

УДК 633.9

Л. В. Михайловская*, А. С. Михайловская**

*Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

**Ruhr Universität Bochum

ВЛИЯНИЕ ОБЪЕМНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

Проведено теоретичний аналіз впливу об'ємної електрон-іонної рекомбінації на енергетичні та просторові характеристики позитивного стовбуру плазми тліючого розряду в газах. Показано, що навіть в дифузійному режимі горіння розряду при деяких умовах цей вплив призводить до значних змін внутрішніх параметрів розряду.

Проведен теоретический анализ влияния объемной электрон-ионной рекомбинации на энергетические и пространственные характеристики плазмы положительного столба тлеющего разряда в газах. Показано, что даже в диффузионном режиме горения разряда при некоторых условиях это влияние приводит к существенным изменениям внутренних параметров разряда.

The theoretical analysis of the influence of the volume electron - ionic recombination on energy and spatial characteristics of glow discharge plasma of positive column in gases is developed. It is shown, that under some conditions even in a diffusion mode of glow discharge this influence leads to essential modifications of interior gas discharge parameters.

Внутренние параметры стационарной газоразрядной плазмы положительного столба (ПС) тлеющего разряда, такие как плотность и температура заряженных частиц, напряженность продольного электрического поля, а также пространственное распределение заряженных частиц по сечению разряда, определяются внешними параметрами разряда, к которым относятся давление и род рабочего газа, величина тока разряда, размеры газоразрядной области [1-3].

Обычно считается, что в случае не слишком больших плотностей электронов и не слишком высоких давлений рабочего газа рекомбинация в объеме играет меньшую роль, чем амбиполярная диффузия зарядов к стенкам трубки с последующей их нейтрализацией на стенках. При этом разряд контролируется диффузией, и гибель зарядов в результате рекомбинации в объеме приводит только к уплощению радиальной зависимости концентрации электронов в центре трубки [1-3]. С увеличением давления и тока разряда уменьшается роль амбиполярной диффузии, возрастает роль объемной рекомбинации и может произойти контракция (сжатие к оси) разряда. При переходе диффузионного тлеющего разряда в контрагированное состояние роль объемных процессов рекомбинации наряду с тепловыми становится определяющей, и достаточно подробно исследована в работе [2].

В данной работе на основе анализа уравнения баланса числа частиц с учетом уравнений для продольного электрического поля и постоянного электрического тока проанализирована роль объемной электрон-ионной рекомбинации в диффузионном режиме горения разряда, когда частота диффузионных уходов заряженных частиц на стенки газоразрядной трубки больше частоты рекомбинации заряженных частиц в объеме разряда. Рассматриваются изменения внутренних параметров разряда (электронной температуры и концентрации электронов на оси), вызванные переходом диффузионного режима горения разряда в объемный при изменении внешних параметров, таких как давление и ток разряда. Исследуются особенности пространственного распределения электронов при учете объемной рекомбинации.

В стационарном тлеющем разряде ПС однороден вдоль оси трубки. В радиальном же направлении ПС неоднороден вследствие диффузии заряженных частиц к стенкам, на которых происходит уничтожение заряженных частиц вследствие их рекомбинации. Если длина свободного пробега электронов намного меньше радиуса раз-

рядной трубки, а концентрация достаточно велика, так что дебаевский радиус мал по сравнению с радиусом, тогда можно пользоваться законами диффузии и считать плазму ПС квазинейтральной. При этом плотность электронов примерно равна плотности положительно заряженных ионов. Образование заряженных частиц происходит вследствие ионизации нейтральных частиц рабочего газа электронами при протекании электрического тока, которая должна компенсировать исчезновение заряженных частиц (электронов и ионов) вследствие ухода их на стенки трубки и рекомбинации в объеме.

Пространственное (радиальное) распределение плотности электронов в ПС газового разряда $N_e(r)$ задается уравнением баланса числа заряженных частиц

$$D_{am} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} N_e(r) \right) + \nu_i N_e(r) - \beta_r N_e^2(r) = 0. \quad (1)$$

Здесь первый и третий члены описывают потери электронов вследствие амбиполярной диффузии заряженных частиц и в результате объемной электрон-ионной рекомбинации соответственно. Коэффициент амбиполярной диффузии $D_{am} = \mu_i kT_e / e$, μ_i – подвижность положительных ионов, T_e – электронная температура, β_r – коэффициент электрон-ионной рекомбинации, $\beta_r N_e^2(r)$ – эффективная скорость рекомбинации. Второе слагаемое описывает образование заряженных частиц плазмы (электронов и ионов) вследствие ионизации нейтральных атомов при их соударении с электронами. Частота ионизирующих соударений $\nu_i(T_e)$, $\nu_i N_e(r)$ – эффективная скорость ионизации.

В качестве граничных условий при решении уравнения (1) обычно используется соотношение $dN_e(0)/dr = 0$ из-за цилиндрической симметрии разряда и условие $N_e(R) = 0$ – условие нейтрализации зарядов на стенках трубки. Последнее условие (которое, как утверждает Грановский, "ниоткуда не следует") не совсем точное. Оно приближенно справедливо при высоких и средних давлениях, когда длина свободного пробега электронов мала по сравнению с поперечными размерами трубки.

Величина напряженности установившегося в ПС разряда продольного электрического поля E определяется уравнением баланса энергии электронов с учетом как упругих потерь энергии электронов при столкновениях электронов с атомами рабочего газа, так и неупругих потерь на возбуждение и ионизацию атомов, а в узких газоразрядных трубках включает энергию, уносимую заряженными частицами на стенки трубки [3]. В данной работе для определения напряженности продольного поля E используется следующее уравнение, полученное в [7]:

$$e^2 E^2 = m v_m \cdot (\nu_c \cdot \Delta \varepsilon_g + \nu_w \cdot \Delta \varepsilon_w + \sum_i \nu_i \cdot \Delta \varepsilon_i). \quad (2)$$

Здесь v_m – эффективная частота столкновений электронов, ν_c – частота упругих столкновений электронов с нейтральными атомами, которая в общем случае зависит от электронной температуры и от плотности атомов, $\Delta \varepsilon_g = (2m/M) \cdot (3kT_e/2)$ – потери энергии электрона при упругих столкновениях с нейтральными атомами, ν_w – частота столкновений со стенками разрядной трубки, $\Delta \varepsilon_w$ – потери энергии при столкновениях заряженных частиц со стенками, ν_i – частота неупругого столкновения электрона с атомом, в результате которого атом переходит в возбужденное энергетическое состояние или ионизируется, $\Delta \varepsilon_i$ – потери энергии электрона на возбуждение или ионизацию атомов. Конкретные выражения для соответствующих энергий с учетом уравнения состояния Менделеева – Клапейрона $N_0 = p/kT$ для рабочего газа приведены в [7].

Величина полного тока, протекающего через разряд, определяется выражением

$$I_r = 2\pi e\mu_e E \int_0^R N_e(r) r dr. \quad (3)$$

Здесь μ_e – подвижность электронов, $E = E(T_e, p, R)$ – напряженность продольного электрического поля, установившегося в ПС разряда.

Уравнения (1) – (3) с учетом граничных условий $dN_e(0)/dr = 0$ и $N_e(R) = 0$ представляет замкнутую систему уравнений, позволяющую рассчитать значения всех внутренних параметров разряда через внешние.

Ограничимся учетом эффектов только прямой ионизации нейтральных атомов в предположении постоянства по сечению частоты ионизации и коэффициента амбиполярной диффузии, а также коэффициента объемной рекомбинации. Для этого необходимо, чтобы температура электронов не менялась по сечению и функция распределения электронов по энергиям имела максвелловский вид. В работах [4-6] показано, что эти предположения справедливы только в случае локального приближения при расчете функции распределения электронов по энергиям. При этом электронная температура постоянна по сечению, т. к. не учитывается радиальное электрическое поле, ответственное за амбиполярную диффузию заряженных частиц к стенкам. В [6] утверждается, что локальное приближение справедливо только для сравнительно высоких давлений и размеров трубки, удовлетворяющих условию $pR > 10$ torr · см. Однако для быстрой оценки параметров ПС тлеющего разряда по-прежнему часто используются уравнения баланса числа частиц и энергии электронов и нейтральных атомов. Тепловые эффекты, связанные с нагревом газа при протекании электрического тока, в данной работе не учитываем.

При отсутствии объемной рекомбинации заряженных частиц решением уравнения (1) является функция Бесселя нулевого порядка $N_e(r) = N_{e0} I_0(r\sqrt{\nu_i/D_{am}})$. Граничное условие $N_e(R) = 0$ приводит к задаче на собственные значения, решение которой требует выполнения соотношения Шоттки $R\sqrt{\nu_i/D_{am}} = 2.4$. В результате радиальное распределение электронов имеет простой вид $N_e(r) = N_{e0} I_0(2.4r/R)$. Концентрация электронов на оси разряда N_{e0} определяется величиной протекающего через разряд постоянного тока с помощью формулы (3). В частности, для распределения, описываемого Бесселевой функцией, $I_r = 1.36e\mu_e N_{e0} ER^2$.

Соотношение Шоттки позволяет определять электронную температуру T_{eB} в случае прямой ионизации, не зависящую от плотности электронов. В принятых приближениях (без учета нагрева газа током разряда) поле $E(T_{eB})$ также не зависит от плотности электронов. Поэтому вольт-амперная характеристика разряда будет постоянной.

При увеличении давления рабочего газа уменьшается роль амбиполярной диффузии. И с ростом концентрации заряженных частиц возрастает роль объемной рекомбинации. Условием перехода диффузионного режима работы разряда в объемный является условие малости частоты диффузионных потерь (уходов заряженных частиц на стенки) $\nu_{am} = D_{am}/(R/2.4)^2$ по сравнению с частотой объемной рекомбинации $\nu_r = \beta_r N_e$ и при условии $\nu_{am} \ll \nu_r$ разряд становится объемным [1].

Следует заметить, что физический смысл имеют только решения общего уравнения (1) с максимумом плотности электронов на оси, т. е. функция распределения $N_e(r)$ должна иметь отрицательную вторую производную. Это имеет место только в случае, когда частота ионизации $\nu_i = k_{0i}(T_e)N_0$ больше частоты объемной рекомби-

нации в центре трубки $\nu_{r0} = \beta_r N_{e0}$. В противном случае радиальное распределение плотности электронов имеет минимум в центре трубки и увеличивается к стенкам, что, естественно, противоречит физическим представлениям. Если радиальное распределение разряда меняется незначительно с учетом объемной рекомбинации, когда можно считать, что электронная температура $T_e \approx T_{eB}$, то условие $\nu_i = \nu_{r0}$ позволяет получить граничную кривую $I_{rec} = 1.36e\mu_e ER^2 \nu_i / \beta_r$, которая на плоскости (p, I_r) отделяет область устойчивых решений от неустойчивых. Устойчивому режиму диффузионного разряда соответствует область ниже соответствующей кривой. На рис. 1 приведены результаты расчетов для разряда в гелии в приведенных переменных pR и I_r/R .

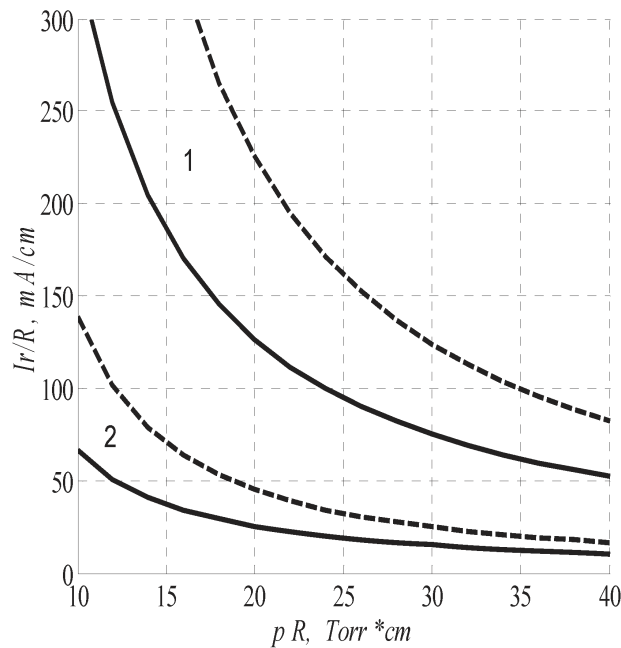


Рис.1. Границы устойчивого диффузионного режима горения разряда в приведенных координатах для различных значений коэффициента объемной генерации. Сплошные кривые — температура электронов $T_e = T_{eB}(pR)$, пунктирные — $T_e = 1.25 \cdot T_{eB}(pR)$.
1 — $\beta_r = 10^{-8} \text{ cm}^3 / \text{s}$;
2 — $\beta_r = 5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 / \text{s}$

При давлениях, токах разряда и размерах трубок, попадающих в области ниже соответствующих кривых, осуществляется устойчивый диффузионный режим горения разряда. С уменьшением эффективного коэффициента объемной рекомбинации и с повышением температуры электронов область устойчивого диффузионного режима горения разряда увеличивается. Заметим, что эти кривые имеют, вообще говоря, качественный характер, т. к., на самом деле при наличии электрон-ионной рекомбинации в объеме разряда температура электронов не подчиняется соотношению Шоттки. Для оценки установившихся в разряде значений электронной температуры используем упрощенную модель баланса числа заряженных частиц в стационарном состоянии, основанную на равенстве частоты рождения частиц и сумме частот их потерь за счет поперечной амбиполярной диффузии из области разряда (в предельном случае диффузии на стенки трубки) и объемной рекомбинации. В этом случае уравнение (1) переходит в

$$\nu_i = \nu_{am} + \nu_{r0}. \quad (4)$$

Уравнение (4), являющееся аналогом соотношения Шоттки, позволяет найти электронную температуру T_{erc} , когда при заданных параметрах разряда нельзя пренебречь объемной электрон-ионной рекомбинацией. Если $\beta_r = 0$, то (4) переходит в соотношение Шоттки.

В данной работе исследуется влияние объемной электрон-ионной рекомбинации на диффузионный режим горения разряда на примере газового разряда в гелии. Согласно [2], в гелиевом разряде с учетом резонансной перезарядки ионов для подвижностей ионов и электронов справедливы следующие оценки:

$$\mu_i = 8.4 \cdot 10^3 \sqrt{t/p}, \quad \mu_e = 7.5 \cdot 10^5 t/p.$$

Тогда коэффициент амбиполярной диффузии $D_{am} = 8.4 \cdot 10^3 T_e \sqrt{t/p}$. Постоянная процесса ионизации $k_{oi}(T_e) = 8.7 \cdot 10^{-11} (24.6 + 2T_e) \sqrt{T_e} \exp(-24.6/T_e)$, плотность нейтральных атомов $N_0 = 3.54 \cdot 10^{16} p/t$. Здесь и в дальнейшем используется безразмерная температура газа $t = T^\circ K / 273^\circ K$, электронная температура T_e в eV , давление p в мм рт. ст. (Torr), плотность частиц в cm^{-3} , радиус разрядной трубки в cm .

На основании решения уравнения (4) с использованием уравнения (2) для продольного электрического поля и уравнения (3) для плотности электронов в центре разряда можно получить зависимости основных внутренних параметров газоразрядной плазмы ПС от давления газа и величины тока разряда. На рис. 2-4 приведены результаты численных расчетов для разряда в гелии, сделанные в данной работе с принятыми приближениями. Т. к. с учетом объемной рекомбинации известные законы подобия нарушаются, то на этих графиках приведены зависимости не от приведенных (относительных) переменных pR , I_r/R , а от p и I_r .

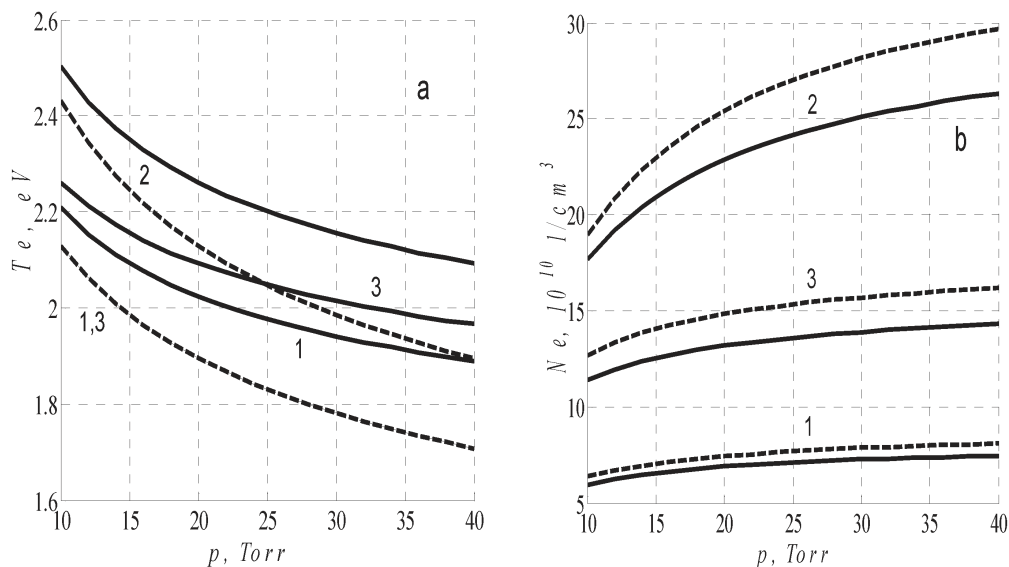


Рис. 2. Зависимости температуры (а) и концентрации электронов на оси трубки (б) в плазме ПС от давления газа при учете эффектов объемной рекомбинации заряженных частиц. Пунктирные кривые – без учета рекомбинации.

1,3 – $R = 1$ cm; 2 – $R = 0.5$ cm; 1,2 – $I_r = 20$ mA; 2 – $I_r = 40$ mA.

Коэффициент $\beta_r = 5 \cdot 10^{-8} cm^3 / s$

Понижение электронной температуры с ростом давления объясняется тем, что при повышении давления уменьшается коэффициент амбиполярной диффузии. Поэтому до стенки доходит относительно меньшее число электронов, и образоваться вновь в результате ионизации должно относительно меньшее число заряженных частиц. Следовательно, и температура электронов устанавливается при равновесии более низкая. Однако с учетом объемной рекомбинации потери электронов растут в

объеме и при тех же условиях (давлении и размере трубки, величине тока разряда) температура электронов должна возрасти, чтобы компенсировать ионизацией дополнительные потери из-за объемной рекомбинации заряженных частиц. При этом, как видно из рис. 2а, увеличение электронной температуры по сравнению с чисто диффузионным режимом тем больше, чем выше давление и больше ток разряда и чем меньше радиус газоразрядной трубки. Как видно из рис. 2б, объемная рекомбинация, как и следовало ожидать, приводит к уменьшению концентрации электронов в центре трубки тем большему, чем меньше радиус трубки.

Расчетные зависимости поведения температуры и плотности электронов в центре трубки от тока разряда представлены на рис. 3.

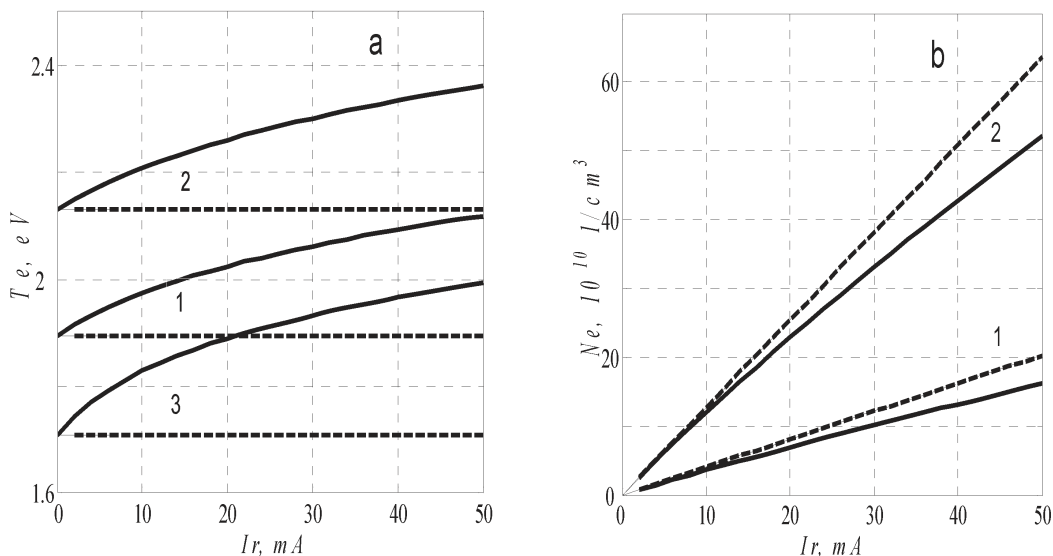


Рис. 3. Зависимости температуры (а) и концентрации электронов на оси трубки (б) в плазме ПС от тока разряда при учете эффектов объемной рекомбинации заряженных частиц. Пунктирные кривые – без учета рекомбинации.

1,3 – $R=1$ cm; 2 – $R=0.5$ cm; 1,2 – $p=20$ Torr; 3 – $p=40$ Torr.

Коэффициент $\beta_r = 5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 / \text{s}$

Известно, что в отсутствии эффектов объемной рекомбинации без учета тепловых эффектов и ступенчатой ионизации атомов установившаяся в разряде температура электронов не зависит от тока разряда. На рис. 3а этот факт отражают горизонтальные пунктирные прямые. Потери электронов в объеме в результате объемной рекомбинации с положительными ионами, которые растут с увеличением тока разряда, как видно из рис. 3б, должны компенсироваться дополнительной ионизацией нейтральных атомов. При прочих постоянных параметрах это приводит к увеличению температуры электронов.

Напряженность установившегося в ПС столбе разряда продольного электрического поля E должна быть достаточной, чтобы поддержать равновесную температуру электронов при всех потерях энергии. Так как потери растут с ростом давления и тока разряда, то и поле при этом увеличивается, как видно из приведенных на рис. 4 результатов численных расчетов.

Как следует из приведенной на рис. 1 граничной кривой I_{rec}/R , для параметров, используемых при всех проделанных расчетах, режим горения разряда должен оставаться диффузионным.

Согласно проделанным расчетам, эффекты объемной электрон-ионной рекомбинации в принятых приближениях, без учета нагрева рабочего газа током разряда и дополнительной ионизации нейтральных атомов в результате ступенчатых процессов, приводят к значительным изменениям температуры и плотности электронов

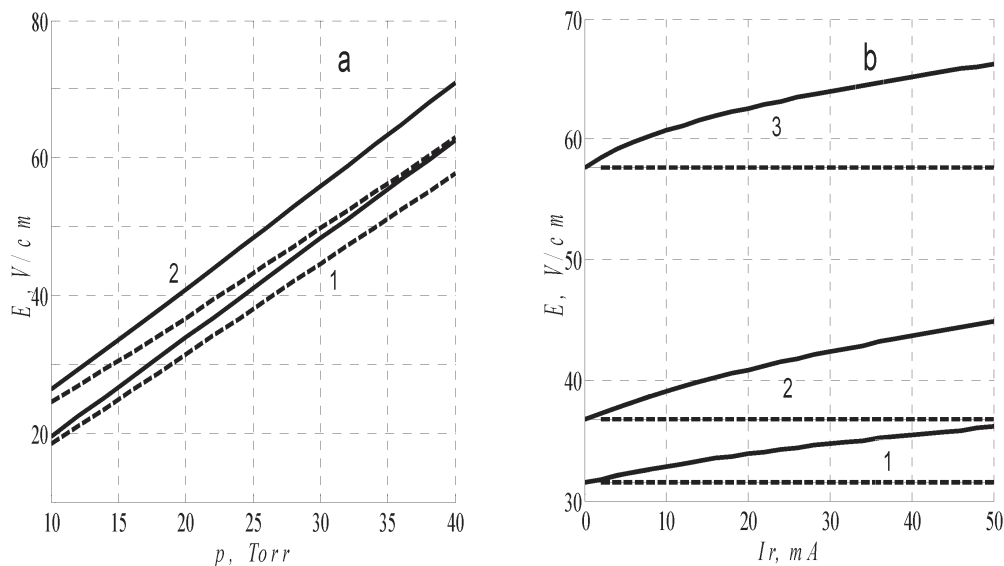


Рис. 4. Расчетные зависимости напряженности установившегося в ПС газового разряда продольного электрического поля от давления газа (а) и тока разряда (б) для тех же параметров, что на рис. 2 и рис. 3

в центре разрядной трубки. Изменяется также напряженность продольного электрического поля, установившегося в ПС разряда. Вольт-амперная характеристика разряда из постоянной переходит в возрастающую. Интересным является тот факт, что эффекты объемной рекомбинации проявляются и в узких трубках, как видно из кривых 2 на рис. 2-4.

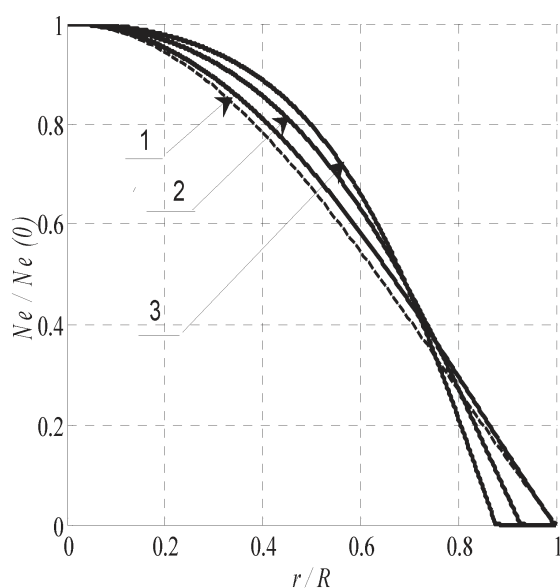


Рис. 5. Радиальные распределения плотности электронов в газоразрядной плазме ПС тлеющего разряда в гелии, горящего в трубке радиуса 1 см при различных значениях параметров разряда.

1 – $p = 20 \text{ Torr}$, $I_r = 20 \text{ mA}$,
 2,3 – $p = 40 \text{ Torr}$, $I_r = 40 \text{ mA}$,
 1,2 – $\beta_r = 5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 / \text{s}$;
 3 – $\beta_r = 10 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 / \text{s}$;
 Пунктирная кривая – распределение по Бесселю

На рис. 5 представлены результаты численных решений дифференциального уравнения (1) для разряда в гелии при различных значениях давления и тока разряда.

Значения для температуры T_e и концентрации электронов в центре разряда N_{e0} подбирались такими, чтобы выполнялось граничное условие $N_e(R) = 0$ и уравнение для заданного полного тока разряда (3). Для диффузионного режима, которому, как видно из рис. 1, заведомо удовлетворяет разряд в трубке радиуса 1 см при давлении газа 20 Torr и токе разряда 20 мА, решение (кривая 1 на рис. 5) получено при $T_e = 1.96$ eV и $N_{e0} = 6.82 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. В то время как температура, определяемая из соотношения Шоттки, равна $T_{eB} = 1.89$ eV, соответствующее значение для плотности электронов в центре $N_{eB} = 7.17 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Уравнение (4) при данных значения плотности газа, тока разряда и коэффициента объемной рекомбинации приводит к $T_{erc} = 2.02$ eV. Кривая 2 на рис. 5 получена при $T_e = 1.88$ eV, $N_{e0} = 14.28 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_{eB} = 1.71$ eV, $N_{eB} = 14.37 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_{erc} = 1.96$ eV. Для кривой 3 для той же трубки и тех же давления и тока разряда, но с удвоенным коэффициентом рекомбинации, $T_e = 1.96$ eV, $N_{e0} = 13.94 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_{eB} = 1.71$ eV, $N_{eB} = 14.37 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_{erc} = 2.05$ eV.

Видно, что для высоких давлений объемная рекомбинация приводит к уменьшению зоны, занимаемой разрядом. Интересно отметить, что рассчитанное значение плотности электронов на оси разряда с учетом уменьшения области разряда, которое получается при численном интегрировании дифференциального уравнения, совпадает с подобранным значением плотности электронов. Уменьшение области, занимаемой разрядом, не связано с контрагированием разряда, т. к. мы пренебрегаем тепловыми эффектами [2].

Таким образом, объемная электрон-ионная рекомбинация влияет не только на температуру и плотность электронов в центре трубки, но и на пространственные характеристики газоразрядной плазмы ПС тлеющего разряда, горящего в диффузионном режиме

1. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.
2. Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахимов А. Т. Физические явления в газоразрядной плазме. – М.: Наука, 1987. – 160 с.
3. Грановский В. Л. Электрический ток в газе (установившийся ток). – М.: Наука, 1974. – 544 с.
4. Кудрявцев А. А., Цендин Л. Д. Учет немаксвелловости распределения электронов в пространственно-усредненной (global) модели // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28, № 20. – С. 7-14.
5. Богданов Е. А., Кудрявцев А. А., Цендин Л. Д., Арсланбеков Р. Р., Колобов В. И., Кудрявцев В. В. Влияние метастабильных атомов и нелокального электронного распределения на характеристики положительного столба в аргоне // ЖТФ. – 2004. – Т. 74. Вып. 6. – С. 35-42.
6. Богданов Е. А., Кудрявцев А. А., Цендин Л. Д., Арсланбеков Р. Р., Колобов В. И. Нелокальные явления в положительном столбе тлеющего разряда среднего давления // ЖТФ. – 2004. – Т. 74. Вып. 7. – С. 44-51.
7. Mikhailovskaya L.V. Energy balance and gas temperature in plasma of positive column in gas discharge narrow tubes // Proc. SPIE. – 1999. – V. 3686. – P. 62-69.