

УДК 533.951

Динамика ионного потока в разряде со скрещенными E и H полями

Ю. Б. Мовсесянц, П. М. Тюрюканов

Представлены экспериментальные и теоретические результаты исследования потока ионов в разряде низкого давления в скрещенных E и H полях. Показано, что в околозвуковом бесстолкновительном потоке ионов в холодной плазме могут реализовываться два квази-стационарных токовых состояния.

PACS: 52.35.Mw

Ключевые слова: электрон, ион, электрическое поле, магнитное поле, разряд, поток, плазма, гидродинамика, волна.

Введение

Разряд низкого давления в скрещенных электрическом и магнитном полях интенсивно исследуется в связи с возможностью создания сильноточных управляемых газоразрядных приборов различного назначения с характеристиками, которые в других видах разряда недостижимы. Принцип действия холловского ускорителя основан на значительном уменьшении подвижности электронов поперек сильного магнитного поля, что позволяет получить большую напряженность электрического поля, перпендикулярного магнитному, при низкой плотности электронного тока в том же направлении [1, 2]. Использование этого принципа обеспечивает плотности ионного тока, значительно превышающие плотность тока Ленгмюра для вакуумного диода.

Одномерная задача о формировании слоя пространственного заряда, образующегося в поперечном магнитном поле при инжекции ионов с анода, а электронов — с катода в режиме ограничения тока пространственным зарядом, рассмотрена в работе [3]. Там же показано, что область разряда можно условно разбить на две зоны в зависимости от величины ларморовского радиуса электронов. В зоне пространственного заряда там, где ларморовский радиус электронов велик, поток плазмы можно считать бесстолкновительным. Однако при

больших плотностях ионного тока и потоковой скорости, близкой к скорости ионного звука, наблюдается ионно-звуковая неустойчивость [4], которая может приводить к срыву тока и переходу разряда в двухтоковый режим. Дисперсия ионного потока, необходимая для возникновения неустойчивости, определяется взаимодействием с самосогласованным электрическим полем заряженной электронной плазмы.

В настоящей работе изучались характеристики высоковольтного разряда в обращенном магнетроне в широком диапазоне изменения напряжения до 60 кВ и индукции магнитного поля до 3 Тл при низких давлениях от 0,066 до 0,0013 Па в Ag и He.

Эксперимент

Для создания разряда при указанных параметрах использовалась импульсная методика, позволяющая существенно упростить конструкцию разрядного устройства и источников питания и состоящая в выборе условий эксперимента такими, когда характерные времена изменения электрического и магнитного полей или других физических параметров системы окажутся больше характерных времен ионизации и деионизации частиц в разрядном промежутке.

В качестве источников питания использовались согласованные длинные линии, формирующие прямоугольные импульсы с длительностью плато более 1 мс. Разрядное устройство схематически изображено на рис. 1. Разряд зажигался между коаксиальными цилиндрическими анодом А и катодом К, изготовленными из меди. Диаметр анода d_A составлял 28 мм, а длина $L = 80$ мм. Расстояние между электродами d можно было изменять от 5 до 10 мм. Для создания магнитного поля использовался импульсный соленоид С, состоящий из однослойной катушки и концентратора магнитно-

Мовсесянц Юрий Борисович, ведущий научный сотрудник.
Тюрюканов Павел Михайлович, ведущий научный сотрудник.

ФГУП "Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина".
Россия, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, 12.
Тел./факс: (495) 362-55-08, 361-93-46.
E-mail: yumovsesyants@gmail.com

Статья поступила в редакцию 7 сентября 2010 г.

© Мовсесянц Ю. Б., Тюрюканов П. М., 2011

го потока, внутрь которого вставлялись разрядные электроды А и К. Для того чтобы импульсное магнитное поле могло проникать в зазор между электродами, концентратор и катод разрезаны по образующей. Ширина разреза не более 0,5 мм. Применение концентратора позволяет повысить величину индукции магнитного поля и его однородность.

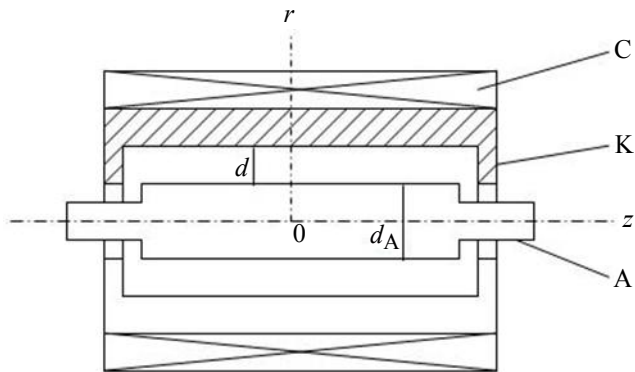


Рис. 1. Схема разрядного устройства

Распределение продольной компоненты индукции B_z в зазоре между электродами по оси z показано на рис. 2.

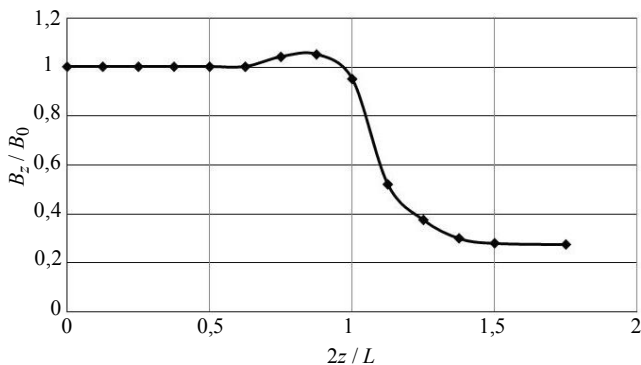


Рис. 2. Распределение индукции магнитного поля в зазоре между электродами

Измерение электротехнических параметров разряда осуществлялось с помощью скомпенсированных коаксиальных шунтов и делителей напряжения на высокочастотном осциллографе. Распределение плотности тока по поверхности катода измерялось с помощью секционированного электрода, состоящего из изолированных друг от друга торцевых металлических дисков и девяти одинаковых колец, составляющих цилиндрическую часть катода. С помощью коаксиальных шунтов проводилось измерение токов на каждую секцию катода.

Высоковольтный разряд зажигался при давлениях меньших 0,013 Па для Ag и 0,13 Па для He и наблюдался вплоть до 10^{-6} Па, однако наиболее приемлемые для изучения режимы разряда имели место в диапазоне давлений от 10^{-2} до 10^{-3} Па. Чтобы не учитывать влияние переходных процессов в импульсных источниках питания на характеристики разряда, напряжение подключалось к разряд-

ному промежутку после прохождения фронта импульса тока в соленоиде. При этом фронт импульса напряжения был значительно меньше характерного времени ионизации частиц в разряде $\tau_i \sim 1/\nu_i$ (ν_i — частота ионизации частиц газа электронным ударом). Таким образом, в процессе прохождения тока через разряд величины индукции магнитного поля и напряжения разряда можно считать постоянными.

На рис. 3, а—з представлены осциллограммы тока разряда I_p , полученные при различных величинах напряжения U_p и магнитного поля B_0 . Их анализ показывает, что в зависимости от величин U_p и B_0 имеют место три режима горения разряда, которые условно назовем: "нормальный", "неустойчивый" и "аномальный".

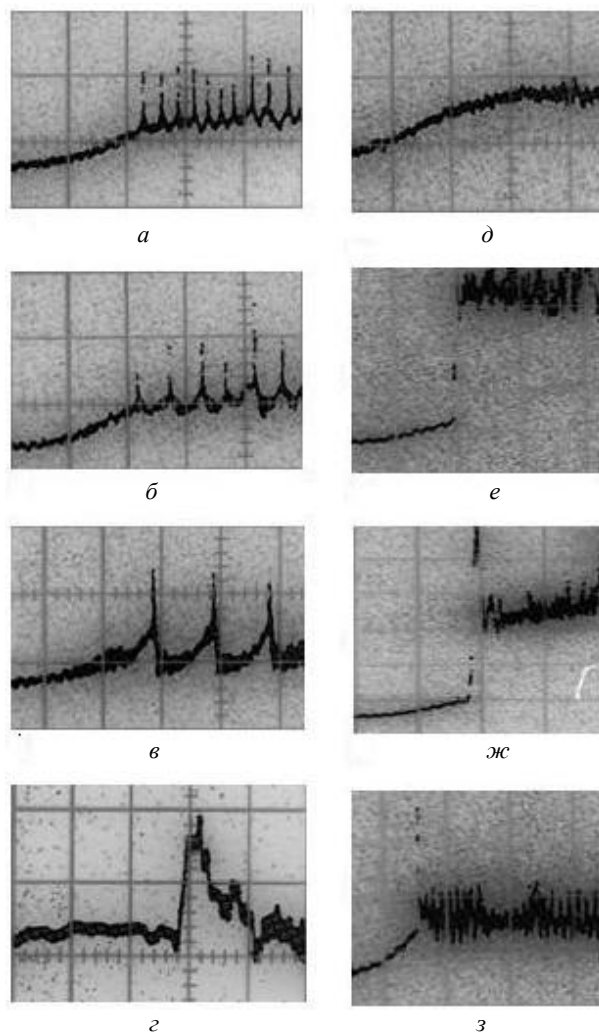


Рис. 3. Осциллограммы тока разряда при $P = 0,0013$ Па в He. Развертки — 20 мкс/д, 5 мА/д.

"Неустойчивый" режим: $U_p = 4,6$ кВ,

значения магнитной индукции:

а — $B_0 = 0,63$ Тл; б — $B_0 = 0,83$ Тл; в — $B_0 = 1,11$ Тл;

г — $B_0 = 0,41$ (развертка 1 мкс/д);

"Нормальный" режим: $U_p = 4,6$ кВ, $B_0 = 0,63$ Тл;

"Аномальный" режим: $U_p = 8,5$ кВ, значения магнитной

индукции е — $B_0 = 0,74$ Тл (развертки 20 мкс/д,

20 мА/д); ж — то же, но развертка 10 мА/д;

з — $B_0 = 1,11$ Тл, 10 мА

Зафиксируем U_p и рассмотрим, какие изменения претерпевает ток разряда по мере увеличения B_0 . При B_0 , близких к значениям, отвечающим зажиганию разряда, имеет место "нормальная" форма разряда (см. рис. 3, δ), отличающаяся тем, что за время порядка τ_i ток разряда выходит на квазистационарное значение, а шумы и колебания практически отсутствуют. Далее при некотором критическом значении B_0 появляется "неустойчивая" форма разряда. На фронте нарастания тока появляется выброс положительной полярности, имеющий форму узкого пика шириной ~ 1 мкс и фронтом $\sim 0,1$ мкс, который периодически повторяется с частотой, пропорциональной v_i и обратно пропорциональной B_0 (см. рис. 3, $a-z$). Среднее значение тока разряда не достигает своей квазистационарной величины и практически не зависит от B_0 .

При напряжениях, меньших некоторой критической величины ~ 5 кВ, "неустойчивая" форма разряда сохраняется во всем диапазоне изменения B_0 . Но уже при несколько больших напряжениях и, соответственно, связанных с ними токах при B_0 , больших некоторого критического значения, наблюдается "аномальная" форма разряда. На нарастающем участке $I_p(t)$ возникает выброс тока положительной полярности с фронтом короче 0,1 мкс. Однако в отличие от "неустойчивого" разряда ток не возвращается к своему исходному до выброса значению, а остается в среднем большим своей квазистационарной величины (см. рис. 3, $e-z$). "Аномальный" режим разряда отличается высоким уровнем колебаний тока, амплитуда которых уменьшается с увеличением B_0 .

На рис. 4, a представлены зависимости I_p от B_0 для "нормальной" формы разряда. Ток разряда монотонно увеличивается с ростом U_p , B_0 и давления газа P . Зависимость $I_p(B_0)$ для "аномального" разряда имеет форму резонансной кривой (см. рис. 4, b). При B_0 , близких к значениям, отвечающим высоковольтной ветви характеристики зажигания разряда, I_p быстро увеличивается, достигая максимальной величины, а затем медленно уменьшается при увеличении B_0 . Ток разряда монотонно увеличивается с ростом U_p и P .

Столь сложное поведение характеристик разряда не может найти объяснение в рамках теории, основанной на предположении о классической подвижности электронов поперек магнитного поля [3]. Эта теория удовлетворительно описывает процесс накопления объемного заряда электронов и процессы переноса заряженных частиц вдоль электрического поля на начальной стадии формирования разряда или при сравнительно небольших величинах индукции магнитного поля. В этих условиях толщина анодного слоя больше или срав-

нима с расстоянием между электродами: $d_H = (2U_p \epsilon_0 / e N_H)^{1/2} \geq d$, где $N_H = (v_i / v_0) \epsilon_0 B_0^2 / m$ — равновесная концентрация электронов, ϵ_0 — электрическая постоянная (в системе СИ), e и m — заряд и масса электрона, v_0 — транспортная частота столкновений электронов с молекулами газа. Концентрация электронов увеличивается за ионизационные времена $\sim 1 / v_i$ и при $t \rightarrow \infty$ достигает своего равновесного значения N_H . Однако, если магнитное поле достаточно велико $B_0 \geq (1/d)(2mv_0 U_p / e v_i)^{1/2}$, то d_H становится меньше d , и картина переноса заряженных частиц в разряде усложняется. В катодной области разряда возникает слой плазмы, через который проходит поток ионов, ускоренный в анодном слое разряда.

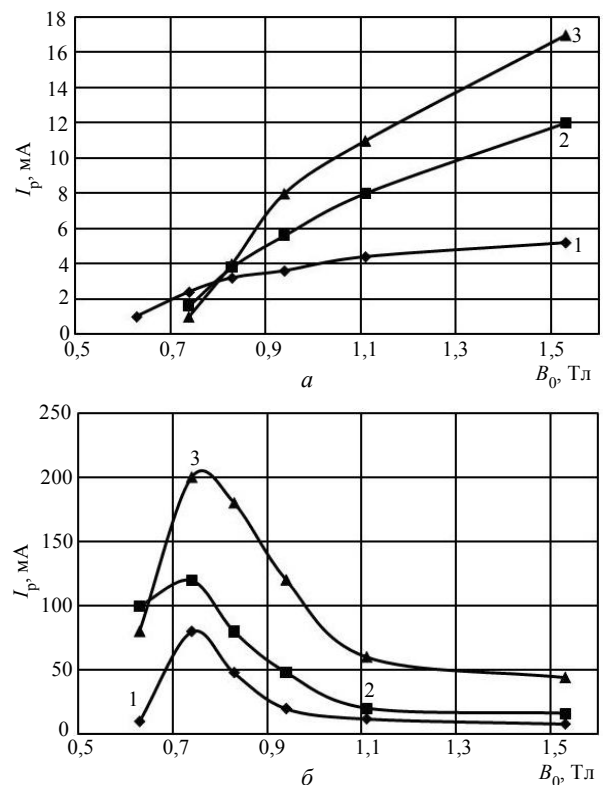


Рис. 4. Зависимости I_p от B_0 , $P = 0,0013$ Па в He:
 a — "нормальный" разряд: 1 — $U_p = 8,5$ кВ;
 2 — 10,5 кВ; 3 — 14,5 кВ;
 b — "аномальный" разряд: 1 — 8,5 кВ;
 2 — 10,5 кВ; 3 — 14,5 кВ

Представляет интерес исследовать динамику тока ионов с помощью секционированного катода. На рис. 5 представлены характерные осциллограммы токов, протекающих через поверхность отдельных секций катода. Здесь выделен интервал времени, отвечающий начальной стадии развития разряда. Видно, что в средней части цилиндрической поверхности катода осциллограммы токов идентичны (см. рис. 5, $a-z$). Сначала ток монотонно возрастает до некоторого критического значения, а затем возникает скачок тока отрицательной полярности, отвечающий выбросу электронов

на катод. Длительность фронта составляет 0,1 мкс. После этого за время порядка 1 мкс разряд переходит в "аномальный" режим, для которого ток ионов больше равновесного значения. В "неустойчивом" режиме ток ионов вновь падает до начального значения, при котором возникает неустойчивость. Осциллограмма тока на торцевые электроды (см. рис. 5, *e*) качественно отличается от рассмотренных выше. Во-первых, этот ток на начальной стадии разряда значительно меньше тока на отдельные секции цилиндрической поверхности катода. Во-вторых, в момент возникновения неустойчивости отсутствует скачок отрицательной полярности и, наконец, при переходе к "аномальному" разряду ток ионов значительно больше тока на цилиндрическую поверхность катода.

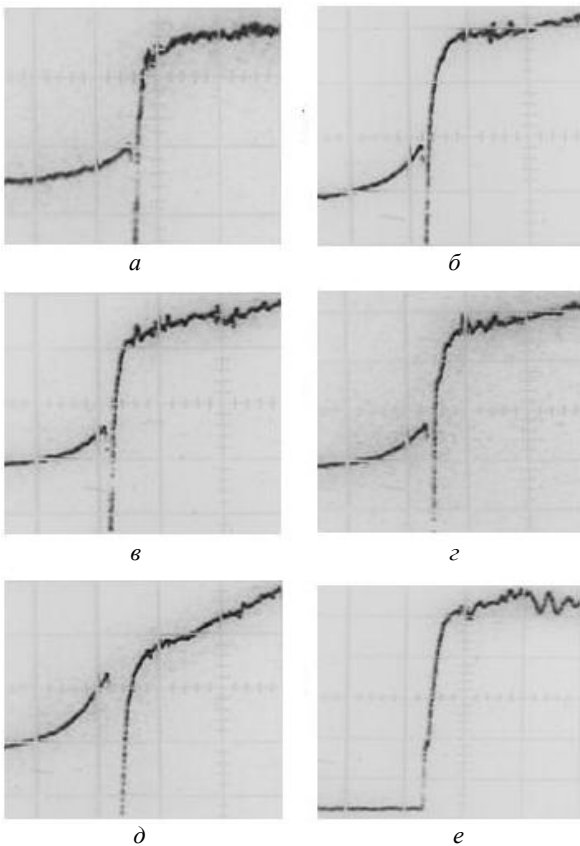


Рис. 5. Осциллограммы токов на секции катода для разряда в He при $P = 0,0013$ Па, $U_p = 8,5$ кВ, $B_0 = 0,317$ Тл, развертки 5 мкс/д, 1 мА/д:

$a - 2z/L = 0$; $b - 2z/L = 0,18$; $c - 2z/L = 0,36$;
 $d - 2z/L = 0,54$; $e - 2z/L = 0,73$; $e - 10$ мА/д, $2z/L = 0,91$

На рис. 6 представлены характерные распределения плотности тока ионов по поверхности катода. Здесь J_{01} и $J_{02} = I_p/S_0$ — средняя плотность тока для "нормального" и "аномального" разрядов, соответственно (S_0 — полная площадь катода). Для "нормального" режима разряда характерно однородное распределение плотности тока по цилиндрической поверхности катода при малой величине тока на торцевые электроды, так что течение

ионов можно считать потенциальным и одномерным. При переходе к "аномальному" и "неустойчивому" режимам разряда возникает сильный ток в поперечном направлении на торцевые электроды. Предельная величина плотности тока, при которой наблюдается неустойчивость, растет при увеличении давления газа и уменьшении магнитного поля. При "аномальном" режиме плотность тока уменьшается с ростом B_0 по всей поверхности катода.

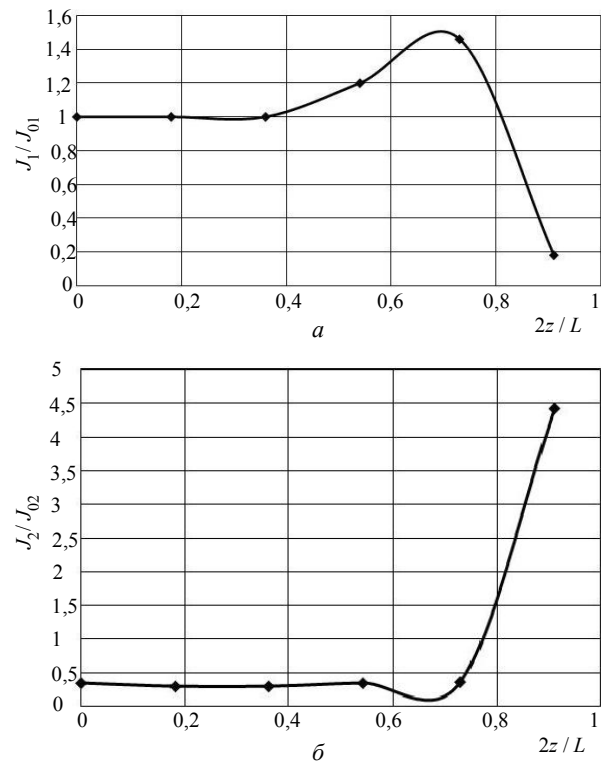


Рис. 6. Распределение плотности тока разряда при $U_p = 8,2$ кВ, $B_0 = 0,317$ Тл, $P = 0,0013$ Па в He:

a — "нормальный" разряд $J_{01} = 0,11$ мА/см²;
 b — "аномальный" разряд $J_{02} = 1,25$ мА/см²

Теория ионного потока

Учитывая наблюдаемую экспериментально неоднозначность токового режима в разряде, представляет интерес исследовать двухмерное стационарное состояние потока ионов. Так как расстояние между электродами значительно меньше диаметра анода, то оправдано рассмотрение в плоской системе координат. Будем также считать разряд однородным в азимутальном направлении. В этом случае направим ось z вдоль магнитного поля параллельно образующей электродов, а ось x — перпендикулярно поверхности электродов вдоль направления электрического поля. Будем считать, что магнитное поле не действует на ионы, и они пролетают разрядный промежуток без столкновений. Движение электронов сильно ограничено в направлении электрического поля, а вдоль маг-

нитного поля их движение ограничено торцевыми катодными электродами. Испытывая многократное рассеяние в прикатодном слое торцевых электродов, электроны приобретают тепловое распределение, близкое к распределению Больцмана в электрическом поле. Для описания бесстолкновительного потока ионов можно воспользоваться уравнениями гидродинамики, если средняя потоковая скорость много больше тепловой скорости ионов [5]. Дополним эти уравнения уравнением Пуассона и получим полную систему уравнений для параметров потока:

$$\begin{cases} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}; & u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}; & (1) \\ \frac{\partial(nu)}{\partial x} + \frac{\partial(nv)}{\partial z} = 0; & & (2) \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial^2 z} = N - n, & & (3) \end{cases}$$

здесь $u(x,z)$ и $v(x,z)$ — x и z компоненты скорости ионного потока, соответственно, обезразмеренные на скорость ионного звука $c_s = (T_e/M)^{1/2}$;

$n(x,z)$ и $N(x,z) = \exp(\varphi(x,z))$ — концентрации ионов и электронов, калиброваны в единицах концентрации N_0 на анодной границе слоя плазмы;

потенциал $\varphi(x,z)$ рассчитывается в единицах электронной температуры — T_e ;

координаты x и z обезразмерены на длину ионно-звуковой волны c_s/ω_i , где $\omega_i = (e^2 N_0/\epsilon_0 M)^{1/2}$ — ионная плазменная частота, а M — масса иона.

Исходная система (1)—(3) в предельных случаях имеет решение, отвечающее разным механизмам формирования тока. Первое из них соответствует квазинейтральному приближению, второе описывает однородный по z поток с постоянной плотностью тока. Однако оба этих решения не объясняют наблюдаемую экспериментально поперечную неоднородность потока в околосвуковом режиме. Исследование двумерной системы уравнений (1)—(3) целесообразно провести в естественной системе координат, применив преобразование годографа [6]: $u = q \cos \theta$, $v = q \sin \theta$. Определим функцию тока $\psi(x,z)$:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -j \sin \theta, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = j \cos \theta, \quad (5)$$

где $j = nq$.

Учитывая, что решение $j = \text{const}$ является одной из характеристик исходной системы, движение ионов в двумерном случае нужно считать не потенциальным:

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{d\alpha}{d\psi} n, \quad (6)$$

где $\alpha(\psi)$ — произвольная функция ψ .

С учетом (5) и (6) уравнения движения (1) интегрируются:

$$\varphi_0 - \varphi = \alpha + \frac{q^2}{2}. \quad (7)$$

Введем новые независимые переменные $\psi(x,z)$, $\xi(x,z)$, определив ξ следующим образом:

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = \mu(x,z) q \cos \theta, \quad \frac{\partial \xi}{\partial z} = \mu(x,z) q \sin \theta. \quad (8)$$

Если $\alpha = \text{const}$, то $\mu = 1$ и $\xi(x,z)$ переходит в потенциал скоростей. Координаты x, z выражаются через ψ, ξ дифференциальными формами:

$$\begin{cases} dx = -\frac{d\psi}{j} \sin \theta + \frac{d\xi}{\mu q} \cos \theta, \\ dz = \frac{d\psi}{j} \cos \theta + \frac{d\xi}{\mu q} \sin \theta. \end{cases} \quad (9)$$

Используя условия совместности выражений (5), (8), запишем систему уравнений (1)—(3) в виде:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{1}{\mu q} \frac{\partial \theta}{\partial \psi} &= \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{j} \right), & \frac{1}{j} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} &= -\frac{\partial}{\partial \psi} \left(\frac{1}{\mu q} \right); \end{aligned} \right. \quad (10)$$

$$\frac{\partial \ln \mu}{\partial \psi} = \frac{1}{q^2} \frac{d\alpha}{d\psi}, \quad (11)$$

$$\begin{cases} (\mu q)^2 \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\ln \left(\frac{\mu q}{j} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right) \right] + \\ + j^2 \frac{\partial \varphi}{\partial \psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left[\ln \left(\frac{j}{\mu q} \frac{\partial \varphi}{\partial \psi} \right) \right] = e^\varphi - \frac{j}{q}. \end{cases} \quad (12)$$

Решение системы уравнений (10)—(12) будем искать в виде:

$$q^2 = 2A(\xi)B(\psi), \quad \alpha = -\lambda B, \quad \theta = \Phi(\xi)Z(\psi), \quad (13)$$

где λ — произвольная постоянная. Тогда из (7) и (11):

$$\varphi_0 - \varphi = (1 - \lambda/A)AB, \quad \ln \mu = -(\lambda/2A) \ln(B/B_0), \quad (14)$$

где B_0 — постоянная интегрирования.

С учетом сделанных преобразований и соотношения $\frac{d}{d\xi} = \frac{d\Phi}{d\xi} \frac{d}{d\Phi}$ линейные относительно θ уравнения (10) интегрируются:

$$j = 2\sqrt{2B_0} \cdot X e^{\frac{\epsilon Z^2}{2}} \left(\epsilon \frac{dZ}{d\psi} \right)^{-1}, \quad B = B_0 e^{\epsilon Z^2}; \quad (15)$$

$$\epsilon \frac{dX}{d\Phi} = -\frac{\Phi X}{1 - \frac{\lambda}{A}}, \quad (16)$$

где ϵ — постоянная.

Рассмотрим паракиральное приближение, для которого изменение кривизны линий тока в периферийной области течения мало. Тогда $\varepsilon Z^2 \ll 1$ и с достаточной степенью точности можно предположить:

$$\varepsilon \frac{dZ}{d\psi} = \exp(-2\varepsilon Z^2), \quad \varphi_0 = 2\varepsilon Z^2. \quad (17)$$

В первом приближении $Z(\psi)$ совпадает с функцией тока, а невозмущенная концентрация электронов $\exp(\varphi_0)$ — величина постоянная. После этого уравнение Пуассона сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению относительно $A(\Phi)$:

$$X^2 \left(1 - \frac{\lambda}{A}\right) \left\{ \frac{d}{d\Phi} \left[\left(1 - \frac{\lambda}{A}\right) \frac{dA}{d\Phi} \right] + 2A \frac{1}{\varepsilon} \right\} - \frac{X}{\sqrt{A}} + \exp(\lambda - A) = 0. \quad (18)$$

Учитывая, что dx и dz согласно (9) могут быть выражены через Φ и Z , получаем полную систему уравнений для параметров рассматриваемого потока ионов. Заметим, что решение (18) в общем случае является неоднозначным — двум различным значениям тока соответствует одна и та же скорость потока. В пределе, когда в дискриминанте квадратного уравнения можно ограничиться первым порядком малости, для единственного корня имеем:

$$X_1 \approx \sqrt{A} \cdot \exp(\lambda - A), \quad (19)$$

что соответствует плотности тока квазинейтрального приближения $A \sim \lambda$. Подставляя (19) в (16), проинтегрируем получающееся выражение:

$$(\Phi^2/2\varepsilon) + C = (A - \lambda) + (1/2)(1 - \lambda/A) - (1/2 + \lambda) \ln(A/\lambda). \quad (20)$$

Константа C определяет угол, под которым линии тока выходят с поверхности $A = \lambda$ и задается величиной поверхностного тока. При $A > \lambda$ зависимость $A(\Phi)$ двухзначна. В точке $A = 1/2$ производная $dA/d\Phi$ терпит разрыв, изменяет знак, обращаясь в $-\infty$. В этой точке решение разделяется на до- и сверхзвуковую области течения. Наличие разрыва свидетельствует о некорректности квазинейтральной модели в околосвуковой области. Наиболее наглядно описание ионного потока можно получить исходя из результатов численного расчета решений уравнений (16), (18), представленных на рис. 7. Здесь $z1 = \Phi$, $f(z1) = X$, $g(z1) = A$, $\lambda = 2$, $\varepsilon = 1$, $X(0) = 0,5$, $A(0) = 0,5$, $dA/d\Phi = 1$. Начальный ламинарный поток, распространяющийся со скоростями вплоть до скорости ионного звука, можно считать одномерным. По мере увеличения

скорости потока выше звуковой $A > 1$ в потоке появляется завихрение $\Phi > 0$. Плотность тока при этом увеличивается. Численный счет показывает, что зависимость $A(\Phi)$ двухзначна. Одной и той же величине скорости потока соответствуют два значения плотности тока и два угла, отвечающие двум токовым состояниям с различным значением поперечного тока осаждаемого на торцевые электроды катода.

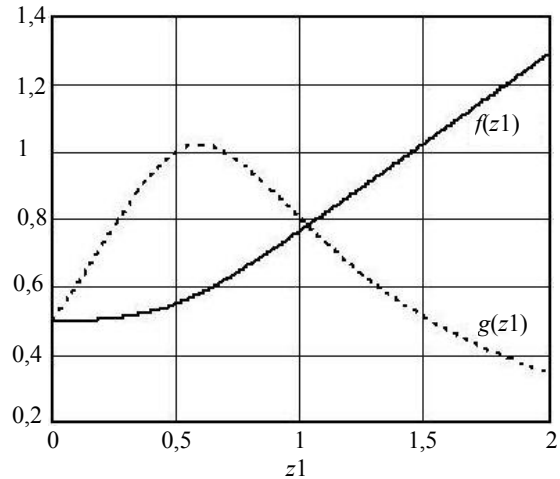


Рис. 7. Численное решение уравнений (16), (18)

Заключение

Представленное двухмерное теоретическое описание бесстолкновительного потока ионов в плазме разряда в скрещенных E и H полях в целом соответствует экспериментальным результатам. Наличие двух токовых состояний и изменение знака $dA/d\Phi$ объясняет возникновение ионно-звуковой неустойчивости, приводящей к переходу разряда в другой токовый режим. В то же время вне рамок рассмотренной теории остается возникновение импульсного выброса электронов на цилиндрическую поверхность катода, который может быть обусловлен прохождением ионно-звуковой волны и формированием за ее фронтом второго стационарного токового состояния. Однако этот процесс носит существенно нестационарный характер и выходит за рамки рассмотренной теории.

Авторы выражают глубокую благодарность А. А. Рухадзе за внимание к работе и обсуждение результатов.

Литература

1. Кервалишвили Н. А., Жаринов А. В. //ЖТФ. 1965. Т. 35. С. 2194.
2. Жаринов А. В., Попов Ю. С. //Там же. 1967. Т. 37. № 2. С. 294.

3. Власов М. А., Жаринов А. В., Коваленко Ю. А.//Там же. 2001. Т. 71. № 12.

4. Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Лекции по электродинамике плазмоподобных сред. — М.: Физический факультет МГУ, 2002.

5. Баранов В. Б., Краснобаев К. В. Гидродинамическая теория космической плазмы. — М.: Наука, 1977. С. 105.

6. Чаплыгин С. А. О движении газовых струй. Избранные труды. — М.: Наука, 1976. С. 94.

Dynamics of ionic flow in the discharge with crossed E and H fields

Yu. B. Movsesyants, P. M. Tyuryukanov

All-Russian Electrotechnical Institute, 12 Krasnokazarmennaya str., Moscow, 111250, Russia

E-mail: yumovsesyants@gmail.com

Experimental and theoretical results of ion dynamics study are represented in low pressure discharge with crossed E and H fields. It is shown that the transonic flow can be realized in two different quasi-station currents.

PACS: 52.35.Mw

Keywords: electron, ion, electric field, magnetic field, discharge, flow, plasma, hydrodynamics, wave.

Bibliography — 6 references.

Received September 7, 2010