].
- [10] V.A. Ivanov, Yu.E. Skoblo. *Opt. Spectrosc.*, **127** (5), 820 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19110110
- [11] В.А. Иванов. *Опт. и спектр.*, **126** (3), 247 (2019). [V.A. Ivanov. *Opt. Spectrosc.*, **126** (3), 167 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X1903007X].
- [12] V.A. Ivanov. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **29** (4), 045022 (2020). <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab7f4c>
- [13] V.A. Ivanov. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **31**, 1765 (1998). <http://iopscience.iop.org/0953-4075/31/8/025>.
- [14] E.E. Benton, E.E. Ferguson, F.A. Matson, W.W. Robertson. *Phys. Rev.*, **128** (1), 206 (1962).
- [15] O.P. Botchkova, Yu.A. Tolmahev, S.E. Frish. *Opt. Spectrosc.*, (USSR) **23**, 500 (1967).
- [16] C.R. Jones, F.E. Niles, W.W. Robertson. *J. Appl. Phys.*, **40**, 3967 (1969).
- [17] J.T. Massey, A.G. Shultz, B.F. Hochheimer, S.M. Cannon. *J. Appl. Phys.*, **36**, 658 (1965).
- [18] V.P. Chebotaev, L.S. Vasilenko. *Opt. Spectrosc.*, **20**, 313 (1966).
- [19] A.V. Phelps. *Phys. Rev.*, **99**, 1307 (1955).
- [20] В.А. Иванов, А.С. Приходько, Ю.Э. Скобло. *Опт. и спектр.*, **70** (3), 507 (1991). [V.A. Ivanov, A.S. Prikhod'ko, Yu.E. Skoblo. *Opt. Spectrosc.*, **70**, 297 (1991)].
- [21] NIST Atomic Spectra Database Lines Form [Электронный ресурс]. URL: https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
- [22] H.K. Naak, B. Wittig, F. Stuhl. *Z. Naturforsch.*, **35A**, 1342 (1980).
- [23] В.А. Иванов, А.С. Петровская, Ю.Э. Скобло. *ЖЭТФ*, **155** (5), 901 (2019). [V.A. Ivanov, A.S. Petrovskaja, Yu.E. Skoblo, *JETP*, **128**, 767 (2019). DOI: 10.1134/S1063776119030051].
- [24] X.J. Liu, Y.Z. Qu, B.J. Xiao, C.H. Liu, Y. Zhou, J.G. Wang, R.J. Buenker. *Phys. Rev. A* **81** (2), 022717 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevA.81.022717

- [25] С.В. Гордеев, В.А. Иванов, Ю.Э. Скобло. *Опт. и спектр.*, **127** (3), 396 (2019). [V.A. Ivanov, S.V. Gordeev, Yu.E. Skoblo. *Opt. Spectrosc.*, **127** (3), 418 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19090133].
- [26] В.А. Иванов, Ю.Э. Скобло. *Опт. и спектр.*, **127** (6), 890 (2019) [V.A. Ivanov, Yu.E. Skoblo. *Opt. Spectrosc.* **127** (6), 962 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19120087].
- [27] R.S. Mulliken. *Phys. Rev.*, **136** (4A), 962 (1964). DOI: 10.1103/PhysRev.136.A962
- [28] D.R. Bates. *Comments Atom. Mol. Phys.*, **5**, 89 (1976).
- [29] A.V.Gurevich, L.P. Pitaevskii. *Sov. Phys. JETP*, **19** (4), 870 (1964).
- [30] D.R. Bates, A.E. Kingston, R.W.P. McWhirter. *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A267**, 297 (1962). <https://www.jstor.org/stable/2414257>
- [31] В.А. Иванов. *УФН*, **162** (1), 35 (1992). DOI: 10.3367/UFNr.0162.199201b.0035. [V.A. Ivanov. *Sov. Phys. Usp.*, (1), 17 (1992). DOI: 10.1070/PU1992v035n01ABEH002192].
- [32] J. Stevfelt, J. Boulmer, J.-F. Delpech. *Phys. Rev. A* **12** (4), 1246 (1975). DOI: 10.1103/PhysRevA.12.1246