

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ПЛАЗМА

УДК 533.9

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ
В ПОСЛЕСВЕЧЕНИИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В СМЕСИ He–Xe

© 2023 г. Г. М. Григорьян^{a,*}, А. В. Демьянов^{b,**}, Н. А. Дятко^{b,c,***}, И. В. Кочетов^{b,c,****}

^a Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

^b ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

^c Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*e-mail: galgr2@rambler.ru

**e-mail: demyanov@triniti.ru

***e-mail: dyatko@triniti.ru

****e-mail: kochet@triniti.ru

Поступила в редакцию 12.12.2022 г.

После доработки 12.01.2023 г.

Принята к публикации 14.01.2023 г.

Выполнены экспериментальные и расчетно-теоретические исследования функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) на стадии послесвечения тлеющего разряда в смеси гелия (содержание 98.5% He) и ксенона (содержание 1.5% Xe) для давлений 1, 2 и 3 Торр и тока разряда 10 мА. Разряд зажигался в трубке радиусом 1.25 см. Согласно измерениям, в области малых энергий функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) имеет вид близкий к максвелловской функции. Характерной особенностью измеренных функций распределения является также наличие плато в области энергий 1–4 эВ. Формирование этого плато связано с быстрыми электронами (4.5 эВ), образующимися в процессах хемоионизации с участием метастабильных атомов ксенона. Расчеты выполнены в рамках нестационарного уравнения Больцмана в локальном приближении для ФРЭЭ с учетом источника быстрых электронов. Проведено сравнение экспериментальных и расчетных результатов.

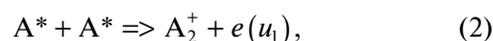
Ключевые слова: тлеющий разряд, плазма послесвечения, зонды Ленгмюра, функция распределения электронов по энергии, кинетика, метастабильный уровень, хемоионизация

DOI: 10.31857/S0367292122601588, EDN: FKOPTI

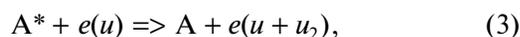
1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные и теоретическое исследования функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в плазме послесвечения тлеющего разряда в инертных газах интенсивно проводились в 70-х и 80-х гг. прошлого столетия (см., например, [1–13] и приведенные там ссылки). Полученные результаты были затем обобщены в обзорах [14, 15]. Исследования проводились в основном при малых давлениях газов ~1 Торр. В более поздних работах [16–21] исследования проводились как при малых, так и при более высоких (~10 Торр) давлениях.

Было показано, что в формировании ФРЭЭ в условиях выключенного электрического поля — “послесвечения разряда” — важную роль играют процессы, в которых появляются быстрые электроны. Это процессы хемоионизации



и соударения второго рода электронов с возбужденными атомами A^* (будем далее говорить о нижнем метастабильном уровне атомов)



где u_0, u_1 — энергии появившихся электронов, а u и $u + u_2$ — энергии электрона до и после соударения, u_2 — энергия электронного уровня. Например, для атомов ксенона $u_0 \approx 4.5$ эВ, $u_1 \approx 5.5$ эВ, $u_2 \approx 8.31$ эВ.

Качественно вид ФРЭЭ в послесвечении разряда в инертном газе можно описать следующим образом. После выключения электрического поля функция распределения электронов релаксирует таким образом, что формируется низкоэнергетическая часть ФРЭЭ, которая близка к максвелловской функции, и высокоэнергетическая часть, обусловленная появлением быстрых электронов. При этом средняя энергия электронов в

низкоэнергетической части ФРЭЭ (средняя энергия основной группы электронов в плазме), $\langle u \rangle$, становится значительно меньше u_0 . Вид ФРЭЭ в высокоэнергетической части зависит от условий. Если обратное время свободной диффузии быстрых электронов τ_{df}^{-1} меньше частоты релаксации их энергии в упругих соударениях ν_{mf} , то формирование “быстрой” части функции распределения будет локальным, и будет формироваться сплошной энергетический спектр от энергии быстрых электронов до $\langle u \rangle$.

Если же для быстрых электронов выполняется обратное соотношение $\tau_{df}^{-1} > \nu_{mf}$, то на формирование “быстрой” части ФРЭЭ будет влиять их взаимодействие со стенками плазменного объема (с пристеночным скачком потенциала). При этом потенциал стенок плазменного объема будет зависеть от скорости образования быстрых электронов. Если поток быстрых электронов на стенку в предположении их свободной диффузии меньше, чем амбиполярный поток ионов, то пристеночная разность потенциалов будет составлять величину около $\langle u \rangle / e$, где e – заряд электрона. В этом случае пристеночный скачок потенциала практически не будет влиять на движение быстрых электронов, а функция распределения этих электронов по энергии будет иметь вид локальных максимумов в области энергий u_0, u_1, u_2 . Если выполняется обратное соотношение, т.е. поток быстрых электронов на стенку больше, чем амбиполярный поток ионов, то пристеночный скачок потенциала становится $\sim u_f / e$, где u_f – энергия быстрых электронов. В результате быстрые электроны запираются в объеме и теряют энергию в процессах упругого рассеяния на атомах. В этом случае образуется сплошной энергетический спектр, как и в случае $\tau_{df}^{-1} < \nu_{mf}$.

Заметим, что в большинстве экспериментальных работ, посвященных исследованиям ФРЭЭ в послесвечении тлеющего разряда в инертных газах, исследования проводились в условиях, когда функция распределения быстрых электронов имеет вид одного или нескольких максимумов. При этом измерения проводились именно в диапазоне энергий вблизи этих максимумов (например, обзор [14] и цитируемые в нем работы). Исследований, в которых измерения проводились в широком диапазоне энергий, в условиях, когда формируется сплошной энергетический спектр электронов, немного (см. [12, 17]).

В настоящей работе выполнено экспериментальное исследование ФРЭЭ в послесвечении тлеющего разряда в смеси газов (He + 1.5%Xe) для давлений 1, 2 и 3 Торр и токе разряда 10 мА. Выбор смеси обусловлен следующими соображениями. В разряде в такой смеси гелий играет роль буферного газа. Концентрация возбужденных

атомов гелия в плазме очень мала, а ионизация обеспечивается процессами прямой и ступенчатой ионизации атомов ксенона и хемоионизации. Соответственно, в послесвечении разряда энергия быстрых электронов, образующихся в процессе (1), будет относительно небольшой ($u_0 \approx 4.5$ эВ). При этом релаксация энергии электронов будет происходить достаточно быстро в упругих соударениях с легкими атомами гелия. В такой ситуации можно ожидать, что в послесвечении будет формироваться сплошной энергетический спектр электронов до энергии ~ 4.5 эВ. В дополнительных экспериментах измерялись также вольтамперные характеристики разряда и населенности нижних электронных уровней атомов Хе в разряде и на стадии послесвечения разряда.

Путем численного решения нестационарного уравнения Больцмана для электронов (в локальном приближении) выполнены расчеты ФРЭЭ в послесвечении разряда для экспериментальных условий. В расчетах использовались измеренные значения напряженности электрического поля в положительном столбе разряда и населенностей нижнего метастабильного уровня ксенона. Проведено сравнение измеренных и рассчитанных ФРЭЭ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

В работе выполнены экспериментальные и теоретические исследования функции распределения электронов (ФРЭЭ) в плазме послесвечения тлеющего разряда в газовой смеси He + 1.5%Xe. Кроме того, измерялась населенность нижних электронных уровней ксенона $1s_5, 1s_4$ и $1s_3$ на оси разрядной трубки. В экспериментах использовалась разрядная трубка из молибденового стекла диаметром 25 мм. Цилиндрические электроды диаметром 3 см и длиной 5 см, вынесенные в вертикальные отростки трубки, были изготовлены из тантала. Расстояние между электродами составляло 40 см. Измерения проводились при давлении $P = 0.5\text{--}3$ Торр. В качестве рабочих газов использовались ксенон 95 (чистотой 99.995%) и спектрально чистый гелий. Установка работала в проточном режиме, газовая смесь прокачивалась через трубку со скоростью 20–30 см/с.

Экспериментальная установка позволяла работать как в режиме разряда постоянного тока, так и в импульсно-периодическом режиме. В режиме постоянного тока высоковольтный стабилизированный источник обеспечивал напряжение до 2 кВ, а ток в разряде мог меняться в диапазоне $I_d = 10\text{--}100$ мА. Для осуществления работы в импульсно-периодическом режиме разряд периодически обрывался специальной схемой шунтирования. Частота повторения импульсов тока со-

ставляла 2–3 кГц, длительность импульса была приблизительно равна 400 мкс, задний фронт импульса напряжения составлял около 2 мкс.

В режиме разряда постоянного тока измерялись напряженность электрического поля в положительном столбе и приэлектродное падение напряжения на специальной трубке того же диаметра. Величина напряженности электрического поля в положительном столбе тлеющего разряда оценивалась как $E = (U_d - U_{el})/L_d$, где U_d – измеренное падение напряжения на разрядном промежутке, U_{el} – сумма катодного и анодного падений напряжения, L_d – длина зоны разряда. Величина U_{el} определялась в дополнительных экспериментах, в которых измерялось напряжение на электродах при разных межэлектродных расстояниях при фиксированных значениях давления газа и тока разряда. В этих экспериментах использовалась газоразрядная трубка, которая имела несколько боковых отростков с установленными танталовыми электродами. Electroды были точно такими же, как и в трубках, использованных в экспериментах по определению концентрации метастабильных атомов и измерению ФРЭЭ в послесвечении. Длина зоны разряда L_d варьировалась путем подключения источника напряжения к разным электродам. Найденное приэлектродное падение напряжения в разряде в газовой смеси He + 1.5%Xe составило 123 В. Заметим, что для чистого гелия и чистого ксенона приэлектродное падение напряжения в разряде составило 160 и 115 В соответственно. Полученная зависимость напряженности электрического поля от тока разряда для разных давлений приведена на рис. 1.

Спектр излучения положительного столба разряда в диапазоне длин волн 400–900 нм записывался с помощью монохроматора с дифракционной решеткой 1200 штрихов/мм. В качестве фотоприемника использовался ФЭУ-106. Оптические измерения проводились в продольном направлении – вдоль оси горизонтальной части разрядной трубки, при этом с помощью диафрагмы выделялось излучение плазмы газового разряда из приосевой области.

Населенности уровней Xe ($1s_5$, $1s_4$, $1s_3$) на оси трубки измерялись методом оптического поглощения, который подробно описан в [22]. Применялся метод двух идентичных источников [23]. Населенности Xe ($1s_5$, $1s_4$, $1s_3$) определялись по поглощению излучения на переходах $2p_6-1s_5$ (длина волны 823.39 нм), $2p_5-1s_4$ (длина волны 828 нм) и $2p_4-1s_3$ (длина волны 820 нм).

Населенности нижних трех электронных уровней в зависимости от тока разряда в режиме разряда постоянного тока для давлений 1, 2 и 3 Торр показаны на рис. 2а, 2б и 2в. При токе разряда

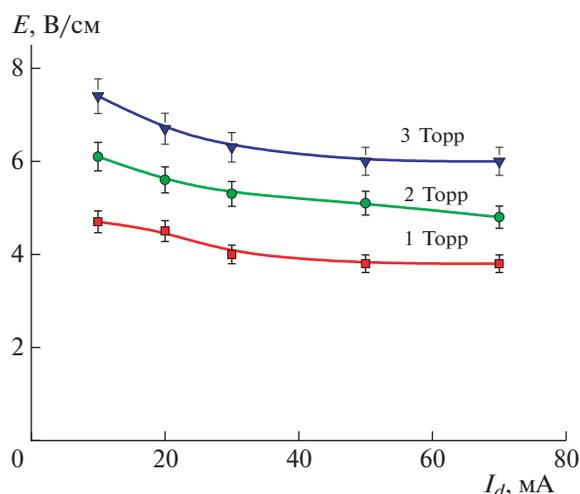


Рис. 1. Измеренная зависимость напряженности электрического поля в положительном столбе разряда от тока разряда для давлений газовой смеси 1, 2 и 3 Торр.

10 мА населенности уровней выше $1s_5$ заметно меньше, поэтому в расчетах мы ими пренебрегли.

На рис. 3а, 3б и 3в показаны результаты измерений в послесвечении разряда населенности нижнего метастабильного уровня $1s_5$ для давлений 1, 2 и 3 Торр при разных токах во время разряда. Экспериментальная погрешность измерения населенностей показана на рис. 3а.

Для измерения ФРЭЭ применялся метод, в котором используется модуляция подаваемого на зонд Ленгмюра напряжения [24, 25]. Схема экспериментальной установки для измерения ФРЭЭ приведена на рис. 4. На оси трубки располагался зонд, диаметром 25 мкм и длиной 3 мм, изготовленный из молибденовой проволоки. Зонд размещался на оси разрядной трубки на расстоянии 20 см от катода и был ориентирован по оси разрядной трубки. Заземленный катод разрядной трубки при зондовых измерениях использовался в качестве опорного электрода. Частота модуляции напряжения на зонде составляла 67 кГц. Амплитуда напряжения модуляции составляла $a = 0.5$ В.

В эксперименте концентрация электронов определялась по амплитуде второй гармоники тока зонда [25]

$$n_e(t) = \frac{2\sqrt{2m}}{eS_p} \int_0^\infty \frac{4}{a^2} I_e^{2\omega}(V_0) \sqrt{\frac{V_0}{e}} dV_0, \quad (4)$$

где S_p – площадь зонда, $I_e^{2\omega}(V_0)$ – амплитуда тока второй гармоники, V_0 – постоянное напряжение на зонде.

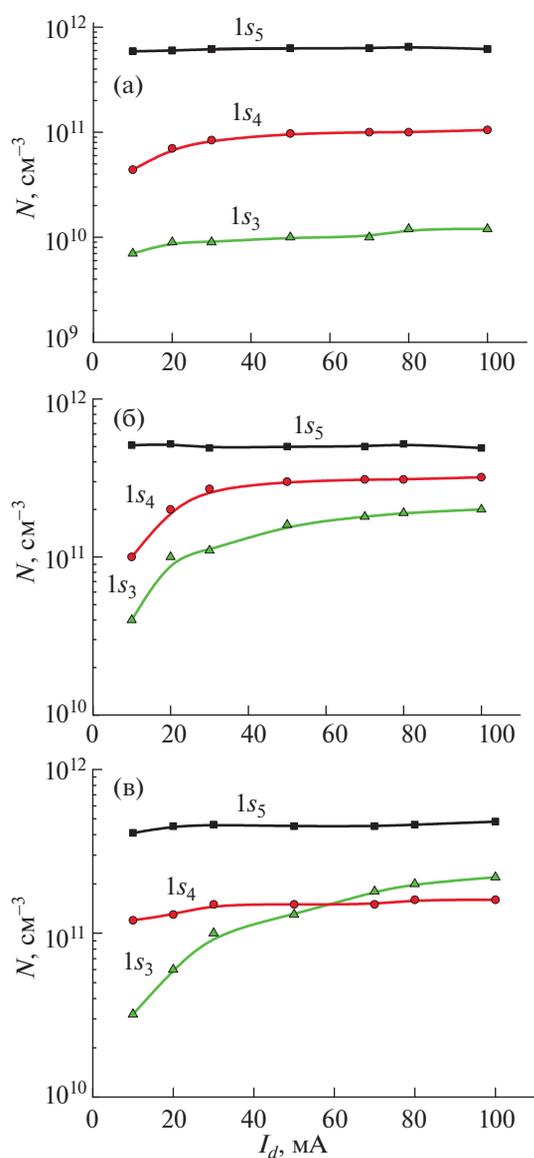


Рис. 2. Измеренная зависимость концентрации электронно-возбужденных состояний от тока разряда: а), б), в) – для давлений газовой смеси $P = 1, 2$ и 3 Торр соответственно.

Результаты измерения ФРЭЭ и концентрации электронов представлены на рис. 5–8 в разделе “Обсуждение расчетных и экспериментальных результатов” совместно с результатами расчетов.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ

В табл. 1 представлены характеристики плазмы разряда, в послесвечении которого проводились измерения ФРЭЭ.

Для всех давлений газовой смеси ($P = 1, 2$ и 3 Торр) разрядный ток составлял $I_d = 10$ мА, а

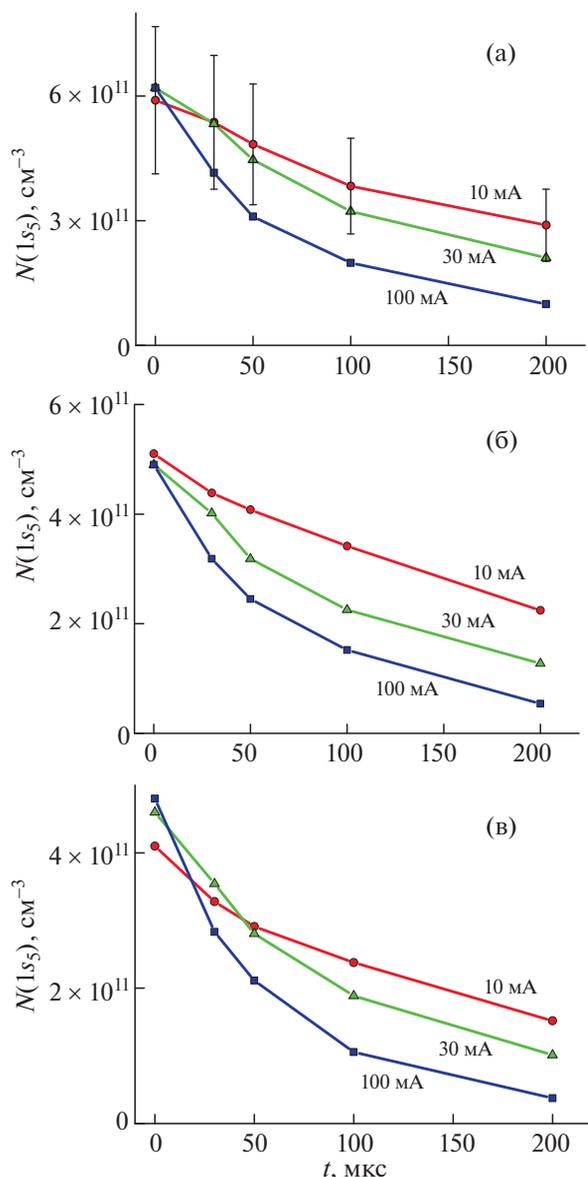


Рис. 3. Измеренная динамика населенности $\text{Xe}(1s_5)$ в послесвечении для разных токов разряда. а), б), в) – для давлений газовой смеси $P = 1, 2$ и 3 Торр соответственно.

температура газа равнялась $T_{gas} = 300$ К. Значения напряженности электрического поля E в плазме взяты из измерений (рис. 1), и рассчитаны соответствующие значения приведенного электрического E/N (N – концентрация атомов газа). Населенности нижнего метастабильного уровня ксенона $\text{Xe}(1s_5)$ на оси трубки взяты из результатов измерений, представленных на рис. 2.

Приведенные в табл. 1 значения скорости дрейфа электронов $V_{др}$ и средней энергии электронов $\langle u \rangle$ получены путем численного решения стационарного уравнения Больцмана для ФРЭЭ

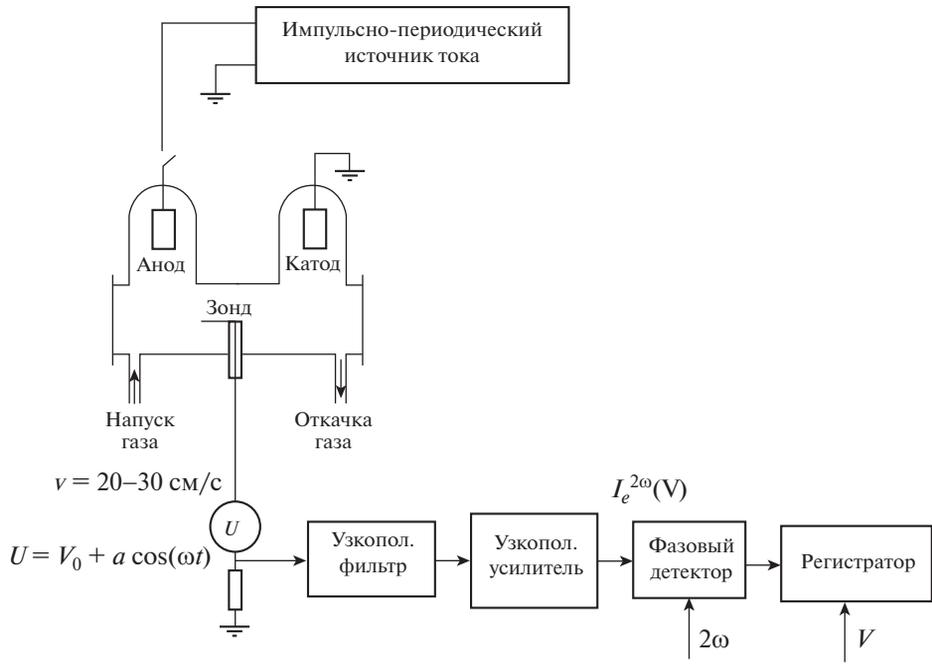


Рис. 4. Схема установки для измерения ФРЭЭ в послесвечении.

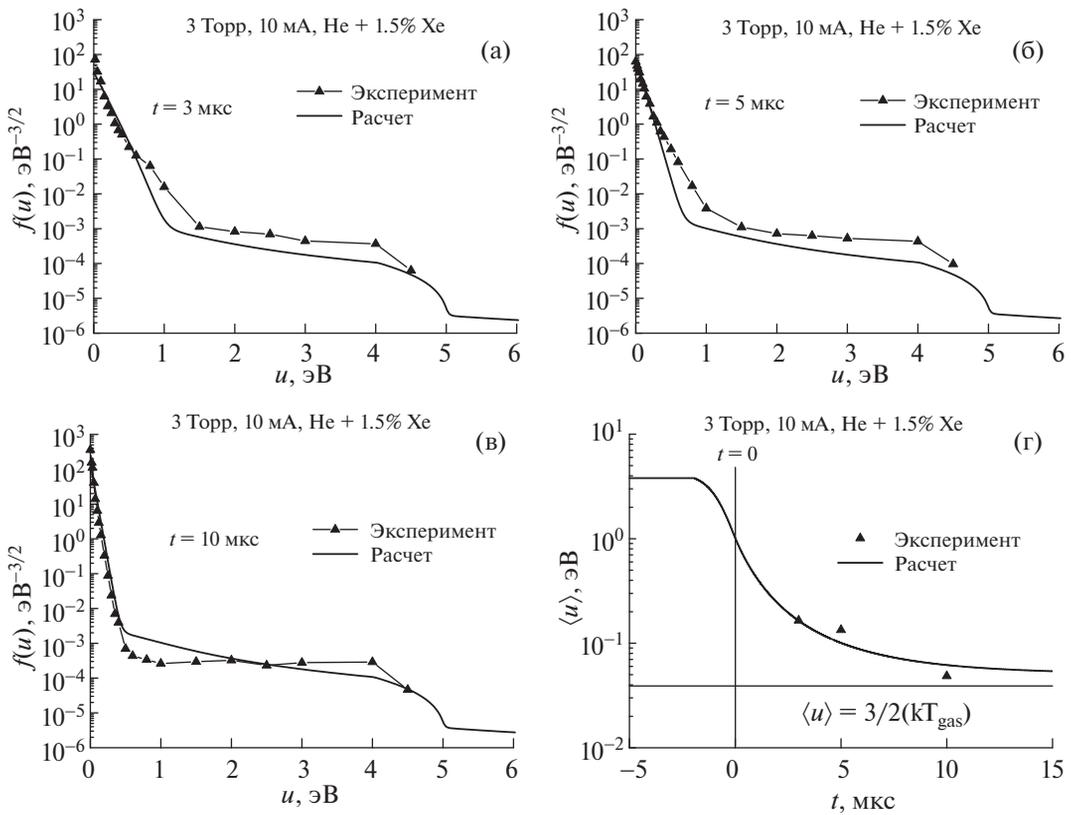


Рис. 5. (а), (б) и (в) – сравнение измеренных (символы) и рассчитанных (жирные линии) ФРЭЭ в послесвечении разряда в смеси He + 1.5%Xe в моменты времени 3, 5 и 10 мкс, (г) – экспериментальные (символы) и рассчитанные (линия) значения средней энергии электронов в послесвечении. Давление газа $P = 3$ Торр, разрядный ток $I_d = 10$ мА, температура газа $T_{\text{gas}} = 300$ К.

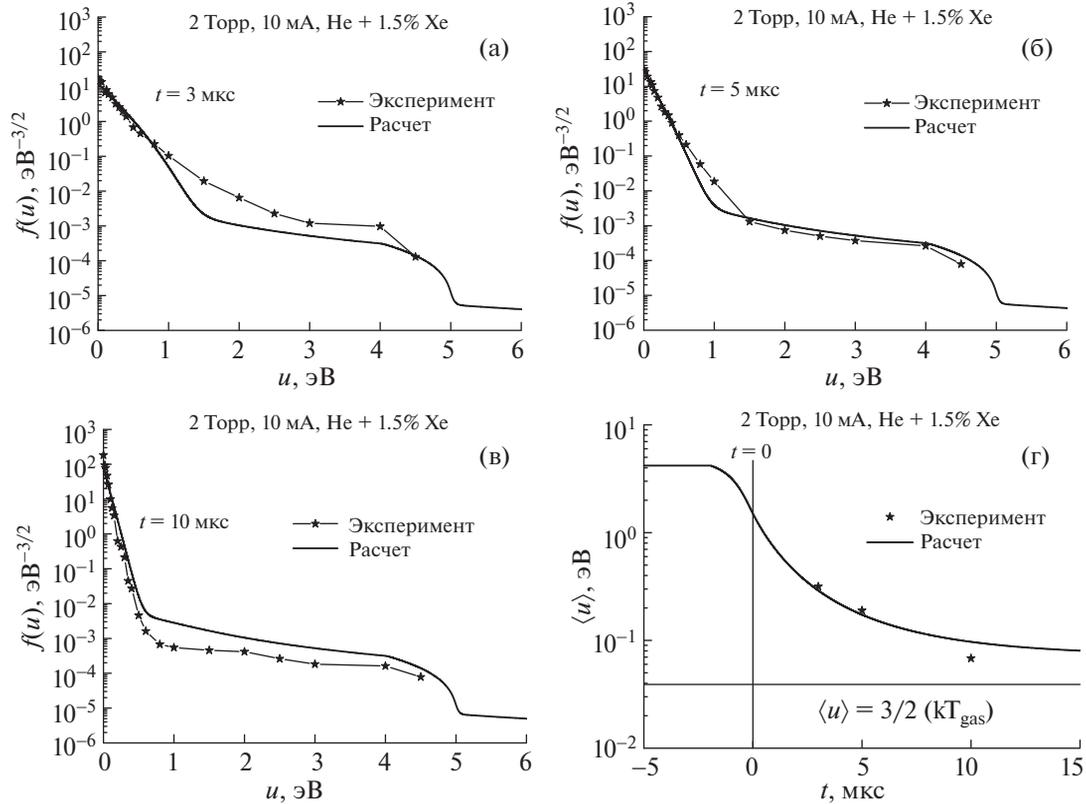


Рис. 6. (а), (б) и (в) – сравнение измеренных (символы) и рассчитанных (жирные линии) ФРЭЭ в послесвечении разряда в смеси He + 1.5%Xe в моменты времени 3, 5 и 10 мкс. (г) – экспериментальные (символы) и рассчитанные (линия) значения средней энергии электронов в послесвечении. $P = 2$ Торр, $I_d = 10$ мА, $T_{\text{gas}} = 300$ К.

[26] для смеси He + 1.5%Xe, и указанных в таблице значений E/N и населенностей Xe($1s_5$). Населенности более высоких уровней Xe($1s_4$, $1s_3$) существенно меньше населенности Xe($1s_5$) (см. рис. 2), поэтому в расчетах они не рассматривались. Набор сечений рассеяния электронов на атомах He взят из работы [27], а набор сечений рассеяния на атомах Xe – из работы [28]. Сечение соударений второго рода электронов с возбужденными атомами Xe($1s_5$) рассчитывалось из принципа детального равновесия, а сечение ступенчатой ионизации взято из [29]. Заметим, что доля возбужденных атомов Xe по отношению к полному числу атомов He и Xe достаточно мала: меньше 2×10^{-5} . Поэтому в расчетах не учитывал-

ся вклад в транспортное сечение процессов взаимодействия электронов с возбужденными атомами.

Рассчитанное значение скорости дрейфа использовалось для оценки концентрации электронов на оси трубки n_{e0} в предположении, что радиальное распределение электронов является бесселевским

$$n_{e0} = \frac{I_d}{eV_{dr}(\pi R^2/2.4)}, \quad (5)$$

где R – радиус трубки.

Значения средней энергии электронов использовались для оценки обратного времени ам-

Таблица 1. Измеренные и рассчитанные значения параметров плазмы в разряде в смеси He+1.5%Xe для разрядного тока $I_d = 10$ мА и температуры газа $T_{\text{gas}} = 300$ К

P , Торр	E , В/см	$[\text{Xe}(1s_5)]$, см^{-3}	E/N , Тд	V_{dr} , см с^{-1}	n_{e0} , см^{-3}	q , $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$	$\langle u \rangle$, эВ	v_{ad} , с^{-1}
1	4.7	6×10^{11}	14.5	1.58×10^6	1×10^{10}	7×10^{13}	4.9	1.8×10^5
2	6.1	5.1×10^{11}	9.5	1.92×10^6	1.6×10^{10}	4.9×10^{13}	4.2	7.8×10^4
3	7.4	4×10^{11}	7.7	2.9×10^6	2×10^{10}	3.2×10^{13}	3.8	4.7×10^4

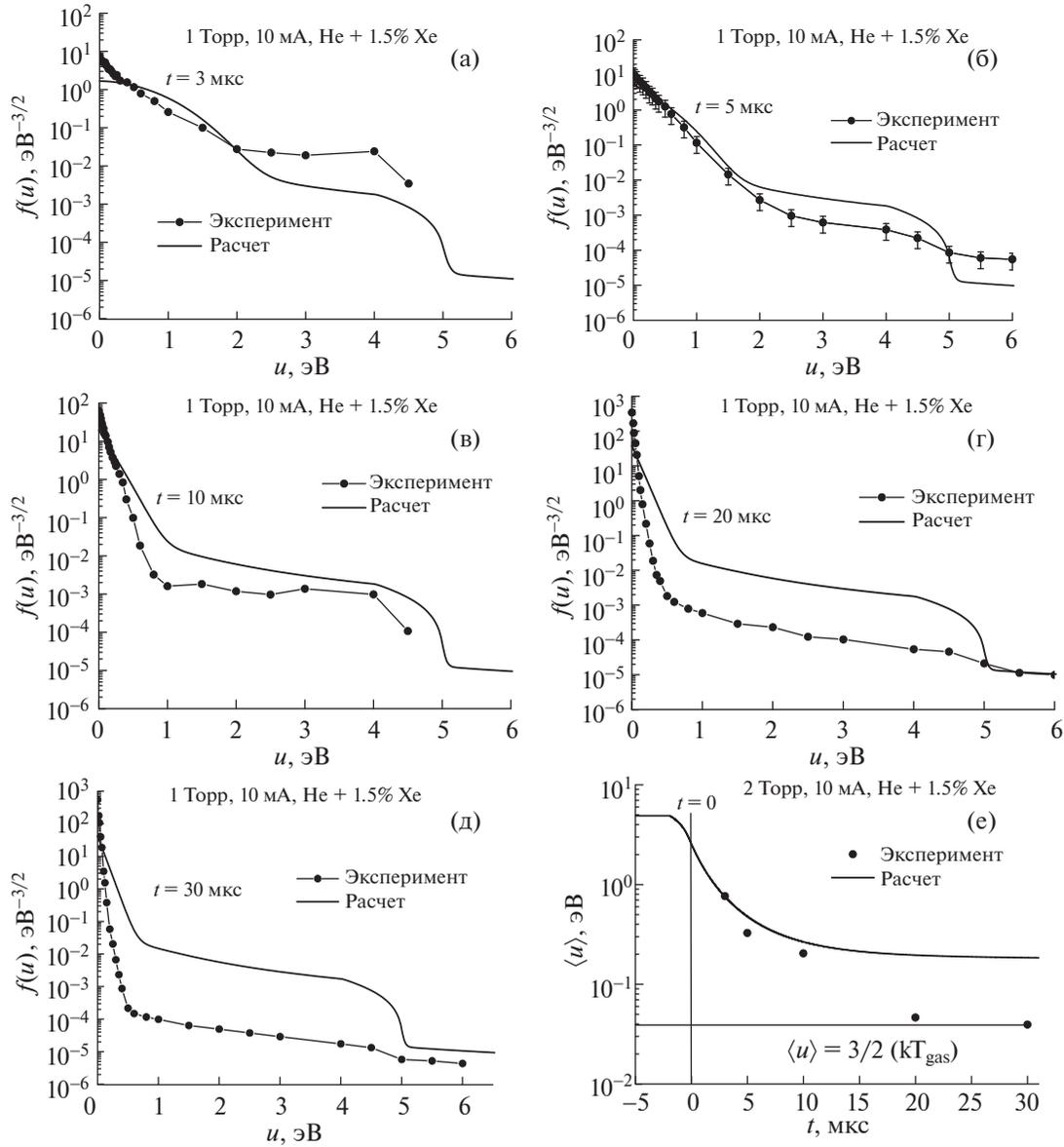


Рис. 7. (а), (б) (в), (г) и (д) – сравнение измеренных (символы) и рассчитанных (жирные линии) ФРЭЭ в послесвечении разряда в смеси He + 1.5%Xe в моменты времени 3, 5, 10, 20 и 10 мкс, (е) – экспериментальные (символы) и рассчитанные (линия) значения средней энергии электронов в послесвечении. $P = 1$ Торр, $I_d = 10$ мА, $T_{gas} = 300$ К.

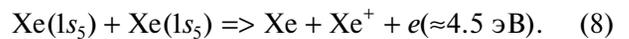
биполярной диффузии плазмы τ_{ad}^{-1} на стенку разрядной трубки [30]

$$\tau_{ad}^{-1} = \frac{D_{ad}}{(R/2.4)^2}, \quad D_{ad} = \left(\frac{k_B T_{gas}}{e} + \frac{2}{3} \frac{\langle u \rangle}{e} \right) \mu_+, \quad (6)$$

где D_{ad} – коэффициент амбиполярной диффузии, k_B – постоянная Больцмана, а μ_+ – подвижность ионов He^+ в гелии. Значение подвижности взято из [31]

$$\mu_+ [cm^2 V^{-1} s^{-1}] = 18 \frac{760 T_{gas}[K]}{P[\text{Torr}] 273.16}. \quad (7)$$

В табл. 1 представлена также интенсивность источника появления электронов за счет процессов хемоионизации



$$q = [Xe(1s_5)] \times [Xe(1s_5)] \times k_{ch}, \quad (9)$$

где $[Xe(1s_5)]$ – концентрация метастабильных атомов на оси трубки, а $k_{ch} = 1.9 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ – константа скорости процесса хемоионизации [14].

Появляющийся в процессе (8) электрон будет иметь энергию около 4.5 эВ. Заметим, что в про-

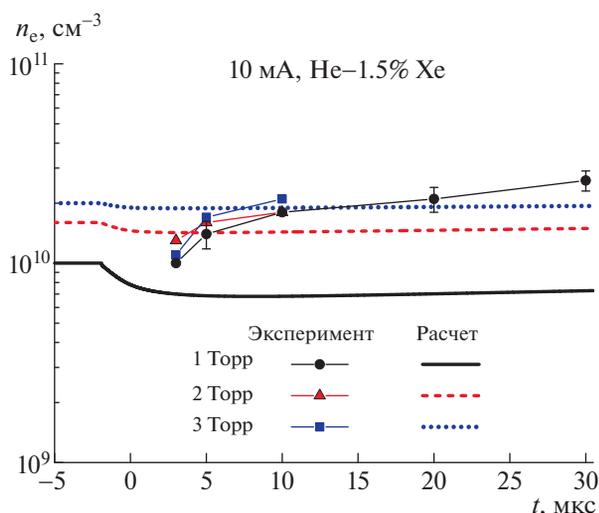


Рис. 8. Изменение концентрации электронов в плазме послесвечения. Линии – расчет, символы – эксперимент.

цессах хемоионизации могут образовываться и молекулярные ионы Xe_2^+ . В этом случае энергия появившегося электрона будет несколько больше (на величину энергии связи в молекулярном ионе ≈ 1 эВ). Но согласно работе [14] в случае ксенона доля молекулярных ионов в процессе хемоионизации составляет всего 12%. Поэтому в расчетах ФРЭЭ в послесвечении учитывался только процесс (8).

Как показали проведенные оценки, в рассматриваемых разрядных условиях электроны образуются в основном в процессах прямой и ступенчатой ионизации, а гибель электронов обусловлена уходом на стенку трубки за счет амбиполярной диффузии. Процесс хемоионизации в разрядных условиях вносит небольшой вклад (меньше 5%) в скорость наработки электронов, но в послесвечении разряда именно этот процесс будет основным процессом ионизации.

Скорость конверсии атомарных ионов Xe^+ в молекулярные мала (по сравнению со скоростью ухода на стенки) вследствие малой концентрации атомов ксенона. Поэтому в разрядной плазме и в плазме послесвечения (на рассматриваемых временах ~ 30 мкс) основным ионом будет Xe^+ .

Согласно измерениям населенности $\text{Xe}(1s_5)$ на оси трубки в послесвечении разряда, на временах, на которых проводились измерения ФРЭЭ, населенность уменьшается очень мало (рис. 3). Поэтому при расчете ФРЭЭ в послесвечении разряда населенность метастабильного уровня $\text{Xe}(1s_5)$ и, соответственно, интенсивность источника хемоионизации, полагались постоянными.

4. РАСЧЕТ ФРЭЭ В ПОСЛЕСВЕЧЕНИИ РАЗРЯДА В СМЕСИ $\text{He} + 1.5\% \text{Xe}$

Уравнение Больцмана для сферически симметричной части функции распределения электронов по энергии $F(u, t)$ записывалось в виде

$$\sqrt{u} \frac{dF}{dt} = I_E + I_m + I_{ee} + I_{ex} + I_{sec} + I_i + I_{si} + Q_{ch}(u) - \tau_{ad}^{-1} \sqrt{u} F. \quad (10)$$

Функция $F(u, t) = n_e(t)f(u, t)$ нормирована условием

$$\int_0^{\infty} \sqrt{u} F du = n_e(t), \quad (11)$$

где $n_e(t)$ – концентрация электронов, а функция $f(u)$, соответственно нормирована условием

$$\int_0^{\infty} \sqrt{u} f du = 1. \quad (12)$$

Члены $I_E, I_m, I_{ee}, I_{ex}, I_{sec}, I_i$ и I_{si} в правой части уравнения (9) описывают, соответственно, нагрев электронов в электрическом поле, упругое рассеяние электронов на атомах He и Xe, электрон-электронные соударения, возбуждение электронных уровней атомов из основного состояния, соударение второго рода электронов с возбужденными атомами, ионизацию из основного состояния и ступенчатую ионизацию атомов электронным ударом. Детальный вид этих членов приведен, например, в [32]. Набор сечений рассеяния электронов на атомах He взят из работы [27], а набор сечений рассеяния на атомах Xe – из работы [28]. В расчетах учитывалась населенность только нижнего метастабильного состояния $\text{Xe}(1s_5)$, так как населенности более высоких уровней $\text{Xe}(1s_4, 1s_3)$ для тока разряда 10 мА существенно меньше (см. рис. 2). Соответственно, в уравнении (10) соударения второго рода и ступенчатая ионизация учитывались только для атомов ксенона в нижнем метастабильном состоянии $\text{Xe}(1s_5)$. Сечение соударения электронов с возбужденными атомами $\text{Xe}(1s_5)$ рассчитывалось из принципа детального равновесия, а сечение ступенчатой ионизации взято из [29].

Член $Q_{ch}(u)$ в правой части уравнения (10) описывает появление электронов в процессе хемоионизации (8). Энергетический спектр образующихся электронов задавался в виде прямоугольника в диапазоне энергий от 4.4 до 4.5 эВ, т.е. средняя энергия образующихся электронов составляла $u_0 = 4.45$ эВ. А амплитуда прямоугольника выбиралась такой, чтобы выполнялось соотношение:

$$\int_0^{\infty} Q_{ch}(u) du = q. \quad (13)$$

Чтобы учесть (хотя бы приблизительно) убыль электронов за счет амбиполярной диффузии на стенку трубки, в уравнение Больцмана добавлен член $-\tau_{ad}^{-1}\sqrt{u}F$.

Значение средней энергии электронов, необходимое для расчета обратного времени амбиполярной диффузии (6) пересчитывалось на каждом временном шаге:

$$\langle u \rangle = \int_0^{\infty} u^{3/2} f du. \quad (14)$$

В послесвечении разряда средняя энергия электронов уменьшается во времени в соответствии с изменением функции распределения.

Заметим, что описанный выше учет в уравнении Больцмана убыли электронов за счет процесса амбиполярной диффузии хотя и является приближенным, но позволяет описать баланс концентрации электронов в стационарном разряде и на стадии послесвечения. Аналогичный способ учета процесса амбиполярной диффузии в уравнении Больцмана использовался ранее, например, в [16]. Если проинтегрировать уравнение (10) по энергии, то получим следующее уравнение баланса концентрации электронов

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = k_i(t)n_e(t)[\text{Xe}] + k_{si}(t)n_e(t)[\text{Xe}(1s_5)] + q - \tau_{ad}^{-1}(t)n_e(t), \quad (15)$$

где $[\text{Xe}]$ – концентрация атомов ксенона, а k_i и k_{si} – константы скорости прямой и ступенчатой ионизации атомов ксенона соответственно. В послесвечении, когда в плазме отсутствует электрическое поле, баланс концентрации электронов будет определяться только процессами хемоионизации и уходом электронов на стенки трубки.

Метод численного решения нестационарного уравнения Больцмана описан в [33]. Интервал интегрирования по энергии составлял 40 эВ. Использовалась равномерная сетка по оси энергии с шагом 2×10^{-3} эВ. Для условий стадии послесвечения шаг интегрирования по времени составлял 1 нс. Расчет проводился следующим образом. Вначале находилось стационарное решение для заданных значений E/N , $[\text{Xe}(1s_5)]$ и n_{e0} (см. табл. 1). Затем чтобы учесть конечную длительность заднего фронта импульса напряжения в эксперименте, в течение 2 мкс значение E/N уменьшалось до нуля по линейному закону. В экспериментах момент времени, в который измерялась ФРЭЭ, отсчитывался от момента обращения электрического поля в ноль. Для удобства сравнения с экспериментальными данными в расчетах полагалось, что уменьшение E/N начинается в момент времени $t = -2$ мкс и, соответ-

ственно, в момент $t = 0$ значение E/N становится равным нулю.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты расчетов в сравнении с результатами измерений показаны на рис. 5–7. Что бы излишне не загромождать рисунки, на которых приведено сопоставление расчетных и измеренных ФРЭЭ, точность измерения ФРЭЭ приведена только на рис. 7б. Рассмотрим вначале расчетные и экспериментальные результаты, полученные для послесвечения разряда при давлении 3 Торр (рис. 5а–г). Согласно расчетам, за время 2 мкс (от -2 мкс до 0 мкс, см. рис. 5г), в течение которого электрическое поле в плазме спадает до нуля, средняя энергия электронов успевает значительно уменьшиться: с 3.8 эВ до 1 эВ. А на временах, на которых проводились измерения ФРЭЭ – 3, 5 и 10 мкс, рассчитанная средняя энергия составляет всего 0.16, 0.1 и 0.06 эВ. При этом рассчитанная средняя энергия достаточно хорошо согласуется со средней энергией, полученной путем обработки измеренных функций распределения. Заметим, что в рамках рассматриваемой модели средняя энергия электронов не может опуститься до значения $1.5kT_{gas} \approx 0.039$ эВ (k – постоянная Больцмана), так как электроны получают энергию в соударениях второго рода с возбужденными атомами $\text{Xe}(1s_5)$, и, таким образом, имеется постоянный источник электронов с энергией 4.5 эВ за счет процессов хемоионизации.

Функции распределения, рассчитанные в послесвечении разряда при давлении 3 Торр, также достаточно хорошо согласуются с измеренными (см. рис. 5а–в). Как видно из рисунков, в области малых энергий функции распределения имеют вид близкий к максвелловской функции. Еще одной характерной особенностью ФРЭЭ (как измеренных, так и рассчитанных) на рассматриваемых временах $t \geq 3$ мкс является наличие плато в области энергий 1–4 эВ. Формирование этого плато, очевидно, связано с электронами, образующимися в процессе хемоионизации с энергией 4.5 эВ. Приблизительно функцию распределения в области плато можно описать следующим образом. Электроны, образовавшиеся в процессе хемоионизации с энергией 4.5 эВ, теряют энергию в основном в процессах упругого рассеяния на атомах гелия. Если пренебречь электрон-электронными соударениями, то уравнение для ФРЭЭ в рассматриваемой области энергий будет включать только член, описывающий потери энергии электронов в упругих соударениях:

$$n_e \sqrt{2} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{2m}{M_{\text{He}}} u^2 \sigma_m(u) N_{\text{He}} f(u) \right) = 0, \quad (16)$$

где m – масса электрона, M_{He} – масса атома гелия, N_{He} – концентрация атомов гелия, σ_m – транспортное сечение рассеяния электронов на атомах гелия. Решение этого уравнения имеет вид:

$$f(u) = \frac{\text{const}}{n_e N_{\text{He}} \sqrt{\frac{2}{m M_{\text{He}}} u^2 \sigma_m(u)}}. \quad (17)$$

Значение константы const определяется мощностью источника электронов q . Так как σ_m мало меняется в рассматриваемом диапазоне энергий, то при возрастании энергии u с 1 до 4 эВ, функция распределения (17) уменьшится в 16 раз. Это неплохо согласуется с численным расчетом, согласно которому ФРЭЭ в этом диапазоне энергий уменьшается приблизительно в 10 раз. Отметим также, что измеренные ФРЭЭ в области плато спадают не так значительно, как рассчитанные. Причины этого расхождения пока непонятны.

Измерения ФРЭЭ на стадии послесвечения разряда при давлении 3 Торр проводились до энергий 4.5 эВ. Расчет проводился в значительно большем диапазоне энергий (40 эВ), так как нужно было рассчитывать изменение ФРЭЭ во времени от стационарного значения в разряде ($t = -2$ мкс, см. комментарии выше), где средняя энергия электронов составляла около 3.8 эВ, до момента времени $t = 15$ мкс в послесвечении, когда средняя энергия становится около 0.054 эВ. Рассчитанные ФРЭЭ в послесвечении имеют также плато в области энергий 5–8 эВ. Формирование этого плато обусловлено источником электронов с энергией ≈ 8.31 эВ; эти электроны образуются за счет соударений второго рода с метастабильными атомами Хе ($1s_2$). На рис. 5а–в показана часть этого плато ФРЭЭ в энергетическом интервале от 5 до 6 эВ.

С уменьшением давления (точнее, с уменьшением концентрации атомов) характерное время релаксации ФРЭЭ должно возрастать. Действительно, в случае давления газа 2 Торр релаксация средней энергии электронов происходит несколько медленнее, чем в случае давления 3 Торр (сравните рис. 5г и 6г). Согласно расчетам, для давления 2 Торр за время 2 мкс (от момента времени -2 мкс до 0, см. рис. 6г), в течение которого электрическое поле в плазме спадает до нуля, средняя энергия электронов уменьшается с 4.2 до 1.5 эВ. А на временах, на которых проводились измерения ФРЭЭ – 3, 5 и 10 мкс, рассчитанная средняя энергия составляет 0.315, 0.189 и 0.1 эВ. Значения средней энергии электронов, рассчитанные для моментов времени $t = 3$ мкс и $t = 5$ мкс, достаточно хорошо согласуются с энергиями, полученными в результате обработки измеренных функций распределения. Рассчитанная средняя энергия для момента $t = 10$ мкс несколько превышает экспериментально изме-

ренное значение. Рассчитанные ФРЭЭ, в целом, также хорошо согласуются с измеренными функциями. Заметим также, что в послесвечении разряда при давлении 2 Торр плато у рассчитанных функций распределения в области энергий 1–4 эВ расположено несколько выше, чем в случае давления 3 Торр. Это согласуется с формулой (17), так как в случае давления 2 Торр интенсивность q источника электронов больше, а значения n_e и N_{He} наоборот меньше, чем в случае давления 3 Торр (см. табл. 1). Заметим, что на рассматриваемых временах рассчитанная концентрация электронов на стадии послесвечения разряда меняется незначительно по отношению к начальному значению n_{e0} (см. рис. 8).

У функций распределения, рассчитанных для случая послесвечения разряда при давлении 1 Торр, плато в области энергий 1–4 эВ расположено выше, чем в случае давления 2 Торр (см. рис. 7а–д). Это также согласуется с формулой (17), так как в случае давления 1 Торр интенсивность источника электронов q больше, а значения n_e и N_{He} , наоборот, меньше, чем в случае давления 2 Торр (см. табл. 1). Однако при давлении 1 Торр рассчитанные ФРЭЭ гораздо хуже согласуются с измеренными (см. рис. 7а–д), причем наибольшее различие имеет место для больших времен, – 20 и 30 мкс. На этих временах у рассчитанных функций распределения уровень плато в области энергий 1–4 эВ оказывается существенно выше, чем у измеренных.

Отметим также, что для всех рассмотренных давлений расчетные зависимости средней энергии электронов от времени $\langle u \rangle(t)$ при временах $t \geq 10$ –15 мкс почти не зависят от времени. Причем величина установившихся значений средней энергии растет с уменьшением давления: ≈ 0.053 эВ (при 3 Торр), ≈ 0.08 эВ (при 2 Торр), ≈ 0.2 эВ (при 1 Торр). Качественно этот факт можно пояснить следующим образом. На стадии послесвечения разряда электроны “получают энергию” в основном за счет появления электронов с энергией $u_0 = 4.5$ эВ в процессах хемоионизации. Вклад в энергобаланс соударений второго рода электронов с метастабильными атомами Хе ($1s_2$) незначителен. Согласно расчетам, на указанных временах электроны теряют энергию в основном в упругих соударениях с атомами гелия. В этом случае баланс энергии электронов можно приблизительно описать уравнением

$$n_e \frac{2m}{M} v_m (\langle u \rangle - 1.5 k_B T_{\text{gas}}) = q u_0, \quad (18)$$

где v_m – частота упругих столкновений электронов с атомами, которая пропорциональна концентрации атомов гелия N_{He} . Из (18) следует, что

$$\langle u \rangle = \frac{qu_0}{n_e \frac{2m}{M} v_m} + 1.5k_B T_{gas}. \quad (19)$$

Из (19) следует, что средняя энергия электронов будет расти с ростом q и уменьшением n_e и N_{He} . Именно так и меняются указанные параметры при уменьшении давления (см. табл. 1).

Как видно из рис. 7е, при давлении 1 Торр экспериментальные значения средней энергии электронов при $t \geq 10$ мкс быстро уменьшаются практически до $1.5k_B T_{gas}$, т.е. до значений приблизительно в 5 раз меньше расчетных. Физические причины такого различия между расчетными и экспериментальными данными не понятны. Возможно, что при низких давлениях формирование ФРЭЭ на стадии послесвечения разряда носит существенно нелокальный характер. В связи с полученными результатами стоит отметить, что в работе [16], в которой выполнены измерения и расчет (в локальном приближении) ФРЭЭ в послесвечении разряда в неоне (давление 0.56 Торр, радиус трубки 1.7 см, ток в разряде 20 мА) был получен аналогичный результат. Рассчитанные значения средней энергии электронов в послесвечении значительно превышали измеренные. Согласно с экспериментом удавалось достигнуть в расчетах только при уменьшении энергии электронов, образующихся в процессах хемоионизации, с 11.5 эВ до 0.5 эВ. Но, как отметили авторы этой работы, такое уменьшение энергии является физически необоснованным. Отметим также, что в работе [16] в послесвечении разряда на временах более 17 мкс измерения проводились в диапазоне энергий электронов до 5 эВ, т.е. вид ФРЭЭ в области энергий электронов, образующихся в процессах хемоионизации (11.5 эВ) не исследовался. Возможно, что в экспериментальных условиях [16] быстрые электроны уходят на стенки трубки быстрее, чем теряют энергию в упругих соударениях.

На рис. 8 показаны измеренные и рассчитанные зависимости концентрации электронов от времени. Если говорить о временах, на которых проводились измерения ($t \geq 3$ мкс), то расчетные значения n_e практически не меняются. А измеренные значения концентрации электронов заметно возрастают со временем. Например, при давлении 1 Торр измеренное значение n_e возрастает с 10^{10} см^{-3} (при $t = 3$ мкс) до $2.6 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (при $t = 30$ мкс). Такой рост концентрации электронов невозможно объяснить в рамках используемой модели. В послесвечении разряда основным источником электронов являются процессы хемоионизации. Даже если пренебречь уходом электронов на стенки трубки, то за временной интервал $\Delta t = 30 \text{ мкс} - 3 \text{ мкс} = 27 \text{ мкс}$ увеличение концентрации электронов составит всего $\Delta n_e = \Delta t \times q \approx 2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, что на порядок меньше

экспериментальных значений. Чтобы достичь согласия с данными измерений необходимо на порядок увеличить значение q . Формально это можно сделать различными способами. Например, на порядок увеличить константу скорости процесса хемоионизации. Но это будет противоречить имеющимся экспериментальным данным по величине константы скорости этого процесса. Можно увеличить в три раза населенность метастабильного уровня $\text{Xe}(1s_5)$, но это будет противоречить измеренным значениям населенности. Для выяснения причин расхождения между экспериментальными и расчетными зависимостями концентрации электронов от времени требуются дальнейшие исследования.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены экспериментальные и расчетно-теоретические исследования функции распределения электронов по энергии в плазме на стадии послесвечения тлеющего разряда (после выключения тока разряда) в газовой смеси гелия He и ксенона Xe (He + 1.5%Xe). Эксперименты по измерению ФРЭЭ проводились для следующих условий: радиус трубки 1.25 см, расстояние между электродами 40 см, ток разряда 10 мА, давление смеси 1, 2 и 3 Торр. Измерения проводились на временах от 3 до 10 мкс (для давления 2 и 3 Торр) и от 3 до 30 мкс (для давления 1 Торр) в диапазоне энергий от 0 до 4.5 эВ. Для корректного моделирования функции распределения необходимо знать величину напряженности электрического поля в разряде и величину населенности нижнего метастабильного уровня $\text{Xe}(1s_5)$. Напряженность электрического поля оценивалась по измеренным вольт-амперным характеристикам разряда и величине катодного падения напряжения. Кроме того, были измерены населенности уровня $\text{Xe}(1s_5)$ на оси трубки в разряде и в послесвечении. Показано, что на рассматриваемых временах населенность метастабильного уровня остается практически постоянной.

Расчет ФРЭЭ в послесвечении тлеющего разряда проводился путем численного решения нестационарного уравнения Больцмана для электронов. При этом начальная функция распределения соответствовала решению стационарного уравнения Больцмана для заданных значений E/N , $[\text{Xe}(1s_5)]$ и n_{e0} . При расчете ФРЭЭ в послесвечении учитывались, в частности, такие процессы как соударения электронов второго рода с метастабильными атомами $\text{Xe}(1s_5)$, уход электронов на стенки трубки за счет амбиполярной диффузии и появление электронов в процессах хемоионизации.

Согласно измерениям и расчетам, в области малых энергий ФРЭЭ в послесвечении имеют вид

близкий к максвелловской функции. Характерной особенностью измеренных и рассчитанных ФРЭЭ является также наличие плато в области энергий 1–4 эВ. Формирование этого плато связано с электронами, образующимися в процессе хемоионизации с энергией 4.5 эВ. Рассчитанные ФРЭЭ имеют еще одно плато в области энергий 5–8 эВ. Формирование этого плато обусловлено электронами с энергией ~8.31 эВ; образующихся за счет соударений второго рода с метастабильными атомами Хе($1s_5$).

На стадии послесвечения тлеющего разряда при давлении газовой смеси 2 и 3 Торр рассчитанные ФРЭЭ и значения средней энергии электронов достаточно хорошо согласуются с измеренными. В послесвечении разряда при давлении 1 Торр расчетные значения средней энергии на временах больше 10 мкс после выключения тока разряда значительно превышают экспериментальные. Возможно, что причиной такого различия является нелокальный характер формирования функции распределения электронов при этих условиях.

Расчетные значения концентрации электронов в послесвечении разряда на временах $t > 3$ мкс изменяются незначительно, в то время как измеренные значения заметно возрастают со временем. В рамках используемой модели такое увеличение концентрации электронов объяснить не удается.

Работа поддержана РФФИ, проект № 20-02-00270.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Monchicourt P., Touzeau M., Wells W.E.* // J. Phys. Colloques. 1973. V. 34. P. C2-145.
2. *Благоев А.Б., Каган Ю.М., Колоколов Н.Б., Лягущенко Р.И.* // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 333.
3. *Благоев А.Б., Каган Ю.М., Колоколов Н.Б., Лягущенко Р.И.* // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 339.
4. *Vlagoev A.B., Popov T.K.* // Physics Letters. 1978. V. 66A. P. 210.
5. *Vlagoev A.B., Popov T.K.* // Physics Letters. 1979. V. 70A. P. 416.
6. *Tichý M.* // Czech. J. Phys. B. 1978. V. 28. P. 1335.
7. *Tichý M., Šicha M., Potoček P.* // Czech. J. Phys. B. 1988. V. 38. P. 47.
8. *Демидов В.И., Колоколов Н.Б.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. С. 564.
9. *Demidov V.I., Kolokolov N.B.* // Physics Letters. 1982. V. 89A. P. 397.
10. *Каган Ю.М., Колоколов Н.Б., Праматаров П.М.* // Опт. и спектр. 1977. Т. 42. С. 252.
11. *Колоколов Н.Б., Торонов О.Г.* // Опт. и спектр. 1983. Т. 55. С. 434.
12. *Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Торонов О.Г.* // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 702.
13. *Bretagne J., Capitelli M., Gorse C., Puech V.* // Europhys. Lett. 1987. V. 3. P. 1179.
14. *Колоколов Н.Б., Благоев А.Б.* // УФН. 1993. Т. 163. С. 55.
15. *Kolokolov N.B., Kudrjavitsev A.A.* // Physica Scripta. 1994. V. 50. P. 371.
16. *Bräuer T., Gortchakov S., Loffhagen D., Pfau S., Winkler R.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. V. 30. P. 3223.
17. *Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Латышев Ф.Е.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. С. 28.
18. *Korolov I., Kotrik T., Dohnal P., Hejduk M., Plašil R., Glosik J.* // WDS'07 Proceedings of Contributed Papers. Part II. 2007. P. 163.
19. *Korolov I., Plašil R., Kotrik T., Dohnal P., Novotný O., Glosik J.* // Contrib. Plasma Phys. 2008. V. 48. P. 461.
20. *Plasil R., Korolov I., Kotrik T., Dohnal P., Bano G., Donko Z., Glosik J.* // Eur. Phys. J. D. 2009. V. 54. P. 391.
21. *Denysenko I.B., Kersten H., Azarenkov N.A.* // Physics of Plasma. 2016. V. 23. 053704.
22. *Григорьян Г.М., Демьянов А.В., Дятко Н.А., Кочетов И.В.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 562.
23. *Фриш С.Е.* (ред.) Спектроскопия газоразрядной плазмы. 1970 (Наука, Ленинград).
24. *Branner G.R., Friar E.M., Medicus G.* // Review of Scientific Instruments. 1963. V. 34. P. 231.
25. *Демидов В.И., Колоков Н.Б., Кудрявцев А.А.* Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
26. *Dyatko N.A., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Sukharev A.G.* EEDF: the software package for calculations of the electron energy distribution function in gas mixtures. 2020. <https://fr.lxcat.net/download/EEDF/>.
27. *Sigeneger F., Dyatko N.A., and Winkler R.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2003. V. 23, P. 103.
28. Hayashi database, www.lxcat.net, retrieved on November 28, 2022.
29. *Нутан Н.А.* // Phys. Rev. A. 1979. V. 20. P. 855.
30. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
31. *Мак-Даниэль И., Мэзон Э.* Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976.
32. *Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 888.
33. *Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П.* // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 739.