

04;12

## Температура электронов в распадающейся плазме криптона в присутствии слабых электрических полей

© Н.А. Горбунов, **Н.Б. Колоколов**, Ф.Е. Латышев, А.С. Мельников

Научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского государственного университета,  
198504 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: gorbunov@paloma.spbu.ru

(Поступило в Редакцию 28 июля 2003 г.)

При помощи зондовой диагностики и теоретического анализа исследовано влияние слабых электрических полей на величину средней энергии электронов в плазме послесвечения криптона. Показано, что в рассматриваемых условиях, когда средняя энергия электронов меньше энергии, соответствующей минимуму транспортного сечения рассеяния, степень ионизации плазмы существенным образом влияет на вид функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ). Неравновесный вид ФРЭЭ приводит к концентрационной зависимости коэффициента амбиполярной диффузии, изменению радиального распределения плотности заряженных частиц, росту амбиполярной разности потенциалов в плазме и скорости диффузионного распада. Указанные эффекты приводят к значительному увеличению диффузионного остывания электронов, что может являться определяющим фактором, влияющим на баланс энергии электронов в тяжелых инертных газах.

### Введение

Наличие глубокого минимума на зависимости сечений упругого рассеяния электронов в тяжелых инертных газах (Ar, Kr, Xe) отражается на транспортных свойствах электронного газа [1]. Особенно существенное влияние проявляется при слабых электрических полях в несамостоятельных разрядах, когда средняя энергия электронов по своей величине соответствует энергии минимума Рамзауэра  $\langle \varepsilon \rangle \approx 0.2-0.6$  eV. Вид функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), а соответственно их средняя энергия и скорость дрейфа зависят от степени ионизации плазмы [2]. В ряде теоретических работ предсказывалось существование гистерезисных явлений [3,4], бистабильных состояний [5]. Анализировались возможности проявления отрицательной дифференциальной проводимости [6] и наблюдения эффекта абсолютной отрицательной проводимости в смесях тяжелых инертных газов с электроотрицательными газами [7] или в фотоплазме [8]. Необходимо отметить, что к настоящему времени отсутствуют экспериментальные исследования ФРЭЭ для условий, анализировавшихся в работах [2-8].

В указанных работах [2-8] проводился параметрический расчет ФРЭЭ и кинетических коэффициентов для безграничной плазмы. В этих работах не рассматривались граничные условия, накладываемые электродами и стенками газоразрядной трубки. Граничные условия могут существенно повлиять на область существования предсказанных эффектов. Так, переход из одного бистабильного состояния в другое должен сопровождаться скачком протекающего через плазму тока, который вызывается скачкообразным изменением скорости дрейфа электронов в положительном столбе разряда. Для предсказания экспериментальных условий по наблюдению указанного явления необходим также анализ возмож-

ности скачкообразного изменения тока в катодном слое, который не проводился.

Наличие стенок газоразрядного прибора приводит к диффузионному охлаждению электронного газа [9]. Электроны тратят энергию на поддержание амбиполярного поля как в объеме плазмы, так и в пристеночном слое. Величина диффузионных потерь зависит от вида ФРЭЭ. Было показано, что обеднение высокоэнергетической части ФРЭЭ по сравнению с максвелловским распределением за счет диффузионного ухода быстрых электронов на стенку приводит к уменьшению пристеночного скачка потенциала [10].

Присутствие греющего электрического поля может приводить к обратному эффекту, т.е. к увеличению числа высокоэнергетических электронов по сравнению с равновесным распределением, если величина средней энергии электронов меньше энергии минимума Рамзауэра  $\langle \varepsilon \rangle < \varepsilon_R$ . Это связано с ускоренным набором энергии электронов, когда их энергия соответствует минимуму частоты транспортных столкновений с атомами инертного газа. Избыточное количество электронов, обладающих большим коэффициентом диффузии, приводит к увеличению потока электронов на стенку трубки. Для поддержания квазинейтральности плазмы должно возрасти амбиполярное электрическое поле, которое сдерживает поток электронов на стенку. Данный эффект особенно сильно должен проявиться вдали от оси газоразрядной трубки, где мала концентрация электронов. Радиальная трансформация ФРЭЭ приводит к тому, что коэффициент амбиполярной диффузии зависит от концентрации заряженных частиц. Эффект концентрационно зависимой диффузии анализировался при рассмотрении диффузии ионизированной примеси в полупроводниках [11]. В условиях низкотемпературной плазмы тяжелых инертных газов подобный анализ не проводился.

Целью данной работы являются экспериментальное исследование и теоретический анализ формирования ФРЭЭ в послесвечении плазмы криптона при наличии слабого электрического поля.

## Экспериментальная установка

Исследования проводились в цилиндрической стеклянной трубке с внутренним радиусом  $R = 0.6$  см и длиной  $L = 20$  см. Давление газа в трубке составляло  $p = 2.2$  Торр. В трубке зажигался периодический электрический разряд при помощи импульсного источника питания (ИИП). Длительность разрядных импульсов составляла  $\tau = 5 \mu\text{s}$ , частота их следования  $f = 620$  Hz, ток в разряде  $i = 150$  mA, напряженность приведенного электрического поля в момент измерения тока составляла  $E/N = 50$  Td. Слабое продольное электрическое поле создавалось в заданный момент времени при помощи второго ИИП. Для измерения ФРЭЭ и напряженности электрического поля использовались цилиндрические зонды радиусом  $a = 0.045$  mm и длиной  $l = 2.5$  mm, установленные на оси разрядной трубки. Для измерения зондовых вольт-амперных характеристик (ВАХ) использовалась электронная схема, сопряженная с персональным компьютером (ПК). Зондовое смещение подавалось при помощи 12-битного цифро-аналогового преобразователя, управляемого ПК. Запись ВАХ осуществлялась платой расширения, имеющей в своем составе 12-битный аналогово-цифровой преобразователь. Временное разрешение схемы  $10 \mu\text{s}$ , чувствительность по току 1 nA. Для нахождения ФРЭЭ из зондовых ВАХ применялся метод численного дифференцирования.

Для определения систематической ошибки измерения температуры электронов по методу двукратного дифференцирования зондовой ВАХ было проведено решение модельных задач. Методика вычисления погрешности, связанная с конечным отношением радиуса зонда и длины свободного пробега электронов, описана в работе [12]. Расчет показал, что погрешность определения температуры по интервалу энергий  $T_e \leq \varepsilon \leq 6T_e$  при  $T_e \leq \varepsilon_R$  не превосходит 10%.

Измерение концентрации возбужденных атомов Kг ( $^3P_0$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_2$ ,  $^1P_1$ ) на оси разрядной трубки проводилось методом поглощения. В качестве просвечивающего источника света использовался отросток разрядной трубки, в котором зажигался высокочастотный (ВЧ) разряд малой мощности. Присутствие этого разряда не влияло на параметры плазмы в трубке. Регистрация оптических сигналов проводилась системой счета фотонов, управляемой при помощи ПК.

## Релаксация электронной температуры в плазме послесвечения

Сначала рассмотрим релаксацию электронной температуры при отсутствии подогревающего электрического поля. Типичные результаты измерений приведены на

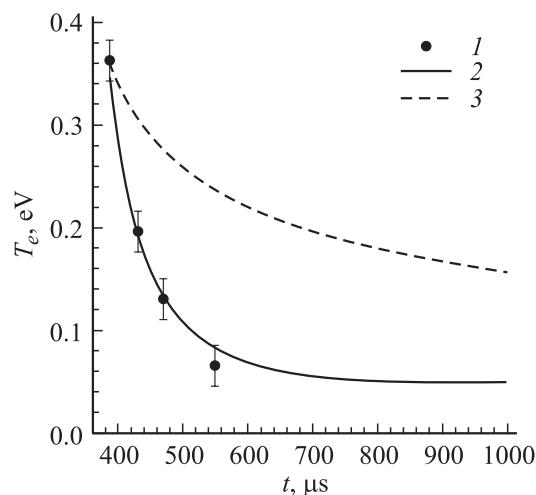


Рис. 1. Релаксация электронной температуры  $T_e$  по окончании подогревающего импульса, 1 — результаты эксперимента, 2 — расчет с учетом диффузионных потерь, 3 — расчет в предположении  $H_{\text{dif}} = 0$ .

рис. 1 (кривая 1). Приведенные на графике данные были получены после окончания подогревающего импульса длительностью  $100 \mu\text{s}$ , определяющего начальное значение  $T_e \approx 0.36$  eV. Средняя по сечению трубки концентрация электронов, определенная по проводимости плазмы, составляла величину  $n_e \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . При указанном значении  $n_e$  межэлектронные столкновения в отсутствие электрического поля формируют максвелловский вид ФРЭЭ основной группы электронов. Быстрые электроны, рождающиеся в реакциях хемоионизации двух возбужденных (главным образом метастабильных) атомов криптона и при ударах второго рода между электронами и возбужденными атомами, определяют высокоэнергетическую часть ФРЭЭ при  $\varepsilon > 6$  eV. Быстрые электроны приводят к дополнительному нагреву основной группы электронов. Этим объясняется отрыв  $T_e$  от температуры нейтральной компоненты в условиях квазистационарной релаксации  $T_e$  при  $t > 500 \mu\text{s}$ .

На этом же рисунке приведены расчеты релаксации  $T_e$ , проведенные на основе уравнения для баланса средней энергии электронов, которое можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial \langle \varepsilon \rangle}{\partial t} = -H_{\text{ea}} - H_{\text{dif}} + H_{\text{eE}} + H_{\text{in}}, \quad (1)$$

где  $H_{\text{ea}}$  и  $H_{\text{dif}}$  описывают потери энергии электронами при упругих электрон-атомных столкновениях и диффузионном остывании, нагрев электронов обусловлен электрическим полем  $H_{\text{eE}}$  и неупругими столкновениями электронов с возбужденными атомами криптона  $H_{\text{in}}$ .

В условиях послесвечения  $H_{\text{eE}} = 0$ , а для максвелловского распределения электронов справедливо выражение  $T_e = 2 \langle \varepsilon \rangle / 3$ . Слагаемые  $H_{\text{ea}}$  и  $H_{\text{dif}}$  записываются

следующим образом:

$$H_{ea} = \delta v_{ea}(T_e)(T_e - T_a), \quad (2)$$

$$H_{dif} = \frac{1}{\tau_d} (e\Phi_{pl} + e\Phi_{sh}), \quad (3)$$

где  $\delta = 2m/M$  — коэффициент передачи энергии от электрона к атому при упругих столкновениях ( $m$  и  $M$  — массы электрона и атома соответственно),  $v_{ea}(T_e)$  — частота упругих электрон-атомных столкновений (для вычисления  $v_{ea}(T_e)$  были использованы данные по сечению упругих электрон-атомных столкновений из [13]),  $\tau_d = \Lambda^2/D_a$  — время амбиполярной диффузии,  $\Lambda$  — диффузионная длина,  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $\Phi_{pl}$  — падение потенциала в плазме и  $\Phi_{sh}$  — величина пристеночного скачка потенциала.

Специальный анализ показал, что неупругие процессы, учитывающие возбуждение с основного и метастабильного состояний, включая переход с метастабильного на резонансный уровень [14] и на вышележащие конфигурации [15], не играют существенной роли по сравнению с потерями энергии на упругих столкновениях при измеренной концентрации возбужденных атомов [ ${}^3P_2$ ]  $\simeq 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

Вычисление нагрева максвелловской части ФРЭЭ за счет быстрых электронов в условиях послесвечения низкого давления может представлять собой непростую задачу. Основная сложность связана с определением соотношения быстрых электронов, уходящих на стенку в режиме свободной диффузии, и электронов, теряющих свою энергию при столкновениях в объеме. Это соотношение определяется значением потенциала стенки газоразрядной трубки. Величина эффективной энергии, передаваемой основной группе электронов, может изменяться на несколько порядков величины в зависимости от механизма релаксации быстрых электронов [16]. Детали подобного анализа на примере послесвечения неона можно найти в [17]. В данном случае мы использовали уравнение баланса энергии для нахождения  $H_{in}$  в условиях квазистационарной релаксации температуры электронов ( $\partial T_e / \partial t = 0$ ). Эти условия реализуются на больших временах задержки после окончания импульса разрядного тока. Для вычисления  $H_{in}$  мы использовали измеренное квазистационарное значение  $T_e = 0.05 \text{ eV}$ . Поскольку на временах  $400 \leq t \leq 550 \mu\text{s}$  измерения  $T_e$  относительное изменение концентрации метастабильных атомов мало (менее 10%), то мы полагали  $H_{in}$  не зависящим от времени.

При вычислении  $H_{dif}$  мы использовали следующие выражения, справедливые при максвелловском распределении электронов [10]:  $D_a = D_i(1 + T_e/T_i)$ , где  $D_i$  — коэффициент диффузии ионов,  $T_i = 0.026 \text{ eV}$  — их температура;  $\Lambda = R/\mu_0$ , где  $\mu_0 = 2.405$  — первый корень функции Бесселя нулевого порядка  $J_0$ ;  $\Phi_{pl} = T_e \ln(\Lambda/\lambda_i)$ , где  $\lambda_i \simeq 10^{-3} \text{ cm}$  — длина свободного пробега иона;  $\Phi_{sh} = T_e \ln \sqrt{(MT_e)/(mT_i)}$ .

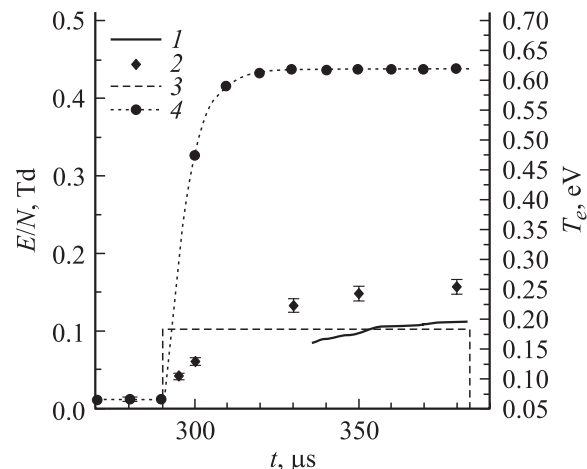
В условиях проведенных экспериментов выполняется неравенство  $\lambda_e(\epsilon) \gg \Lambda$ , где  $\lambda_e(\epsilon) = \lambda(\epsilon)/\sqrt{\delta}$  — длина энергетической релаксации электронов. Она определяется длиной свободного пробега электронов  $\lambda(\epsilon)$  при упругих столкновениях электронов и атомов криптона. Так,  $\lambda_e(\epsilon_R) \simeq 400 \text{ cm}$ . В этих условиях электронная теплопроводность выравнивает  $T_e$  по сечению трубки, а при вычислении скорости амбиполярного потока можно пренебречь термодиффузией [18].

Расчет релаксации  $T_e$  был проведен в двух приближениях. В первом случае учитывались потери энергии при упругих столкновениях и диффузионное охлаждение (рис. 1, кривая 2). Видно удовлетворительное согласие расчета с экспериментом. Во втором случае мы пренебрегли диффузионным охлаждением ( $H_{dif} = 0$ ). Из рис. 1 видно (кривая 3), что потери энергии на упругих электрон-атомных столкновениях не могут обеспечить спад  $T_e$ , наблюдаемый в эксперименте. Это говорит о значительном вкладе диффузионных процессов в баланс энергии электронов в данном случае.

## Температура электронов в подогревающем импульсе

На рис. 2 приведены результаты измерения продольного приведенного электрического поля  $E/N$  (кривая 1) и электронной температуры  $T_e$  (кривая 2) в подогревающем импульсе электрического поля.

Экспериментальное значение  $T_e$  в конце подогревающего импульса составляет величину  $T_e = 0.25 \pm 0.05 \text{ eV}$ . Электрическое поле меняется слабо во второй половине подогревающего импульса. Поэтому при расчете нагрева электронов в электрическом поле ( $H_{eE}(T_e) = \mu_e E^2$ , где  $\mu_e$  — подвижность электронов) мы аппроксимировали



**Рис. 2.** Температура электронов  $T_e$  в подогревающем импульсе. 1 — напряженность продольного электрического поля  $E/N$ ; 2 — электронная температура  $T_e$ ; 3 — аппроксимация напряженности электрического поля  $E/N$ , использованная в расчете; 4 —  $T_e$ , результаты расчета в приближении максвелловской ФРЭЭ.

экспериментальное значение напряженности поля постоянной величиной  $E/N = 0.1 \text{ Td}$ . На рис. 2 приведен расчет  $T_e$  в приближении максвелловской ФРЭЭ (кривая 4). При сравнении результатов расчета и эксперимента необходимо отметить две основные особенности. Во-первых, как эксперимент, так и расчет обнаруживают слабую зависимость  $T_e$  от времени во второй половине подогревающего импульса  $340 \leq t \leq 390 \mu\text{s}$ . Это означает, что на указанном временном интервале для анализа можно использовать квазистационарное приближение уравнения баланса энергии  $\partial T_e / \partial t = 0$ . Во-вторых, рассчитанное значение электронной температуры в конце подогревающего импульса практически в три раза превосходит экспериментальную величину. Если в уравнение баланса энергии подставить экспериментальное значение  $T_e$ , то нагрев будет более чем на порядок величины превосходить суммарные потери энергии при упругих столкновениях и диффузионном охлаждении.

На наш взгляд, причины расхождения расчета с экспериментом обусловлены нелокальными свойствами ФРЭЭ вдоль радиуса разрядной трубки. Рассмотрим модель формирования ФРЭЭ. Основными процессами, определяющими вид ФРЭЭ в данных условиях, являются межэлектронные и электрон-атомные столкновения, продольное электрическое поле и диффузионный уход электронов на стенку газоразрядной трубки. С учетом первых трех перечисленных процессов аналитическое выражение для ФРЭЭ имеет вид [19,20]

$$f(\varepsilon) = C_n \exp\left(-\int_0^\varepsilon \frac{d\varepsilon}{T(\varepsilon)}\right), \quad (4)$$

где константа  $C_n$  определяется условием нормировки ФРЭЭ

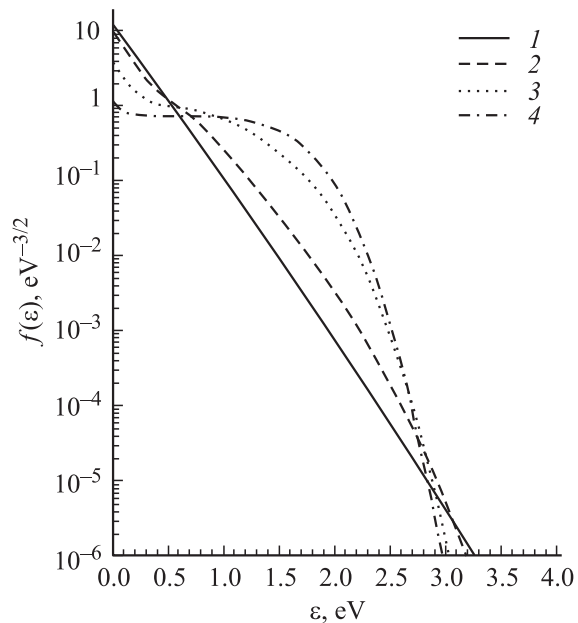
$$\int_0^\infty f(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 1 \quad (5)$$

и характерный масштаб спада ФРЭЭ  $T(\varepsilon)$  определяется следующим образом:

$$T(\varepsilon) = \frac{\frac{3e^2 E^2}{3mv_{ea}(\varepsilon)} + T_a \delta v_{ea}(\varepsilon) + T_e v_{ee}(\varepsilon) A_0}{\delta v_{ea}(\varepsilon) + v_{ee}(\varepsilon) A_0}, \quad (6)$$

где  $v_{ee}(\varepsilon) = \pi e^4 n_e \text{Ln} / \sqrt{2m} \varepsilon^{3/2}$  — частота межэлектронных столкновений,  $\text{Ln}$  — кулоновский логарифм,  $A_0(\varepsilon/T_e) = 0.385\varepsilon/T_e$  при  $\varepsilon/T_e \leq 2.6$  и  $A_0(\varepsilon/T_e) = 1$  при  $\varepsilon/T_e \geq 2.6$ .

Как видно из приведенного выражения,  $T(\varepsilon)$  существенно зависит от диапазона энергий и от степени ионизации плазмы. В тепловой области энергий  $\varepsilon \ll \varepsilon_R$  при степени ионизации  $\xi \equiv n_e / [\text{Kr}] \geq 10^{-6}$  и  $E/N \leq 0.1 \text{ Td}$  доминируют межэлектронные столкновения и  $T(\varepsilon) = T_e$ . С возрастанием энергии влияние межэлектронных столкновений падает. В диапазоне энергий, соответствующих минимуму Рамзауэра, резко увеличивается влияние полевого члена и вид ФРЭЭ



**Рис. 3.** ФРЭЭ, рассчитанные по формуле (4), при различных степенях ионизации.  $T_e = 0.2 \text{ eV}$ ,  $E/N = 0.1 \text{ Td}$ ;  $\xi = 10^{-6}$  (1),  $10^{-7}$  (2),  $10^{-8}$  (3),  $10^{-10}$  (4).

может значительно отличаться от максвелловского. При расчете ФРЭЭ по формулам (4)–(6) необходимо знать величину  $T_e$ , для определения которой возможно использовать уравнение баланса для средней энергии или экспериментальное значение. Влияние диффузионных потерь  $H_{\text{dif}}$  в уравнении (1) приводит к тому, что величина  $T_e$  оказывается всегда меньше значений  $\hat{T}_e$ , определяемых локальным балансом энергии, в котором учитываются только  $H_{ea}$  и  $H_{eE}$ . Наибольшее влияние  $H_{\text{dif}}$  на величину  $T_e$  в случае криптона следует ожидать в диапазоне  $0.2 < T_e < 0.8 \text{ eV}$ , когда отношение  $H_{\text{dif}}/H_{ea}$  достигает своего максимального значения [21].

На рис. 3 приведены ФРЭЭ, рассчитанные по формуле (4) при  $T_e = 0.2 \text{ eV}$  и  $E/N = 0.1 \text{ Td}$  для различных степеней ионизации  $\xi$ . Из рисунка видно, что при  $\xi \geq 10^{-6}$  ФРЭЭ имеет чисто максвелловский вид. Уменьшение  $\xi$  приводит к резкому возрастанию средней энергии электронов. Это происходит вследствие того, что межэлектронные столкновения не могут удерживать электроны в районе минимума Рамзауэра. Они разгоняются электрическим полем и выносятся в область более высоких энергий  $\varepsilon > \varepsilon_R$ .

В условиях проведенных нами экспериментов степень ионизации плазмы на оси разрядной трубки  $\xi_0 \approx 10^{-6}$  достаточна, чтобы сформировать максвелловский вид ФРЭЭ. Соотношение между концентрациями заряженных частиц на границе плазмы и в центре трубки определяется следующим выражением  $n_b/n_0 \approx \lambda_i \sqrt{T_e} / \Lambda \sqrt{T_i}$  [9], что в данных условиях составляет величину  $\approx 10^{-3}$ . Таким образом, на периферии разрядной трубки вид ФРЭЭ может быть неравномерным. Рассмотрим возможные следствия радиальной неоднородности ФРЭЭ.

Напряженность амбиполярного электрического поля  $E_a$ , образующегося в плазме для выравнивания радиальных потоков разноименно заряженных частиц с концентрацией  $n$ , имеет величину [9]

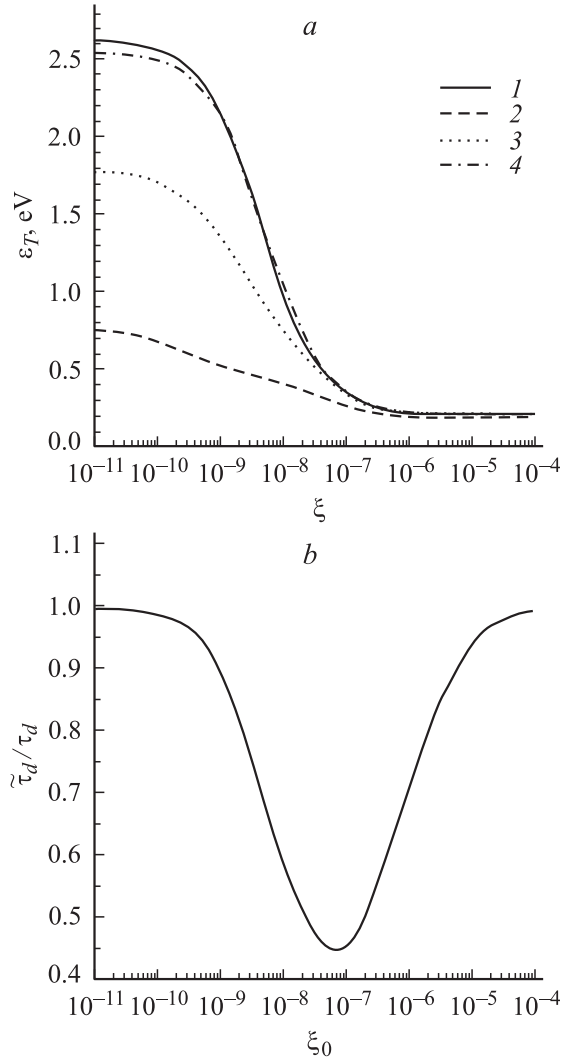
$$E_a = \frac{D_i - D_e}{\mu_e + \mu_i} \frac{\nabla n}{n} \approx -\frac{\varepsilon_T}{e} \frac{\nabla n}{n}, \quad (7)$$

где  $D_e$  — коэффициент диффузии электронов,  $\mu_i$  — подвижность ионов,  $\varepsilon_T = D_e/\mu_e$  — энергия Таунсенда.

Как видно из (7), величина  $E_a$  определяется значением  $\varepsilon_T$  и радиальным профилем концентрации заряженных частиц в плазме. Для условий рис. 3 был проведен расчет  $\varepsilon_T$  в зависимости от степени ионизации плазмы. Результат представлен на рис. 4, *a* (кривая 1). Можно видеть, что в условиях, когда ФРЭЭ имеет максвелловский вид и  $\xi \geq 10^{-6}$ , выполняется соотношение Эйнштейна  $\varepsilon_T = T_e$ . С уменьшением  $\xi$  наблюдается значительный рост значений  $\varepsilon_T$  в диапазоне  $10^{-9} \leq \xi \leq 10^{-7}$ , что связано с увеличением  $\langle \varepsilon \rangle$ .

Проанализируем влияние диффузионного обеднения ФРЭЭ на зависимость  $\varepsilon_T$  от  $\xi$ . Для этого используем приближение „черной стенки“:  $\tilde{f}(\varepsilon) = f(\varepsilon) + C(e\varphi_{\text{wall}})$ , полагая ФРЭЭ  $\tilde{f}$  равной нулю при кинетических энергиях, превышающих потенциал стенки газоразрядной трубки  $e\varphi_{\text{wall}}$ . Здесь  $f(\varepsilon)$  дается выражением (4) при  $\varepsilon \leq \varphi_{\text{wall}}$ , а константа  $C(e\varphi_{\text{wall}})$  удовлетворяет условию  $C(e\varphi_{\text{wall}}) = -f(e\varphi_{\text{wall}})$ . На рис. 4, *a* приведены результаты расчета  $\varepsilon_T(\xi)$  при различных величинах  $e\varphi_{\text{wall}}$ . Из представленных результатов видно, что диффузионное обеднение приводит к выполаживанию зависимости  $\varepsilon_T(\xi)$ , однако ее качественный вид остается прежним. Таким образом, особенностью анализируемых условий является увеличение средней кинетической энергии электронов при смещении от центра к стенке газоразрядной трубки. Как правило, в условиях низкой степени ионизации, когда пренебрегается влиянием межэлектронных столкновений на вид ФРЭЭ, наблюдается уменьшение  $\langle \varepsilon \rangle$  при смещении от центра трубки к периферии [16,22–25].

При анализе радиального профиля концентрации заряженных частиц необходимо обратиться к анализу движения положительных ионов, поскольку совместная диффузия к стенке определяется менее подвижной компонентой. В условиях нелокального формирования ФРЭЭ ( $\lambda_e \gg \Lambda$ ) уравнение, описывающее движение ионов, является существенно нелинейным [26]. В качестве упрощающего положения при построении кинетической модели для основной группы электронов в условиях слабоионизованной плазмы широко используется прием, заключающийся в переходе к полным энергиям электрона  $w = \varepsilon + e\varphi(r)$ , где  $\varphi(r)$  — профиль радиального потенциала в плазме [16,22,23,25]. При наличии продольного электрического поля и одновременном сильном влиянии межэлектронных столкновений на вид основной группы электронов применимость указанного приема требует отдельного анализа. В данной работе мы рассмотрим диффузионное уравнение, которое в условиях



**Рис. 4.**  $T_e = 0.2$  eV,  $E/N = 0.1$  Td. *a* — зависимость  $\varepsilon_T$  от  $\xi$  при различных  $e\varphi_{\text{wall}}$ : 1 —  $\infty$ , 2 —  $5T_e$ , 3 —  $7T_e$ , 4 —  $10T_e$ . *b* — зависимость отношения  $\tilde{\tau}_d/\tau_d$  от степени ионизации  $\xi_0$  на оси разрядной трубки.

отсутствия ионизации и рекомбинации в объеме имеет вид [18]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(D_a \nabla n) = 0, \quad (8)$$

где  $D_a = D_i(1 + \varepsilon_T/T_i)$  — коэффициент амбиполярной диффузии.

Точные аналитические методы решения этого уравнения существуют лишь для частного вида зависимостей  $D_a(n)$  [11]. При  $D_a = \text{const}$  уравнение решается методом разделения переменных [9]. Для цилиндрически-симметричной плазмы и нулевых граничных условий

$$\begin{aligned} n(R) &= 0, \\ \left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{r=0} &= 0 \end{aligned} \quad (9)$$

решение можно представить в виде линейной комбинации функций Бесселя нулевого порядка. Распре-

деление основной диффузионной моды имеет вид  $n(r) = n_0 J_0(r/\Lambda)$ , где  $n_0$  — концентрация заряженных частиц по оси трубки, частота диффузионного ухода  $\nu_d = \tau_d^{-1}$ . В случае концентрационной зависимости  $D_a(n)$  изменение во времени  $n(t)$  приводит к изменению  $\nu_d$  и характерной диффузионной длины основной моды  $\Lambda_d$  и, как следствие, радиального профиля концентрации. Метод разделения переменных в этом случае можно использовать для нахождения приближенного решения уравнения (8) в случае относительно слабого изменения во времени  $D_a(t)$  по сравнению с изменением  $n_0(t)$ . Соответствующий критерий можно переписать в виде  $n_0(\partial \nu_d / \partial n_0) \ll \nu_d$ . Наибольшее значение левой части неравенства по отношению к правой реализуется при  $\xi \approx 10^{-6}$  и не превышает 30%. Проведенная оценка показывает, что в данных условиях возможно использовать метод разделения переменных для анализа уравнения (8). Это позволит наглядно продемонстрировать качественные отличия концентрационно зависимой диффузии от широко используемого приближения  $D_a = \text{const}$ .

Координатное уравнение для радиального распределения заряженных частиц  $n(r)$  принимает следующий вид:

$$D_a \frac{\partial^2 n(r)}{\partial r^2} + \frac{\partial D_a}{\partial n} \left( \frac{\partial n(r)}{\partial r} \right)^2 + D_a \frac{1}{r} \frac{\partial n(r)}{\partial r} = -\frac{n(r)}{\tilde{\tau}_d}, \quad (10)$$

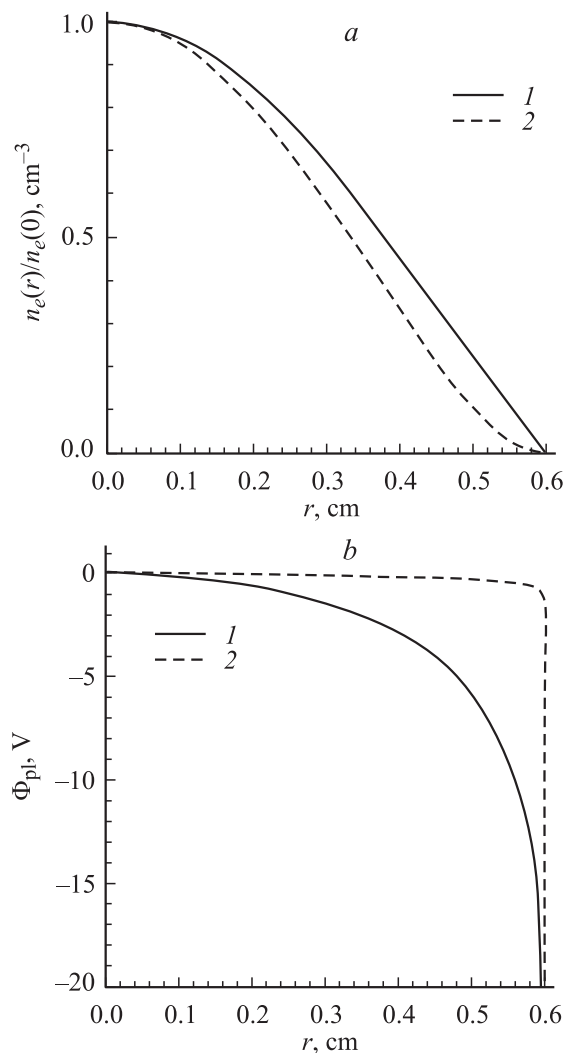
где  $\tilde{\tau}_d$  — собственные значения краевой задачи (10).

Основным отличием от случая  $D_a = \text{const}$  является наличие второго члена в (10), появление которого обусловлено концентрационной зависимостью коэффициента диффузии. Мы провели численное решение уравнения (10), используя зависимость  $\partial D_a / \partial n$ , определяемую кривой 1 на рис. 4, *a*, которая не учитывает эффект диффузионного обеднения ФРЭЭ. Данный расчет будет являться оценкой сверху влияния концентрационной зависимости  $D_a(n)$  на радиальные изменения характеристик плазмы. Параметром решения нелинейного уравнения (10) является степень ионизации на оси  $\xi_0$ .

В качестве примера на рис. 5, *a* (кривая 1) приведено численное решение уравнения (10) при  $\xi_0 = 10^{-6}$ , что соответствует условиям проведенных экспериментов. На этом же рисунке (кривая 2) приведено распределение  $n(r) = n_0 J_0(r/\Lambda)$ . В обоих случаях значения коэффициентов амбиполярной диффузии на оси одинаковы. Из рисунка видно, что концентрационно зависимая диффузия приводит к сужению профиля заряженных частиц по сравнению с распределением, соответствующим основной диффузионной моде для случая  $D_a = \text{const}$ . Проведенный расчет  $n(r)$  позволяет вычислить  $E_a(r)$  из (7) и профиль амбиполярного потенциала:

$$\Phi_{\text{pl}}(r) = \int_0^r E_a(r) dr. \quad (11)$$

На рис. 5, *b* (кривая 1) приведен расчет  $\Phi_{\text{pl}}(r)$  для решения нелинейного уравнения (10), кривая 2 описывает потенциал, соответствующий бесселевскому распределению электронов по радиусу. Из рисунка видно, что



**Рис. 5.** Радиальное распределение концентрации электронов  $n_e(r)$  (*a*) и амбиполярной разности потенциалов  $\Phi_{\text{pl}}$  (*b*): 1 — при неравновесной ФРЭЭ, 2 — при максвелловской ФРЭЭ.

при неравновесном распределении амбиполярное поле значительно возрастает. Это связано с ростом  $\varepsilon_T$  при смещении от центра газоразрядной трубки. Амбиполярное падение потенциала возрастает более чем в 10 раз по сравнению с максвелловским распределением. Возросшее радиальное поле увеличивает дрейфовую составляющую потока электронов, чтобы скомпенсировать рост диффузионного потока электронов на стенку. Одновременно с этим в возросшем электрическом поле происходит ускорение движения ионов к стенке. На рис. 4, *b* приведен расчет отношения  $\tilde{\tau}_d/\tau_d$  времени диффузии для основной моды нелинейного уравнения (10) ко времени диффузии при распределении  $n(r) = n_0 J_0(r/\Lambda)$  в зависимости от степени ионизации плазмы на оси. Как видно, в области максимального влияния концентрационной зависимости ( $\xi_0 \approx 10^{-7}$ ) реализуется режим ускоренной амбиполярной диффузии. Время диффузии при нелинейной диффузии уменьшается более чем в

два раза по сравнению с распределением Бесселя при одинаковых значениях  $D_a$  на оси.

Таким образом, рост  $\Phi_{pl}$  и уменьшение  $\tilde{\tau}_d$  могут значительно увеличить величину диффузионных потерь электронов. Расчеты по приведенной методике для экспериментальных условий, указанных на рис. 2, показывают, что диффузионные потери могут увеличиться более чем в 20 раз по сравнению с максвелловским распределением электронов по энергиям. Определенное влияние оказывает уменьшение подвижности электронов, что вызывает уменьшение  $N_{eE}$ . Все это приводит к тому, что при подстановке экспериментально измеренной на оси  $T_e$  в уравнение (1) диффузионные потери будут преобладать над нагревом. В действительности диффузионное обеднение высокоэнергетической части ФРЭЭ при  $\varepsilon > e\varphi_{wall}$  должно уменьшить величину  $H_{diff}$ , что, по-видимому, позволит достичь согласия расчетов с экспериментом. Для корректного учета этого эффекта необходимо определить  $\varphi_{wall}$ , для чего необходимо использовать уравнение, отражающее равенство потоков на стенку электронов и ионов  $\Gamma_e = \Gamma_i$  [22]. Совместный учет концентрационно зависимой диффузии и диффузионного обеднения ФРЭЭ требует согласованного нахождения  $T_e$ ,  $v_d$  и  $\varphi_{wall}$ . Решение системы трех уравнений (1), (10) и  $\Gamma_e = \Gamma_i$  представляет собой сложную вычислительную задачу и требует отдельного рассмотрения.

## Заключение

В представленной работе проведены экспериментальные измерения температуры электронов  $T_e$  на оси разрядной трубки в плазме послесвечения криптона в отсутствие и при наличии слабого продольного электрического поля. Расчет  $T_e$ , проведенный на основе уравнения баланса средней энергии электронов, выявил определяющую роль диффузионного охлаждения для рассматриваемых условий. При моделировании релаксации  $T_e$  без электрического поля в предположении максвелловского вида ФРЭЭ установлено согласие теории и эксперимента. В условиях подогревающего импульса обнаружено противоречие между измеренными значениями  $T_e$  и рассчитанными из уравнения баланса в предположении максвелловской ФРЭЭ. Для устранения этого противоречия предложена модель, учитывающая неравновесный характер ФРЭЭ на периферии разрядной трубки. Эта модель принимает во внимание существенную зависимость вида ФРЭЭ от концентрации электронов и напряженности продольного электрического поля в условиях, когда средняя энергия электронов соответствует минимуму на зависимости транспортного сечения рассеяния электронов на атомах криптона. Рост средней энергии электронов при смещении от центра трубки к стенке приводит к концентрационной зависимости скорости амбиполярной диффузии. Это ведет к увеличению перепада амбиполярной разности потенциалов между осью и стенкой трубки, а также к ускорению скорости

диффузионного распада плазмы. Перечисленные факторы приводят к значительному (более порядка величины) увеличению диффузионного охлаждения электронов, что позволяет согласовать теорию с экспериментом. Для детального изучения влияния концентрационной зависимости скорости амбиполярной диффузии на параметры плазмы требуются радиальные измерения ФРЭЭ, амбиполярного электрического поля и потенциала стенки газоразрядной трубки.

Авторы благодарны Л.Д. Цендину за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16346).

## Список литературы

- [1] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [2] Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е. // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 3. С. 481–486.
- [3] Герасимов Г.Н., Малешин М.Н., Петров С.Я. // Опт. и спектр. 1985. Т. 59. № 4. С. 930–932.
- [4] Иванов В.А., Приходько А.С. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 10. С. 2010–2013.
- [5] Dyatko N.A., Napartovich A.P. // Contrib. Papers 16<sup>th</sup> ESCAMPIG. Grenoble, 2002, P. 215.
- [6] Александров Н.Л., Демьянов А.В., Кочетов И.В. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 7. С. 658–663.
- [7] Дятко Н.А., Капителли М., Напартович А.П. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. № 3. С. 274–282.
- [8] Горбунов Н.А., Мельников А.С. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 4. С. 14–19.
- [9] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
- [10] Жилинский А.П., Ливенцева И.Ф., Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 304–311.
- [11] Малкович Р.Ш. Математика диффузии в полупроводниках. Санкт-Петербург: Наука, 1999. 390 с.
- [12] Горбунов Н.А., Копытов А.Н., Латышев Ф.Е. // ЖТФ. 2002. Т. 72. № 8. С. 7–12.
- [13] Pack J.L., Voshall R.E., Phelps A.V. et al. // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 71. P. 5363–5371.
- [14] Мориц А.П., Бочкова О.П. // Метастабильные состояния атомов и молекул и методы их исследования. Чебоксары: Наука, 1982. Вып. 5. С. 140–153.
- [15] Колоколов Н.Б., Терехова О.В. // Опт. и спектр. 1999. Т. 86. № 4. С. 547–551.
- [16] Arslanbekov R.R., Kudryavtsev A.A. // Phys. Rev. E. 1998. Vol. 58. N 6. P. 7785–7798.
- [17] Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Латышев Ф.Е. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 4. С. 28–35.
- [18] Рожанский В.А., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частичноионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 247 с.
- [19] Голубовский Ю.Б., Каган Ю.М., Лягущенко Р.И. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. № 6. С. 2222–2229.
- [20] Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Латышев Ф.Е. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 12. С. 1143–1152.

- [21] Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Торонов О.Г. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 10. С. 1920–1927.
- [22] Tsendin L.D. // Plasma Sources Sci. Techn. 1995. Vol. 4. N 2. P. 200–211.
- [23] Kolobov I.V., Godyak V.A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. Vol. 23. N 4. P. 503–531.
- [24] Uhrlandt D., Winkler R. // J. Phys. D. 1996. Vol. 29. N 1. P. 115–120.
- [25] Голубовский Ю.Б., Порохова И.А. // Опт. и спектр. 1999. Т. 86. № 6. С. 960–968.
- [26] Цендин Л.Д. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. Вып. 5. С. 1638–1650.