Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 10, с. 726 – 731

Влияние акустических течений на структуру контрагированного тлеющего разряда в аргоне

А. И. Сайфутдинов[+*1)], *С. А. Фадеев*[+], *А. А. Сайфутдинова*[+], *Н. Ф. Кашапов*[+]

[+]*Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия*

[*]*С. Петербургский государственный университет, 199034 С. Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 7 сентября 2015 г.

После переработки 21 сентября 2015 г.

В работе в рамках гибридного приближения проведены численные эксперименты по влиянию акустических течений на структуру контрагированного тлеющего разряда в аргоне. Показана возможность управления режимом горения тлеющего разряда с протяженным положительным столбом при высоком давлении с помощью организации акустических течений при возбуждении стоячей звуковой волны. При этом разряд переходит от контрагированного режима горения к диффузному и становится устойчивым.

DOI: 10.7868/S0370274X15220026

1. Введение. Тлеющему разряду постоянного тока посвящено огромное количество монографий и публикаций (см., например, [1–7]). Как известно [1–3], он имеет слоистую структуру, состоящую из приэлектродных слоев и положительного столба. Последний является наиболее изученной областью разряда [1–3], в силу того что исторически именно плазма положительного столба использовалась как объект для методических исследований и применялась при создании различных приборов и устройств. Здесь температура газа, пространственное распределение электрического поля, энергия электронов, характер изменения концентрации нейтральных частиц в пространстве зависят от давления газа, его природы, величины разрядного тока, геометрии трубки. При низких давлениях форма распределения электронов по радиусу плазменного столба является параболической, а температура электронов и нейтральных частиц по радиусу практически постоянна.

В зависимости от природы газа при увеличении его давления до некоторого значения наступает контракция, при которой форма пространственного распределения концентрации электронов по радиусу трубки видоизменяется с параболической на колоколообразную [1, 3]. Температура газа на оси положительного столба возрастает. При этом возникает большой градиент температуры газа и плотности тока. Такие параметры разряда могут не соответствовать условиям, необходимым для создания конкретного разрабатываемого устройства. Поэтому в настоящее время разрабатываются различные способы управления параметрами тлеющего разряда [8–13] с целью подведения их к условиям, необходимым для оптимального режима работы различных приборов и устройств (газоразрядные осветительные приборы, плазменные антенны, плазмохимические реакторы, газовые лазеры, установки для плазменной модификации материалов и изделий). Как показано в работах [14–17], одним из наиболее удобных способов управления является создание акустических течений, возбуждаемых в поле стоячей звуковой волны. Такие течения перемешивают газ в радиальном направлении, отводят тепло от приосевой области плазменного столба к стенкам трубки и создают однородный разряд. Другими словами, происходит расконтрагирование положительного столба.

Целью настоящей работы является исследование с помощью численного моделирования влияния акустических течений, возникающих в результате возбуждения стоячей звуковой волны, на пространственную структуру контрагированного тлеющего разряда. Стоит отметить, что подобная задача рассматривалась для случая лампы дугового разряда [17]. Однако авторы указанной работы не описывали плазму и, соответственно, не рассматривали влияния акустических течений на ее параметры.

2. Описание модели. Известны следующие основные причины контракции положительного столба (см., например, [1, 3]). Во-первых, это неоднородный разогрев газа с максимумом температуры на оси трубки, который приводит (в силу посто-

1)e-mail: as.uav@bk.ru

янства давления) к вытеснению нейтральных частиц к периферии. Это чревато ростом приведенного поля E_z/N в приосевых частях столба. Поскольку скорость ионизации очень сильно (экспоненциально) зависит от приведенного поля, уже незначительное увеличение данного параметра на оси приводит к сильному стягиванию зоны ионизации. Второй причиной служит нелинейная зависимость скорости ионизации от концентрации электронов (степени ионизации n_e/N). Максвеллизация функции распределения электронов (ФРЭ) за счет межэлектронных столкновений приводит к экспоненциальному росту скорости ионизации при увеличении n_e/N. Поэтому уменьшение степени ионизации на периферии также приводит к стягиванию области рождения заряженных частиц. И наконец, основной процесс гибели электронов происходит за счет объемной рекомбинации.

Стоит отметить, что в плазме тлеющего разряда упругое рассеяние электронов, играющее основную роль при формировании ФРЭ, является изотропным. Источником анизотропии служит внешнее поле. Поэтому для ФРЭ справедливо $f_0 - f_1$-разложение [1, 3]. Поскольку же в контрагированном положительном столбе ФРЭ за счет межэлектронных столкновений максвеллизуется, из цепочки кинетических уравнений для $f_0 - f_1$ с учетом максвелловской ФРЭ нетрудно получить диффузионно-дрейфовое приближение [3], которое позволяет с достаточной точностью описать контрагированный режим разряда от катода до анода.

Для исследования влияния акустических течений, возникающих в результате возбуждения в разрядной трубке стоячей акустической волны, на структуру тлеющего разряда необходимо совместно с уравнениями, описывающими разряд [4–8], решать систему уравнений Навье–Стокса для движения частиц нейтрального газа. Однако для упрощения задачи можно воспользоваться результатами работ [14–16], в которых получены аналитические выражения для поля скоростей u_r и u_z, описывающих акустические течения в цилиндрической разрядной трубке с учетом неоднородного распределения концентрации газа в результате резкого градиента температуры в радиальном направлении газоразрядной трубки [13–15]:

$$u_r = -\frac{\nu_a^2}{10c_0}\frac{R^2}{\xi^2}\frac{r}{\lambda_\omega}\left(1-\frac{r^2}{R^2}\right)\cos(2\kappa z), \tag{1}$$

$$u_z = \frac{\nu_a^2}{10c_0}\frac{\alpha R^2 r}{120\xi^2\lambda_\omega}\left(1-\frac{r^2}{R^2}\right)\left(1-\frac{5r^2}{R^2}\right)\sin(2\kappa z), \tag{2}$$

$$\nu_a = \frac{P_a}{\rho_0 c_0}\left[1+\frac{\alpha\omega^2}{c_0^2}\left(1+\frac{r^2}{2R^2}\right)\right]. \tag{3}$$

Здесь r и z – радиальная и аксиальная координаты соответственно, R – радиус трубки, α – размер неравномерности акустического поля, ρ_0 – плотность газа, ω – частота акустической волны, c_0 – скорость распространения акустической волны в неискаженной среде, P_a – амплитуда давления акустических колебаний в трубке, λ_ω – длина волны, ξ – пограничный акустический слой, κ – волновое число.

В таком случае гибридная модель тлеющего разряда, основанная на уравнениях диффузионно-дрейфового приближения [4–9], будет учитывать конвективные члены, связанные с акустическими течениями (1)–(3), в k уравнениях непрерывности для концентраций заряженных (электронов, ионов) и возбужденных частиц n_k, в уравнении непрерывности для плотности энергии электронов n_ε, в уравнении теплопроводности для определения температуры тяжелых частиц плазмы (ионов и нейтралов) T. Самосогласованное электрическое поле будет определяться из уравнения Пуассона для потенциала φ:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla\cdot\mathbf{\Gamma}_k + (\mathbf{u}\cdot\nabla)n_k = \sum_j C_{k,j}R_j, \tag{4}$$

$$\frac{3}{2}\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla\cdot\mathbf{Q} + (\mathbf{u}\cdot\nabla)n_\varepsilon = = -q_e\mathbf{\Gamma}_e\cdot\mathbf{E} + S_{el} + \sum_j \Delta\varepsilon_j R_j, \tag{5}$$

$$\rho c_p\left[\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u}\cdot\nabla)T\right] - \nabla(\lambda(T)\nabla T) = \mathbf{J}_i\mathbf{E} + S_{el}, \tag{6}$$

$$\Delta\varphi = -\frac{q_e}{\varepsilon_0}\left(\sum_{k=1}^{N} Z_k n_k\right), \quad \mathbf{E} = -\nabla\varphi. \tag{7}$$

Здесь q_e – заряд электрона, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, Z_k – заряд частицы сорта k, $\mathbf{E}$ – напряженность электрического поля, c_p – теплоемкость аргона при постоянном давлении, λ – теплопроводность, $\mathbf{J}_i$ – плотность ионного тока.

Потоки для концентраций заряженных частиц $\mathbf{\Gamma}_k$, а также для плотности энергии электронов $\mathbf{Q}$ записаны в диффузионно-дрейфовом приближении:

$$\mathbf{\Gamma}_k = -D_k\nabla n_k + z_k\mu_k\mathbf{E}n_k, \tag{8}$$

$$\mathbf{Q} = -D_\varepsilon\nabla n_\varepsilon - \mu_\varepsilon\mathbf{E}n_\varepsilon. \tag{9}$$

Правая часть уравнения (4) определяется реакциями, протекающими в разряде. Реакция дает положительный вклад в функцию источника, если в ней образуется соответствующий сорт частиц, и отрицательный вклад, если этот сорт частиц исчезает. В данном выражении j – индекс реакции (всего учитывались 23 плазмохимические реакции), $c_{k,j}$ – количество частиц сорта k, возникающих в одной реакции типа j (положительная либо отрицательная величина). Скорости реакций R_j определяются константами соответствующих процессов $k_j(T_e)$ [18] (константами прямой ионизации, конверсии, термической диссоциации, перезарядки, рекомбинации ионов, прилипания и отлипания) и пропорциональны произведению концентраций реагирующих компонентов: $R_j = k_j(T_e)\prod_{k=1}^{N} n_k$, где $N = 2$ для реакций между двумя сортами частиц, $N = 3$ для реакций между тремя сортами частиц.

Первые слагаемые в правых частях выражений (5) и (6) отвечают джоулеву нагреву в электрическом поле электронов и нейтральных частиц газа соответственно. Второе слагаемое в (5) и (6), $S_{el} = 3/2\delta\nu_{ea}n_e(T_e - T)$, описывает энергообмен при упругих соударениях электронов с нейтральными частицами газа, где $\delta = 2m_e/M_a$ – отношение массы электрона m_e к массе атома газа M_a, ν_e – частота упругих электрон-атомных соударений, $T_e = (2/3)n_e/n_\varepsilon$ – температура электронов. Третье слагаемое в (5) описывает неупругие потери энергии электронного газа. Здесь $\Delta\varepsilon_j$ – энергия, теряемая (или приобретаемая, если $\Delta\varepsilon_r < 0$) электроном в данной реакции, R_j – скорость реакции, которая определяется константой соответствующего неупругого процесса: $R_j = k_j(T_e)n_e n_n$, где n_n – сорт нейтральной частицы.

Вычисления проводились для аргона с использованием набора плазмохимических реакций [18] с учетом двух эффективных возбужденных атомарных уровней (метастабильного, Ar^m, и резонансного, Ar^r), одного эффективного эксимерного уровня Ar_2^* и двух сортов положительных ионов, Ar^+ и Ar_2^+.

Гибридность модели заключается в том, что коэффициенты подвижности и диффузии для электронов, а также некоторые константы процессов с их участием вычисляются путем свертки ФРЭ $f(w, T_e)$, полученной из решения локального кинетического уравнения Больцмана, с сечением соответствующего процесса следующим образом:

$$k_j(T_e) = \sqrt{2q_e/m}\int_0^\infty f(w,T_e)\sigma(w)w\,dw. \tag{10}$$

Здесь индекс “j” констант процессов пробегает только по пяти реакциям: прямая ионизация, возбуждение эффективного метастабильного и резонансного уровней, ионизация с метастабильного и резонансного уровней.

При нахождении ФРЭ в кинетическом уравнении учитывались нагрев электронов в продольном электрическом поле и изменение их энергии за счет упругих, межэлектронных и неупругих столкновений.

Подвижности ионов брались из [18]. Коэффициенты диффузии вычислялись посредством соотношения Эйнштейна [1–3].

На оси симметрии граничные условия задавались в виде равенства нулю потоков основных величин, а на катоде $(z = 0, r)$, аноде $(z = L, r)$ и на диэлектрической стенке $(z, r = R)$ – для концентрации электронов, плотности энергии электронов, концентраций ионов и потенциала:

$$\mathbf{n}\cdot\mathbf{\Gamma}_e|_{z=0,r} = v_{th\,e}n_e/2 - \gamma\mathbf{n}\cdot\mathbf{\Gamma}_k, \tag{11}$$

$$\mathbf{n}\cdot\mathbf{\Gamma}_e|_{z=L,r} = \mathbf{n}\cdot\mathbf{\Gamma}_e|_{z,r=R} = v_{th\,e}n_e/2, \tag{12}$$

$$\mathbf{n}\cdot\mathbf{Q}|_{z=0,r} = \mathbf{n}\cdot\mathbf{Q}|_{z=L,r} = \mathbf{n}\cdot\mathbf{Q}|_{z,r=R} = 5/6v_{th\,e}n_e, \tag{13}$$

$$\mathbf{n}\cdot\mathbf{\Gamma}_k|_{z=0,r} = \mathbf{n}\cdot\mathbf{\Gamma}_k|_{z,r=R} = v_{i\,th}n_k,$$

$$\mathbf{n}\cdot\mathbf{\Gamma}_k|_L = v_{i\,th}n_k + \mu_k\,\mathbf{n}\cdot\mathbf{E}, \tag{14}$$

$$\varphi(0) = 0, \quad \varphi(L) = U_0, \tag{15}$$

где $\gamma = 0.1$ – коэффициент вторичной эмиссии электронов с катода [1], $v_{e\,th} = \sqrt{8k_\mathrm{B}T_e/\pi m_e}$ и $v_{i\,th} = \sqrt{8k_\mathrm{B}T_e/\pi M}$ – средние тепловые скорости электронов и атомов газа соответственно (T_e измеряется в эВ).

3. Результаты численных исследований. Уравнения (4)–(7) с граничными условиями (12)–(15) решались с помощью конечно-разностной схемы на прямоугольной сетке. Диффузионно-дрейфовые потоки аппроксимировались по схеме Шарфеттера–Гуммеля. Расчетная сетка включала до 500 узлов по оси z и до 200 узлов по оси r. Расчеты проводились для традиционной цилиндрической конфигурации разрядной трубки с радиусом $R = 1$ см и межэлектродным расстоянием $L = 4$ см. Давление газа составляло 50 Торр. Напряжение на источнике задавалось равным $\varepsilon_i = 2$ кВ. Балластное сопротивление R_b варьировалось в пределах от 10 до 100 кОм.

На рис. 1–4 представлены результаты моделирования для случая, когда балластное сопротивление равнялось $R_b = 20$ кОм.

На рис. 1 представлена структура (концентрация электронов и температура газа) контрагированного тлеющего разряда. Разрядный ток составляет 88.8 мА. Напряжение между электродами 223 В.

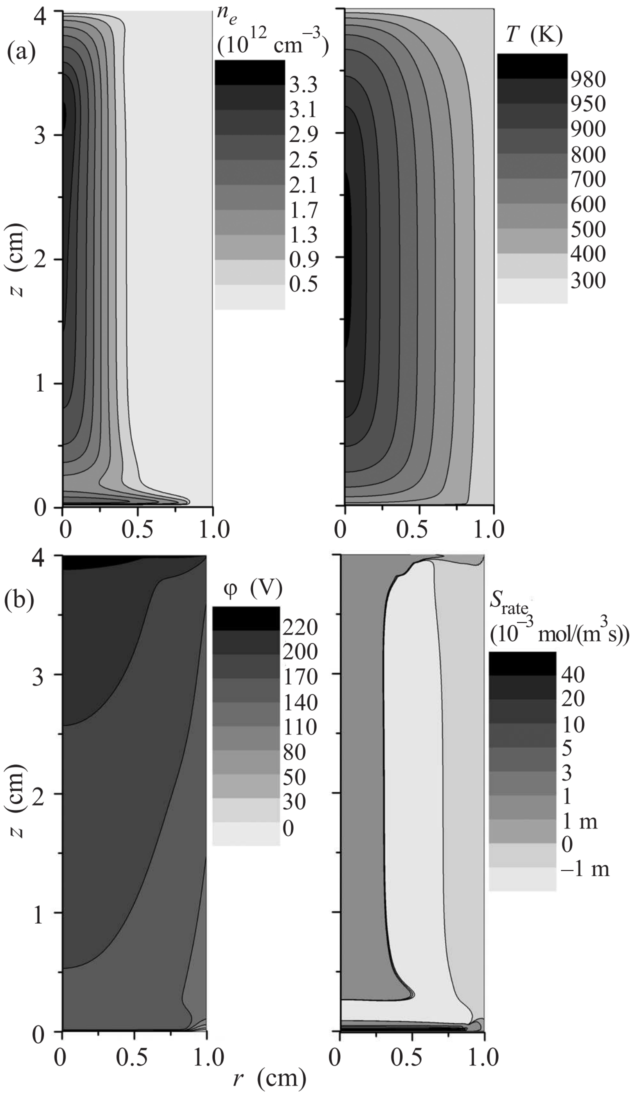

Рис. 1. Пространственное распределение концентрации электронов и температуры газа (a), а также электрического потенциала и суммы источников рождения и гибели электронов (b) в контрагированном тлеющем разряде в аргоне

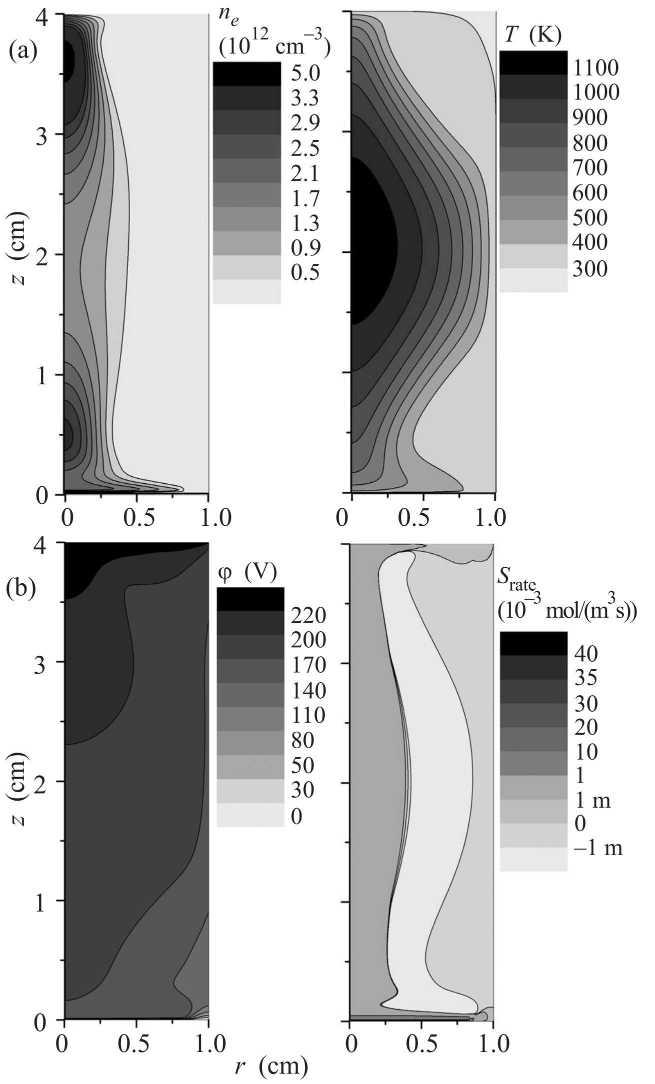

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, с учетом влияния акустических течений, возникающих при возбуждении стоячей волны с уровнем звукового давления 140 дБ. Напряжение между электродами составляет 231 В. Разрядный ток 68.8 мА

Наблюдаются прикатодная область и плазменный положительный столб, занимающий лишь половину пространства в поперечном направлении разрядной трубки. При этом радиальное распределение параметров плазмы столба имеет колоколообразный характер. Температура газа на оси разряда составляет 980 К. Наблюдается ее резкий градиент в сторону стенки. Все это свидетельствует о контрагированном режиме горения тлеющего разряда.

Стоит отметить, что ввиду резкого дефицита энергичных электронов в плазме положительного столба рождение заряженных частиц происходит в основном за счет ступенчатой ионизации через систему возбужденных уровней, а гибель – в основном за счет диссоциативной рекомбинации. При этом, как видно из рис. 1a, рекомбинационные процессы превышают ионизационные в области пространства от половины радиуса до стенки газоразрядной трубки.

Известно [19], что “порог”, с которого начинает наблюдаться интенсификация теплообмена, составляет 136–138 дБ. Поэтому расчеты проводились для акустических течений в разрядной трубке при возбуждении стоячей звуковой волны с уровнем звукового давления от 140 дБ.

На рис. 2 и 3 представлены результаты моделирования с учетом влияния акустических

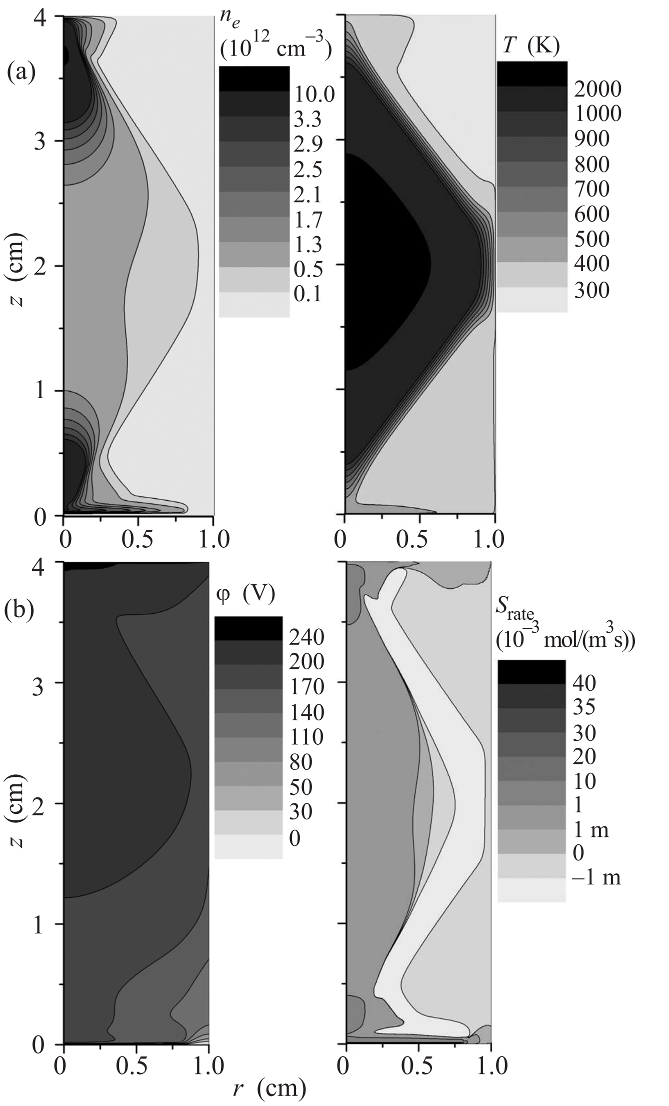

Рис. 3. То же, что и на рис. 1, с учетом влияния акустических течений, возникающих при организации стоячей волны с уровнем звукового давления 150 дБ

течений, возникающих при организации стоячей волны с уровнем звукового давления 140 и 150 дБ соответственно. Видно, что происходит падение величины разрядного тока до значений $I_1 = 68.8$ мА и $I_2 = 68.3$ мА соответственно. При этом напряжение между электродами составляет $U_1 = 231$ В и $U_2 = 242$ В соответственно. Пространственные распределения параметров плазмы показывают (см. рис. 2 и 3), что организация акустических течений с помощью стоячей звуковой волны приводит к повышению температуры центральной области положительного столба в пределах $z = (1{-}3)$ см. Последнее согласуется с экспериментальными данными, описанными в [20] применительно к резонансным колебаниям газа в закрытой трубе. При этом происходит выравнивание температуры газа по радиусу и разряд приобретает характерный для диффузного режима горения параболический вид (рис. 4a), что также полностью согласуется с [14, 16].

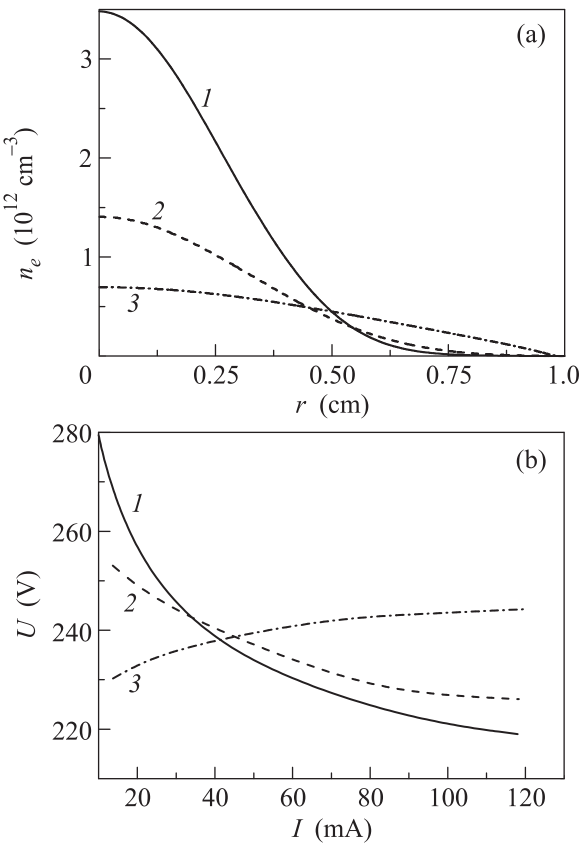

Рис. 4. (a) – Радиальное распределение концентрации электронов в сечении $z = 2$ см: *1* – без учета влияния акустических течений, *2* и *3* – с учетом влияния акустических течений при уровне звукового давления стоячей волны 140 и 150 дБ соответственно. (b) – Вольт-амперные характеристики тлеющего разряда: *1* – без учета влияния акустических течений, *2* и *3* – с учетом влияния акустических течений при уровне звукового давления стоячей волны 140 и 150 дБ соответственно

Поясним причину этих явлений и механизм расконтрагирования положительного столба. Если в контрагированном режиме горения разряда пространственное изменение теплового потока по радиусу связано с джоулевым нагревом, максимум которого наблюдается на оси, то при организации акустических течений появляется дополнительная скрытая теплота, проявляющаяся в виде термоакустического эффекта по всему пространству разрядной камеры [20]. При этом происходит общий нагрев газа, отчетливо наблюдающийся в центральной области положительного столба $z = (1{-}3)$ см (рис. 2 и 3). С другой стороны, благодаря акустическим течениям происходит мощный вынос джоулева тепла к стенке, что приводит к выравниванию температуры газа в радиальном направлении. В приведенной постановке задачи предполагается, что температура стенки постоянна. Поэтому перепад температуры газа все же наблюдается, но уже не по всему радиусу, а вблизи стенки разрядной трубки. Вместе с ним смещается и максимум концентрации нейтральных частиц (вследствие постоянства давления в разрядной камере). Благодаря такому термогидродинамическому эффекту происходит расширение области, в которой частота ионизации оказывается однородной по радиусу, за счет увеличения по радиусу приведенного продольного поля E_z/N и степени ионизации n_e/N. Область разряда, в которой преобладает рекомбинация, сужается и смещается к стенке разрядной камеры. Здесь электроны могут погибнуть в результате диссоциативной или трехтельной рекомбинации либо продиффундировать на стенку. То, какой механизм окажется главным, зависит от характерных времен рассматриваемых процессов [3], приходящихся на узкий пристеночный слой с максимумом концентраций нейтральных частиц.

Одним из важных эффектов, как наблюдавшимся в экспериментах [16], так и имеющим место согласно результатам численного моделирования, является то, что при организации акустических течений с помощью возбуждения звуковой волны вольт-амперная характеристика из падающей становится горизонтальной и даже растущей, что свидетельствует об устойчивом горении разряда.

Заключение. Таким образом, результаты проведенных численных экспериментов и их качественное и количественное сопоставление с результатами предыдущих экспериментальных работ показывают возможность управления режимом горения тлеющего разряда с протяженным положительным столбом при высоком давлении. Важным эффектом является то обстоятельство, что организация акустических течений в газоразрядной трубке позволяет перейти от контрагированного к диффузному режиму горения разряда, когда радиальное распределение концентрации заряженных частиц начинает приобретать параболический вид. При этом сам разряд становится устойчивым.

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

1. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Интеллект, М. (2009).
2. С. Т. Суржиков, *Физическая механика газового разряда*, Изд-во МГТУ им. Баумана, М. (2006).
3. А. А. Кудрявцев, А. С. Смирнов, Л. Д. Цендин, *Физика тлеющего разряда*, Изд-во Лань, СПб. (2010).
4. A. Fiala, L. C. Pitchford, and J. P. Boeuf, Phys. Rev. E **49**, 5607 (1994).
5. Z. Donko, P. Hartmann, and K. Kutasi, Plasma Sources Sci. Tech. **15**, 178 (2006).
6. E. A. Bogdanov, V. I. Demidov, A. A. Kudryavtsev, and A. I. Saifutdinov, Phys. Plasmas **22**, 024501 (2015).
7. A. I. Saifutdinov and B. A. Timerkaev, J. Eng. Phys. Thermophys. **85**, 1202 (2012).
8. S. Surzhikov and J. Shang, Plasma Sources Sci. Tech. **23**, 054017 (2014).
9. A. I. Saifutdinov, B. A. Timerkaev, and B. R. Zalyaliev, J. Phys.: Conf. Ser. **567**, 012031 (2014).
10. А. Л. Александров, И. В. Швейгерт, ЖЭТФ **137**, 966 (2010).
11. B. A. Timerkaev, B. R. Zalyaliev, and A. I. Saifutdinov, J. Phys.: Conf. Ser. **567**, 012032 (2014).
12. Z. Kh. Israfilov and N. F. Kashapov, J. Eng. Phys. **60**, 364 (1991).
13. N. F. Kashapov, A. I. Saifutdinov, and S. A. Fadeev, J. Phys.: Conf. Ser. **567**, 012004 (2014).
14. K. Z. Hatgasoryan and G. A. Galechyan, Las. Phys. **4**, 502 (1994).
15. И. П. Завершинский, Е. Я. Коган, Физ. плазмы **20**, 933 (1994).
16. А. Р. Арамян, Г. А. Галечян, УФН **177**, 1207 (2007).
17. B. Baumann, J. Schwieger, M. Wolff, F. Manders, and J. Suijker, J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 255501 (2015).
18. I. A. Shkurenkov, Yu. A. Mankelevich, and T. V. Rakhimova, Phys. Rev. E **79**, 046406 (2009).
19. Ю. Я. Борисов, Ю. Г. Статников, Акустический журнал **11**, 35 (1965).
20. P. Merkli and H. Thomann, J. Fluid Mech. **70**, 161 (1975).