

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С ПОТОКОМ ГАЗА

А. Л. Александров, И. В. Швейгерт*

*Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 11 августа 2009 г.

Тлеющий поверхностный разряд в потоке газа представляет интерес как возможное средство управления обтеканием гиперзвуковых летательных аппаратов. С помощью гидродинамической модели тлеющего разряда проведены двумерные расчеты горения киловольтного поверхностного разряда в азоте при давлении 0.5 Торр как в неподвижном газе, так и в потоке со скоростью 1000 м/с. Исследованы структура разряда и параметры плазмы вблизи нагруженного электрода. Показано, что энергия электронов в катодном слое достигает 250–300 эВ. Горение разряда поддерживается за счет эмиссии вторичных электронов. Рассмотрено влияние скоростного газового потока на горение разряда. Показано, что конфигурация катодного слоя устойчива к воздействию потока. Распределения электрического поля, энергии электронов и профиль скорости ионизации в катодном слое под воздействием потока качественно не меняются. Основной эффект влияния потока состоит в резком уменьшении области квазинейтральной плазмы, окружающей катодный слой, по причине быстрого конвективного переноса ионов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование взаимодействия электрического разряда с потоком газа представляет как фундаментальный, так и значительный прикладной интерес в связи с возможностью применения разряда для управления обтеканием летательных аппаратов [1]. Весьма перспективным средством в этой сфере приложений считается тлеющий поверхностный разряд, не требующий изменений аэродинамической поверхности аппарата [2].

Одним из наиболее распространенных подходов к моделированию тлеющего разряда является диффузионно-дрейфовое приближение [3, 4]. Основным недостатком данной модели состоит в упрощенном определении электронной температуры. Как показывают расчеты поверхностного тлеющего разряда [3, гл. 9], в области катода наблюдается высокая напряженность электрического поля (до нескольких киловольт на сантиметр), что должно вызывать сильный разогрев электронов. Однако температуру электронов приходится задавать либо постоянной, либо с помощью эмпирических аппроксимаций [4]. Кроме того, при низких давлениях (до нескольких торр),

особенно интересных с точки зрения гиперзвуковой аэрофизики, наблюдается нелокальная зависимость электронной температуры от поля.

В связи с этим представляет интерес гидродинамический подход (см., например, работу [5] и приведенные в ней ссылки), являющийся развитием диффузионно-дрейфового приближения, но позволяющий включить в физическую модель перенос энергии электронов.

Целью настоящей работы является применение гидродинамической модели для расчета поверхностного тлеющего разряда в потоке газа и рассмотрение профилей энергии электронов в области активного электрода.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Система уравнений гидродинамической модели разряда включает в себя уравнения переноса для электронов и положительных ионов:

$$\frac{dn_e}{dt} = \text{div}[\mu_e \mathbf{E} n_e + \nabla(D_e n_e) - \mathbf{V} n_e] + \alpha_i n_e n_g - \beta n_e n_i, \quad (1)$$

*E-mail: a_alex@itam.nsc.ru

$$\frac{dn_i}{dt} = \text{div}[-\mu_i \mathbf{E} n_i + \nabla(D_i n_i) - \mathbf{V} n_i] + \alpha_i n_e n_g - \beta n_e n_i, \quad (2)$$

а также уравнение переноса средней энергии электронов U_e :

$$\frac{d(n_e U_e)}{dt} = \text{div}[\mu_e \mathbf{E} n_e U_e + \nabla(D_u n_e U_e) - \mathbf{V} n_e U_e] + e \mathbf{E} \cdot (\mu_e \mathbf{E} n_e + \nabla(D_e n_e) - \mathbf{V} n_e) - \nu_u n_e n_g. \quad (3)$$

Электрическое поле определяется из уравнения Пуассона

$$\text{div} \nabla \varphi = 4\pi e (n_e - n_i). \quad (4)$$

Здесь n_e и n_i — плотности электронов и ионов, U_e — средняя энергия электронов, $\mathbf{E} = -\nabla \varphi$ — напряженность электрического поля, e — элементарный заряд, \mathbf{V} — скорость течения нейтрального газа, n_g — его плотность.

Кинетические коэффициенты в уравнениях (1) и (3), такие как подвижность μ_e и коэффициент диффузии D_e электронов, коэффициент ионизации α_i , эффективная подвижность μ_u и диффузия D_u энергии электронов, частота ν_u неупругих потерь энергии электронами, определяются интегрированием функции распределения электронов по энергии, полученной численным решением уравнения Больцмана в двучленном приближении (см., например, работу [6] и приведенные в ней ссылки) для однородного электрического поля в рассматриваемом газе (в данной работе — в азоте). Коэффициенты рассчитываются однократно для широкого диапазона значений поля и сохраняются в виде таблицы.

Подвижность и коэффициент диффузии ионов, μ_i и D_i , рассчитывались по формулам [7]

$$\mu_i = \frac{3e}{16n_g \sigma} \left(\frac{\pi}{m_i k T} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{9\pi^2 e E}{512 n_g k T \sigma} \right)^{-1/2},$$

$$D_i = \mu_i k T,$$

где E — модуль напряженности электрического поля, $T = 300$ К — температура нейтрального газа, k — постоянная Больцмана, m_i — масса иона азота и $\sigma = 4.6 \cdot 10^{-15}$ см² — его транспортное сечение. Коэффициент рекомбинации β был принят равным $2 \cdot 10^{-7}$ см³/с [3].

В данной работе уравнения (1)–(4) используются для двумерного расчета поверхностного тлеющего разряда в азоте при наличии скоростного потока газа. Модельная геометрия разряда показана на рис. 1. Разряд зажигается на диэлектрической пластине между последовательно расположенными на

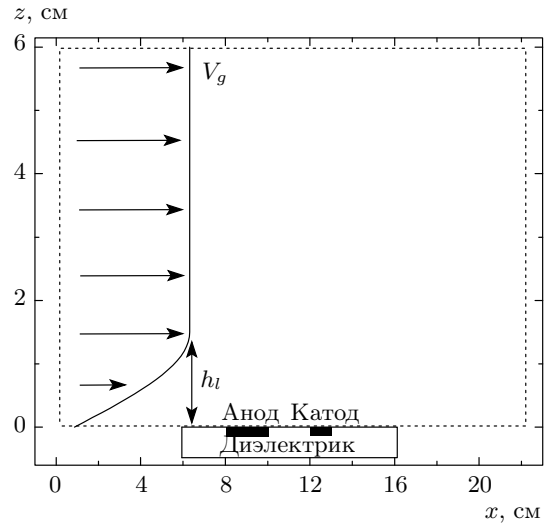


Рис. 1. Схема расчетной области, стрелки показывают вертикальный профиль скорости потока газа, h_l — толщина пограничного слоя

ней плоскими электродами, поток газа направлен вдоль поверхности диэлектрика. Подобная конфигурация разряда, в приложении к сверхзвуковой аэродинамике, рассматривалась в работе [2].

Скорость \mathbf{V} газового потока задавалась упрощенно по формуле $V_z = 0$, $V_x = V_g \sin[\pi(z/h_l - 0.5)]$ при $z < h_l$ и $V_x = V_g$ при $z > h_l$, где h_l — толщина пограничного слоя.

Граничные условия для уравнений (1)–(4) задавались следующие.

На свободной границе (обозначенной пунктирной рамкой на рис. 1) нормальные производные плотностей электронов и ионов, а также электронной энергии и потенциала электрического поля, принимались равными нулю.

На поверхности электродов и диэлектрика применялись два варианта граничных условий для концентраций носителей заряда. В первом варианте в соответствующих узлах сетки задавались нулевые концентрации n_e и n_i (подобный подход применяется, к примеру, в работе [3, гл. 9]). Во втором варианте в граничных узлах добавлен дополнительный поток носителей на поверхность (аналогично подходу работы [8])

$$\Gamma_{e,i} = a n_{e,i} \mu_{e,i} E_z + \frac{1}{4} v_T n_{e,i}, \quad (5)$$

где v_T — тепловые скорости электронов и ионов (для первых учитывается их локальная энергия, для последних предполагается тепловое равновесие с газом), переменная a принимается равной единице,

если дрейф направлен к границе, и нулю в противоположном случае. В уравнение переноса средней энергии электронов аналогично добавляется поток энергии $\Gamma_e U_e$.

Также было принято граничное условие постоянства потенциала. Потенциал анода равен нулю, катода — напряжению разряда. На поверхности диэлектрика, где потоки электронов и ионов должны компенсировать друг друга, задавался отталкивающий электроны потенциал, равный -3 В. Возможность подобного задания граничного условия на диэлектрике, обеспечивающего равенство электронного и ионного потоков на поверхность, рассматривается в работе [9].

В уравнении переноса электронов также учитывалась вторичная эмиссия с поверхности катода с коэффициентом γ в виде генерационной добавки к dn_e/dt в граничных узлах на поверхности катода, равной $\gamma j_i/h_z$ (j_i — ионный ток на поверхность, h_z — шаг сетки по оси z на границе). Аналогично, в уравнение переноса энергии электронов в тех же граничных узлах был добавлен генерационный член $U_0 \gamma j_i/h_z$, где U_0 — средняя энергия вторичного электрона.

Уравнения (1)–(4) решались с помощью конечно-разностной схемы на прямоугольной сетке. Кинетические коэффициенты для каждого узла сетки выбирались интерполяцией табличных значений по локальному значению средней энергии электронов. Диффузионно-дрейфовые потоки аппроксимировались по схеме Шарфеттера–Гуммеля [10].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты проводились для следующей конфигурации разряда: давление газа 0.5 Торр, ширина катода 1 см, анода 2 см, межэлектродное расстояние 2 см, также со стороны обоих электродов добавлялось по 2–3 см диэлектрической поверхности (см. рис. 1). Полный размер расчетной области задавался до 25 см по оси x , 10–15 см по оси z . Расчетная сетка включала до 250 узлов по оси x и до 120 по оси z . Напряжение на катоде задавалось равным -1000 В, коэффициент эмиссии $\gamma = 0.1$ и энергия вторичных электронов $U_0 = 5$ эВ. Скорость потока газа считалась направленной по оси x и задавалась равной либо нулю, либо 1000 м/с (в обоих направлениях), толщина пограничного слоя h_l варьировалась от 0.1 до 1.5 см.

В качестве начального условия задавалась область квазинейтральной плазмы с толщиной, рав-

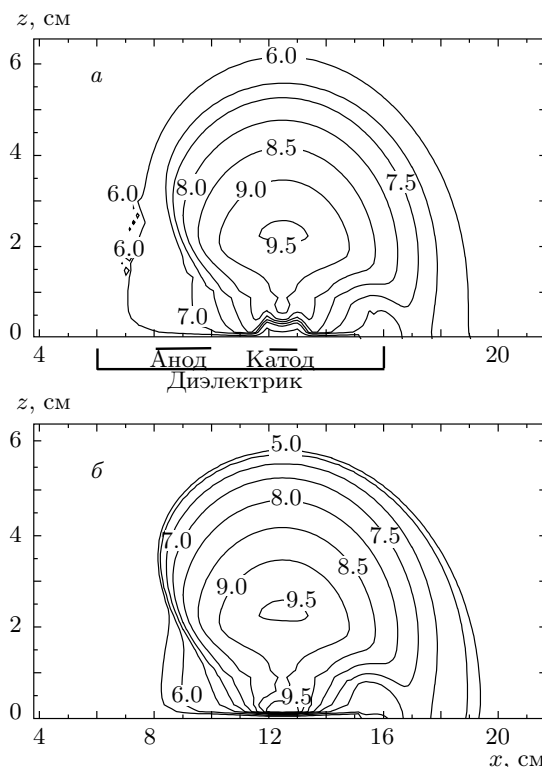


Рис. 2. Изолинии плотности электронов (а) и ионов (б) для $V_g = 0$. Номер изолинии соответствует десятичному логарифму плотности в см^{-3}

ной h_l , и концентрацией 10^9 см^{-3} , начальная энергия электронов считалась равной 1 эВ на всей сетке. Система уравнений (1)–(4) решались до получения стационарных профилей плотности носителей заряда. Большинство расчетов проводилось с первым вариантом граничных условий $n_e, n_i = 0$, позволяющим быстрее достичь стационарного решения. Некоторые конфигурации, для сравнения, рассчитывались также с граничными условиями (5).

Полученная конфигурация разряда для случая $V_g = 0$ показана рис. 2–4. На рис. 2 изображены построенные в логарифмическом масштабе изолинии плотности электронов и ионов. Профиль плотности ионов имеет два максимума — в катодном слое и в прилегающей к нему области квазинейтральной плазмы, распространяющейся приблизительно на 5 см от катода в перпендикулярном электродам направлении и на такое же расстояние в обе стороны вдоль поверхности, с некоторым смещением вправо — в сторону ближайшего свободного края диэлектрической поверхности.

Профиль плотности электронов имеет максимум только в квазинейтральной области (совпадающий

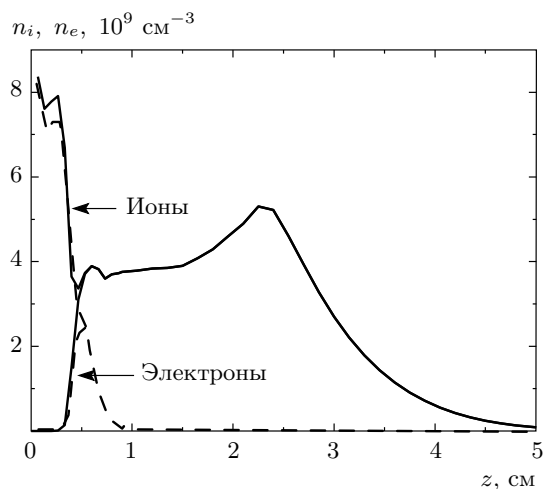


Рис. 3. Распределение плотностей электронов и ионов вдоль оси z по центру катода для $V_g = 0$ (сплошные линии) и $V_g = 1000$ м/с, $h_l = 1.5$ см (штриховые линии)

со вторым максимумом плотности ионов) на расстоянии примерно 2.5 см от катода. Для наглядности на рис. 3 приведены плотности ионов и электронов вдоль оси z для координаты $x = 12.5$ см, соответствующей центру катода.

Толщина катодного слоя составляет 5 мм. Плотность электронов плавно возрастает, начиная с 2/3 толщины слоя, и сравнивается с плотностью ионов на его границе, после чего плотности обоих носителей ведут себя практически одинаково, создавая область квазинейтральной плазмы высокой плотности. Размер этой области, формирующейся за счет амбиполярной диффузии носителей заряда, почти на порядок больше толщины катодного слоя. Плотность квазинейтральной плазмы определяется как подвижностью ионов (скорость расплывания плазмы ограничивается менее подвижной компонентой), так и скоростью рекомбинации. Например, при увеличении коэффициента рекомбинации β до 10^{-6} см³/с плотность уменьшается примерно в два раза.

Параметры плазмы в катодном слое показаны в более крупном масштабе на рис. 4. Приведены изолинии модуля напряженности E электрического поля, энергии U_e электронов и скорости ионизации $Q_i = \alpha_i n_e n_g$ (в логарифмическом масштабе). Максимальное электрическое поле наблюдается возле краев катода и достигает по порядку величины 10^4 В/см. Большое электрическое поле в катодной области ведет к интенсивному разогреву электронов, их максимальная средняя энергия наблюдается в сере-

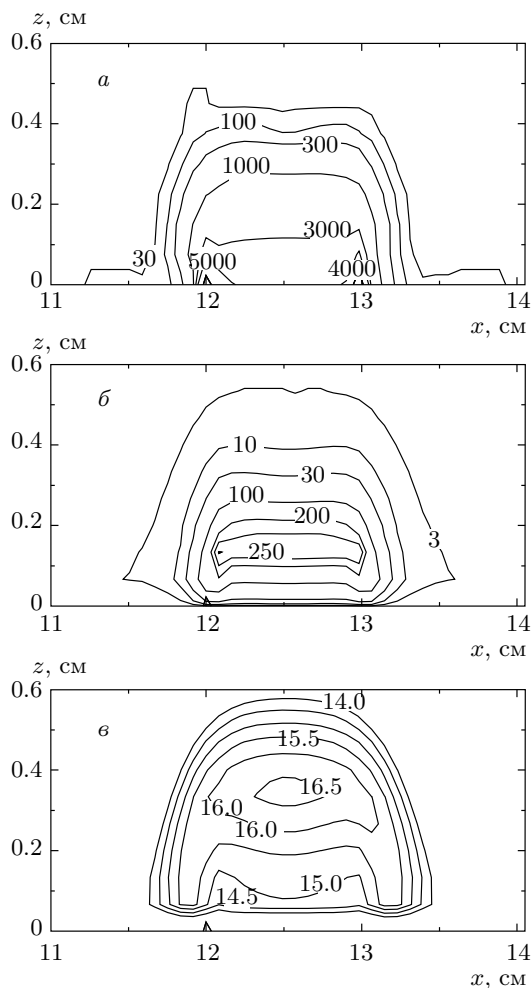


Рис. 4. Профили распределения напряженности электрического поля E [В/см] (а), энергии U_e [эВ] (б) электронов и скорости ионизации Q_i [см⁻³/с] = $\alpha_i n_e n_g$ в катодном слое в отсутствие потока газа. Для скорости ионизации номер изолинии соответствует десятичному логарифму ее величины

дине катодного слоя и составляет 250–300 эВ.

Ионизация практически полностью сосредоточена в катодном слое, где возрастает плотность электронов. Максимум скорости ионизации около $4 \cdot 10^{16}$ см⁻³/с. За пределами катодного слоя, где плотность электронов максимальна, их энергия быстро убывает и недостаточна для поддержания ионизации. Отметим, что ионизация, а с ней и горение разряда, в данном случае осуществляется за счет эмиссии вторичных электронов с катода. Так, при задании коэффициента эмиссии $\gamma = 0$ начальная концентрация плазмы убывает в ходе расчетов до нулевых значений.

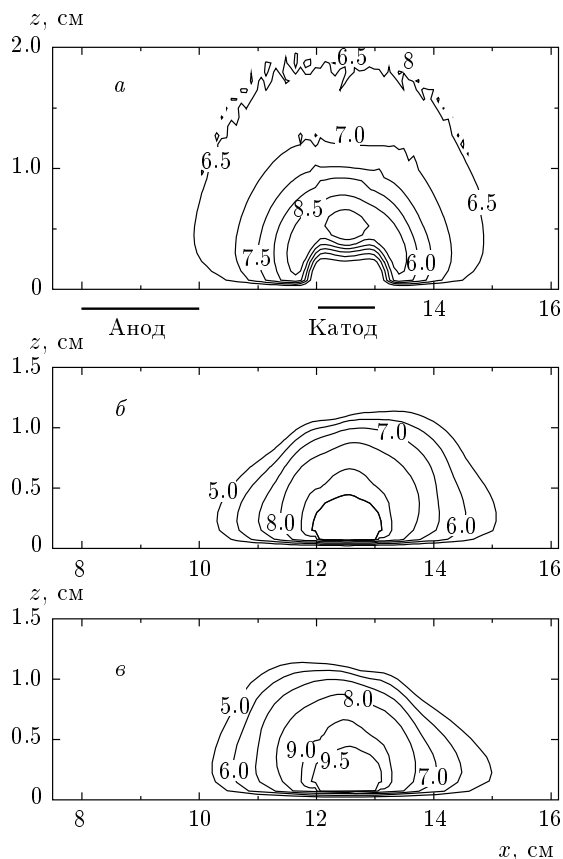


Рис. 5. Изолинии плотности электронов (*а*) и ионов (*б, в*) для $V_g = 1000$ м/с (*а, б*) и $V_g = -1000$ м/с (*в*, противоположное направление потока), $h_i = 1.5$ см. Номер изолинии соответствует десятичному логарифму плотности в см^{-3}

На рис. 5 приведены результаты расчета при наличии потока газа для двух направлений течения, при $V_g = 1000$ м/с (поток газа слева направо на рис. 1) и $V_g = -1000$ м/с (поток справа налево), $h_i = 1.5$ см. Для первого случая приведены логарифмические изолинии плотности электронов и ионов, для второго случая — только плотность ионов. Изолинии плотности электронов 10^6 см^{-3} и менее не показаны из-за сильного численного шума. Для изолиний плотности ионов менее 10^7 см^{-3} заметна небольшая асимметрия профилей, вызванная конвективным переносом. Изолинии плотностей 10^8 см^{-3} и выше практически совпадают для обоих направлений потока. Для электронов, вследствие их большей подвижности, профили при малых плотностях гораздо более сглажены и влияние направления потока на графике малозаметно.

Основной эффект воздействия газового потока на разряд, как видно из сравнения рис. 2 и 5, со-

стоит в вымывании области квазинейтральной плазмы. Так как скорость газа сверхзвуковая, конвективный перенос ионов преобладает над диффузионным. Быстрый вынос ионов за пределы области разряда не позволяет распространяться квазинейтральному облаку, и плотность плазмы за пределами катодного слоя быстро убывает. Плотности электронов и ионов вдоль оси z по центру катода показаны на рис. 3 штриховыми кривыми. Отметим, что для обоих направлений потока эти кривые полностью совпадают. Видно, что толщина катодного слоя осталась неизменной, но размер области квазинейтральной плазмы, где обе плотности совпадают, сократился на порядок и толщина квазинейтрального слоя теперь не превышает 0.5 см. Максимум концентрации в нем теперь в два раза меньше, чем в отсутствие газового потока. Влияние рекомбинации на него здесь практически незаметно — при увеличении β до $10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ плотности в квазинейтральном слое меняются менее, чем на 1 %, т. е. ограничиваются главным образом конвективным переносом ионов. Однако оставшаяся тонкая квазинейтральная область достаточна, чтобы сохранилась структура катодного слоя. Поскольку, как уже отмечалось, разряд горит за счет вторичных электронов, основная генерация ионов сосредоточена внутри катодного слоя (это видно из профиля скорости ионизации на рис. 4), что делает его малочувствительным к плазменному окружению. Вследствие этого параметры плазмы в катодном слое при наличии потока практически не меняются.

Влияние граничных условий показано на рис. 6, где сравниваются профили n_e и n_i вблизи поверхности катода для $V_g = 1000$ м/с, полученные при двух различных вариантах граничных условий. Видно, что решения различаются лишь в ближайших к границе узлах сетки, в остальной области различие не превышает 10 %. Основные показатели структуры разряда, к примеру толщина катодного слоя, от выбора граничных условий практически не зависят.

Эффект нелокальности электронной энергии проиллюстрирован на рис. 7, где изображено сечение профиля скорости ионизации с рис. 4 в сравнении с ее оценкой по локальной величине электрического поля по формуле [11]

$$\alpha_i = (0.7668 + 0.018\delta) \cdot 10^{-7.95 - 38.22/\delta},$$

где величина δ равна приведенному электрическому полю E/N , нормированному на $10^{16} \text{ В}\cdot\text{см}^2$. Данные для зависимости $E(z)$ также взяты с рис. 4. Как видно, область ионизации в нелокальном приближении существенно больше, чем для локальной оценки.

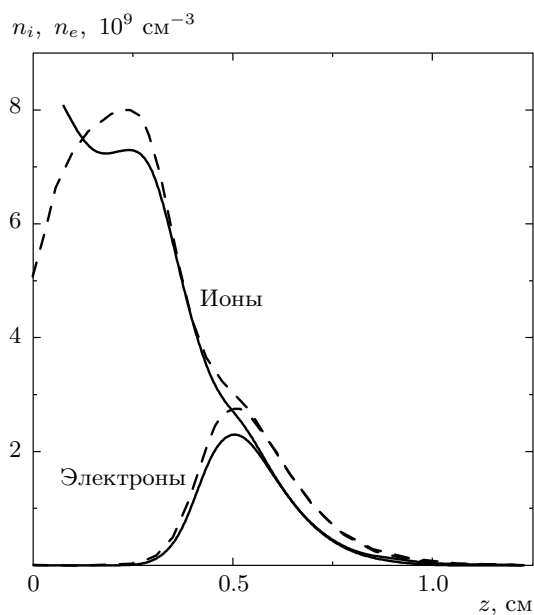


Рис. 6. Распределения плотностей электронов и ионов вдоль оси z по центру катода для $V_g = 1000$ м/с, $h_l = 1.5$ см в случае граничных условий $n_e, n_i = 0$ (сплошные линии) и граничных условий (5) (штриховые линии)

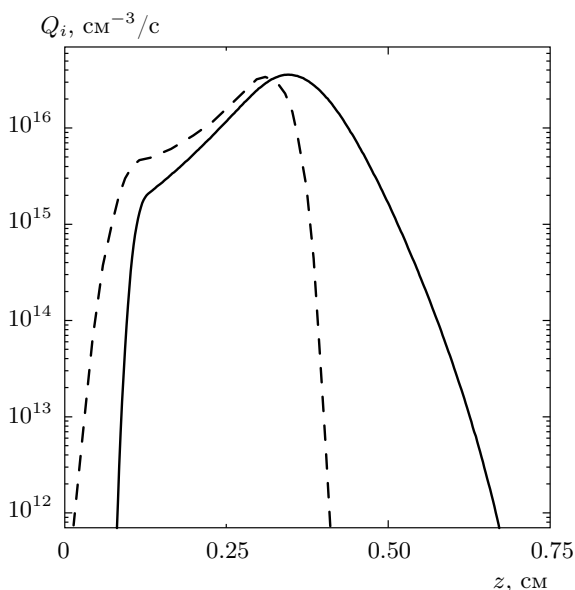


Рис. 7. Сечение профиля скорости ионизации по оси катода (сплошная линия) в сравнении с ее оценкой по локальной напряженности электрического поля (штриховая линия)

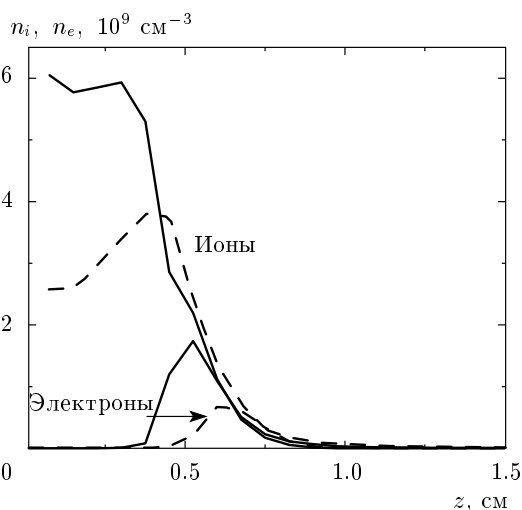


Рис. 8. Распределения плотностей электронов и ионов вдоль оси z по центру катода при $V_g = -1000$ м/с для $h_l = 0.5$ см (сплошные линии) и $h_l = 0.1$ см (штриховые линии)

Это объясняется быстрым переносом горячих электронов в объем разряда.

Также были проведены расчеты с толщиной пограничного слоя h_l , уменьшенной до 0.5 см и, в качестве предельного случая, до 0.1 см, при фиксированном значении $V_g = -1000$ м/с. Поскольку скорость газа в катодном слое увеличивается, в нем наблюдается уменьшение концентрации ионов, а также увеличивается размер катодной области.

На рис. 8 приведены распределения плотностей электронов и ионов вдоль оси z по центру катода. По сравнению с расчетом для $h_l = 1.5$ см, где максимальная плотность в квазинейтральном слое составляла $2.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, для $h_l = 0.5$ см она понизилась примерно до $1.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ и почти до $6 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ для $h_l = 0.1$ см. Толщина катодного слоя в последнем случае увеличилась до 0.7 см. Уменьшение концентрации ионов вблизи поверхности катода при $h_l = 0.1$ см объясняется тем, что область основной генерации ионов находится ближе к границе катодного слоя (см. рис. 4) и скоростной поток газа уносит ионы, движущиеся к электроду.

Тем не менее сохраняется не только структура разряда, но и распределение параметров плазмы внутри катодного слоя. Профили напряженности поля и энергии электронов в прикатодной области в этих расчетах выглядят аналогично изображенным на рис.4, с незначительными количественными различиями. Форма профиля скорости ионизации также осталась прежней, но ее максимальные значе-

ния уменьшились вслед за плотностью электронов до $3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}/\text{с}$ ($h_l = 0.5 \text{ см}$) и $1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}/\text{с}$ ($h_l = 0.1 \text{ см}$).

Полученные результаты позволяют заключить, что параметры катодного слоя при выбранном давлении и напряжении разряда устойчивы к воздействию потока газа при скоростях до 1000 м/с.

4. ВЫВОДЫ

С использованием гидродинамической модели проведены двумерные расчеты поверхностного тлеющего разряда в азоте и исследовано влияние потока газа на горение разряда. Получены распределения плотностей носителей заряда, электрического поля, энергии электронов и скорости ионизации. По результатам расчета энергия электронов внутри катодного слоя достигает нескольких сотен электронвольт и быстро убывает за его пределами.

Показано, что при давлении 0.5 Торр сверхзвуковой поток газа слабо влияет на конфигурацию катодного слоя, но резко уменьшает размеры прилегающего к нему облака квазинейтральной плазмы. Сохраняется лишь тонкий квазинейтральный слой, непосредственно окружающий катодную область. Параметры плазмы в катодном слое, в свою очередь, меняются незначительно. При толщине пограничного слоя, малой по сравнению с толщиной катодного, наблюдается обеднение концентрации плазмы в последнем, не вызывающее качественных изменений в структуре разряда.

Таким образом, гидродинамическая модель позволяет анализировать влияние газового потока на тлеющий разряд и может представлять интерес для аэрофизических приложений.

Работа выполнена при финансовой поддержке СО РАН (Интеграционный проект № 113-2009).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Bletzinger, B. N. Ganguly, D. VanWie et al., J. Phys. D **38**, R33 (2005).
2. E. Menier, L. Leger, E. Depussay et al., J. Phys. D **40**, 695 (2007).
3. С. Т. Суржиков, *Физическая механика газовых разрядов*, Изд-во МГТУ, Москва (2006).
4. А. С. Петрусов, С. Т. Суржиков, Д. С. Шенг, ТВТ **44**, 814 (2006).
5. М. И. Жилиев, В. А. Швейгерт, И. В. Швейгерт и др., Моделирование в механике **7**(24), 51 (1993).
6. В. А. Швейгерт, ПМТФ вып. 5, 3 (1989).
7. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).
8. J. P. Voeuf, Y. Lagmich, Th. Unfer et al., J. Phys. D **40**, 652 (2007).
9. И. В. Швейгерт, ЖЭТФ **137**, 565 (2010).
10. D. L. Sharfetter and H. K. Gummel, IEEE Trans. Electron. Dev. **ED-31**, 1912 (1969).
11. V. R. Soloviev and V. M. Krivtsov, J. Phys. D **42**, 125208 (2009).