

О СТРУКТУРЕ АНОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СЛОЯ В САМОСТОЯТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ С ЗАМКНУТЫМ ДРЕЙФОМ ЭЛЕКТРОНОВ

В. К. Калашников, Ю. В. Саночкин

(Калининград Московской обл.)

В диффузионном приближении исследуется структура анодного слоя и характеристики разряда с замкнутым холловским током, реализующегося в ускорителях плазмы. Учитываются «слабые» процессы (изменение частоты ионизаций с энергией электронов, потери энергии электронов и наличие области срыва у анода). Получены распределения потенциала, концентраций частиц, токов и других параметров по слою. Рассмотрено изменение характеристик разряда с изменением расхода рабочего вещества и магнитного поля. Показано, что слабые процессы существенно влияют на структуру слоя.

Разряду в сильном поперечном магнитном поле в последнее время (в связи с важными применениями в ускорителях плазмы, при получении плотных высокоэнергетичных ионных потоков и т. д.) посвящается большое число работ (см. ссылки в [1]). Для разряда в таких устройствах при типичных разрядном напряжении ϕ_0 на уровне киловольт и магнитном поле $H \sim 1 \text{ кЭ}$ характерно образование положительного анодного падения потенциала, практически равного ϕ_0 в слое толщиной порядка ларморовского радиуса электронов с энергией $e\phi_0$.

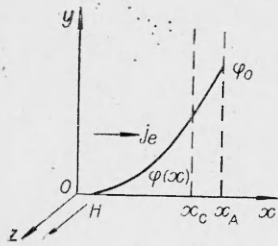
Можно выделить различные режимы указанного разряда. При давлении $p < 10^{-5} - 10^{-4}$ торр ($1 \text{ торр} = 133,322 \text{ Па}$) реализуется разряд низкого давления («вакуумный режим»), для которого характерны малая вероятность ионизации нейтрала в слое ($P \ll 1$), плотности разрядного тока, не превышающие единиц МА/см^2 , пренебрежимо малые плотности пространственного заряда ионов по сравнению с плотностью заряда электронов и т. д. [2, 3]. При увеличении давления (или расхода) выше некоторого критического значения ($p > 10^{-3} - 10^{-2}$ торр) разряд скачком переходит в «сильноточный» режим с интенсивным ионообразованием (режим эффективной генерации ионов, $P \approx 1$) [4] и квазинейтральным в большей своей части анодным слоем. В промежуточном диапазоне давлений (расходов) имеет место режим разряда, который условно можно назвать переходным. В этом случае в отличие от вакуумного режима концентрация нейтралов существенно неоднородна по слою ($0 < P < 1$), а концентрации ионов и электронов могут быть сравнимы. В работах [5, 6] решалась задача о структуре анодного слоя самостоятельного разряда в вакуумном и переходном режимах. Для упрощения не учитывался ряд эффектов, например: зависимость частоты ионизаций от энергии электронов в слое $\nu_i(W)$, потери энергии электронов при столкновениях \mathcal{E}_i , наличие обедненной электронами области срыва толщиной d у анода и др. Как будет видно из дальнейшего, каждому из указанных процессов можно поставить в соответствие малый параметр и в этом смысле условно назвать их «слабыми». В работе [3] показано, однако, что в режиме низкого давления слабые процессы оказывают существенное влияние на характеристики разряда.

Рассмотрим влияние упомянутых слабых процессов на структуру анодного слоя с ростом давления (расхода) и изменение характеристик

разряда с изменением магнитного поля. Самостоятельный интерес представляет исследование нагрева в разряде электронного газа.

Модель слоя, используемая в [5, 6], некорректна в том смысле, что приводит к решению, не допускающему сшивания с квазинейтральным решением в плазме. Это является следствием использования нулевых граничных условий для электрического поля E_0 и потока электронов j_0 в начале слоя. В действительности существуют некоторые конечные значения указанных величин, подчиняющиеся определенным соотношениям, являющимся аналогами известного критерия Бома [7] для нашего случая. Поэтому в данной работе равенство концентраций ионов и электронов в начале слоя используется в системе граничных условий.

Рассмотрим плоскую задачу (как и в [3, 5]). Ось x направим поперек слоя к аноду, ось z — вдоль внешнего однородного магнитного поля (фиг. 1). Начало координат поместим в некоторую точку, где электрическое поле и энергия электронов малы (начало слоя). В направлениях y и z система однородна. Холловский ток направлен вдоль оси y и замыкается на бесконечности. Область срыва расположена между диффузионной частью слоя и анодом $x_c < x \leq x_A$. Если в ускорителе с замкнутым холловским током поток нейтралов поступает в разряд через анод, то распределения искомых величин в диффузионной части слоя описываются уравнениями



Фиг. 1

нейтралов поступает в разряд через анод, то распределения искомых величин в диффузионной части слоя описываются уравнениями

$$dj_e/dx = dq/dx = \nu_i n_e \quad (\nu_i = \langle \sigma_{ie} v_e \rangle n_n);$$

$$j_e = b_{\perp} n_e d\varphi/dx \quad (b_{\perp} = (e/m)(\nu_0/\omega_e^2), \quad \nu_0 = \tau^{-1} = \langle \sigma_0 v_e \rangle n_n),$$

$$(1) (d/dx)(j_e W) = -e j_e E - \mathcal{E}_i \nu_i n_e; \quad dE/dx = -4\pi e(n_e - n_i), \quad E = -d\varphi/dx;$$

$$n_i = \int_x^{x_c} \frac{\nu_i n_e dx'}{\sqrt{\frac{2e}{M}(\varphi' - \varphi)}}; \quad \langle \sigma_{ie} v_e \rangle = \langle \sigma_{ie} v_e \rangle_0 \nu(W/eV_i),$$

$$\nu = (1/0,57) \sqrt{eV_i/W} \cdot Ei(W/eV_i), \quad \langle \sigma_{ie} v_e \rangle_0 = (1,14/\sqrt{\pi}) \sqrt{2eV_i/m} \cdot \sigma_{i0},$$

где j_e и q — плотности потоков электронов и нейтралов; n_e , n_i , n_n — концентрация электронов, ионов и нейтралов соответственно; φ — потенциал; ν_i — частота ионизационных столкновений электронов; b_{\perp} — поперечная подвижность электронов; σ_{ie} , σ_0 — сечение ионизирующих столкновений и полное сечение столкновений с потерей направленного импульса электронов; σ_{i0} — характерное для данного вещества сечение; v_e — тепловая скорость электронов; V_i — потенциал ионизации рабочего вещества; \mathcal{E}_i — эффективная цена иона; W — средняя энергия электронов в сечении x ; $Ei(x)$ — интегральная показательная функция [8]; m и M — массы электрона и иона; ω_e — циклотронная частота электронов.

В (1) пренебрегаем градиентом электронного давления по сравнению с подвижностью. Это обосновывается в работах [2, 10], где показано, что преобладающим механизмом переноса электронов к аноду вплоть до давлений $\sim 10^{-3}$ торр является классическая поперечная подвижность. Результаты расчета по нагреву и концентрации электронов в слое также указывают на то, что диффузионный перенос электронов не играет существенной роли в рассматриваемых условиях. Затрата энергии на один акт

ионизации включает упругие и неупругие потери и зависит от W . Для поставленных в работе целей можно полагать $\tilde{\mathcal{E}}_i = \text{const}$ порядка нескольких eV_i . Время жизни электронов в области срыва в $\omega_e \tau_e$ раз меньше, чем в диффузионной части слоя. Поэтому для оценки влияния области срыва на параметры разряда можно воспользоваться грубой моделью слоя, не учитывающей плавного изменения n_e в окрестности x_c и положить в области срыва $n_e = 0$. Тогда на аноде

$$\begin{aligned} E(x_A) &= E(x_c); \quad j_e(x_A) = j_e(x_c); \quad W(x_A) = W(x_c) + d_c E(x_c); \\ (2) \quad \varphi(x_A) &= \varphi_0 = \varphi(x_c) + d_c E(x_c) \quad (d_c = x_A - x_c). \end{aligned}$$

(Последнее из равенств (2) может быть использовано для определения x_c — координаты начала области срыва). Усредненная по скоростям электронов толщина области срыва с точностью до коэффициента порядка единицы равна ларморовскому радиусу электрона в сечении x_c [3]

$$d_c = (1/\omega_e) \sqrt{(\pi/2m)W(x_c)}$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \varphi(0) &= 0; \quad E(0) = E_0; \quad W(0) = W_0; \\ n_e(0) &= n_i(0); \quad q(x_c) = q_0 = n_0 v_0, \end{aligned}$$

где n_0 — концентрация нейтралов у анода; v_0 — их средняя направленная скорость. В выборе величин W_0, j_0, E_0 существует определенный произвол. Из физических соображений разумно задавать W_0 на уровне электрон-вольта, одно из граничных значений j_0 или E_0 может быть найдено из условия квазинейтральности, второе же остается неопределенным. Однако, как было показано в [3] и подтверждено контрольными расчетами, изменение j_0, E_0 и W_0 в широких пределах практически не влияет на характеристики слоя, исключая его формальную длину x_A . Введем следующие масштабы и безразмерные величины (штрихи в дальнейшем будут опущены):

$$\begin{aligned} s &= x/l^*; \quad \eta = \varphi/\varphi_0; \quad n'_e = n_e/n^*; \quad n'_i = n_i/n^*; \\ j'_e &= j_e/q^*; \quad q' = q/q^*; \quad \Theta = W/e\varphi_0; \quad \rho_c = d_c/l^*; \\ l^* &= [(e\varphi_0/m\omega_e^2) (\langle \sigma_0 v_e \rangle / \langle \sigma_{ie} v_e \rangle)]^{1/2}, \quad n^* = v_0 / \langle \sigma_{ie} v_e \rangle l^*, \quad q^* = q_0. \end{aligned}$$

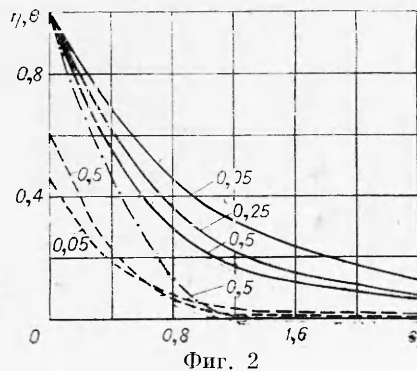
Распределения параметров слоя определяются из решения краевой задачи

$$\begin{aligned} dq/ds &= dj/ds = \nu q n_e, \quad \nu = (1/0,57)(1/\sqrt{k\Theta}) Ei(k\Theta), \\ j &= q n_e d\eta/ds, \quad (d/ds)(j\Theta) = jE - \mathcal{E} \nu q n_e; \end{aligned}$$

$$(3) \quad \chi d^2 \eta / ds^2 = n_e - \beta \int_s^{s_c} \frac{\nu' q' n'_e ds'}{\sqrt{\eta' - \eta}}$$

$$(4) \quad E(0) = E_0; \quad \Theta(0) = \Theta_0; \quad \eta(0) = 0; \quad n_e(0) = n_i(0) = j_0/q_0 E_0; \\ q(s_c) = 1; \quad \eta_c = 1 - \rho_c E_c, \quad \text{где}$$

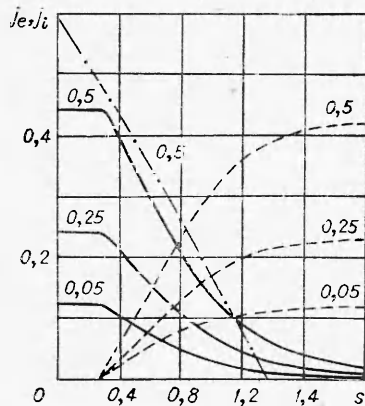
$$(5) \quad \beta = \sqrt{(M/2m)(v_i v_0 / \omega_e^2)}; \quad \chi = (m\omega_e / 4\pi e^2) (e\varphi_0 / m v_0^2)^{1/2} \cdot \langle \sigma_{ie} v_e \rangle^{3/2} / \langle \sigma_0 v_e \rangle^{1/2}; \\ k = \varphi_0 / V_i; \quad \mathcal{E} = \mathcal{E}_i / e\varphi_0.$$



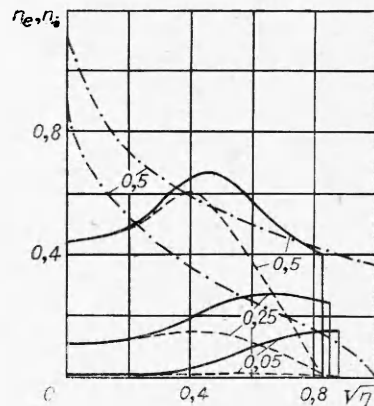
Фиг. 2

Задача содержит четыре безразмерных критерия (5). Параметры k и \mathcal{E} при фиксированном φ_0 определяются в основном свойствами рабочего вещества. Согласно (5), $\beta \sim n_0/H$ и $\kappa \sim H\sqrt{\varphi_0}$, т. е. при фиксированном H величина β однозначно связана с расходом (давлением) нейтралов, а критерий κ при $\varphi_0 = \text{const}$ пропорционален величине магнитного поля. Оценка величин критериев для аргона при $\langle \sigma_{ie} v_e \rangle = 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$, $v_0 = 3 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ и $v_0/v_i = 3$ дает $\kappa \approx 2,2 \cdot 10^{-2} H\sqrt{\varphi_0}$, $\beta = 2,8 \times 10^{-15} n_0/H$, где H , кЭ; φ_0 , кВ; n_0 , см^{-3} .

Задача (3), (4) решалась численно методом последовательных приближений. На фиг. 2—5 показаны типичные распределения по слою основных параметров разряда (цифры на кривых — значения β). На фиг. 2 представлены зависимости потенциала $\eta(s)$ и энергии электронов $\Theta(s)$, на фиг. 3 — распределения плотности электронного $j_e(s)$ и ионного $j_i(s)$ токов (сплошные и штриховые линии соответственно). Приведены кривые



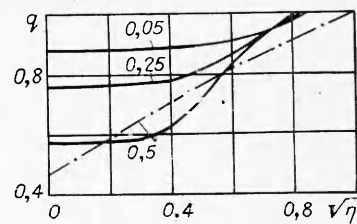
Фиг. 3



Фиг. 4

для значений $k = 63$, $\mathcal{E} = 0,05$ (это соответствует, например, $\varphi_0 = 1 \text{ кВ}$ и $\mathcal{E}_i \approx 3eV_i$ для аргона), $\Theta_0 \approx 3 \cdot 10^{-3}$, $\kappa = 0,2$. Отсчет координаты s на фиг. 2,3 ведется от анода, причем графики обрезаны и показана только область основного изменения соответствующих функций. На фиг. 4 показаны распределения концентраций n_e и n_i (сплошные и штриховые линии соответственно), а на фиг. 5 — изменение потока (концентрации) нейтралов q . (Для удобства сравнения с [5] приведенные на фиг. 4, 5 результаты даны в зависимости от $\sqrt{\eta}$).

Анализ полученных результатов показывает, что в достаточно широком диапазоне критериев β и κ слабые процессы приводят к заметному изменению характеристик слоя. (Это иллюстрируется приведенными для сравнения на фиг. 2—5 штрихпунктиром соответствующими зависимостями для $\beta = 0,5$, полученными без учета слабых процессов в [5].)



Фиг. 5

Как и в [3], в распределениях всех величин в начале слоя образуется «хвост» — область, в которой соответствующие функции изменяются незначительно и где формируются условия для их дальнейшего быстрого роста. К ней примыкает часть слоя, в которой происходит практически вся ионизация нейтралов, основное изменение энергии, концентрации и потока электронов и которую поэтому естественно назвать фактической толщиной слоя. Формальная толщина слоя z_A может достигать значений $\sim 5-10$, однако фактическая ее величина оказывается для всех случаев на уровне 2—3.

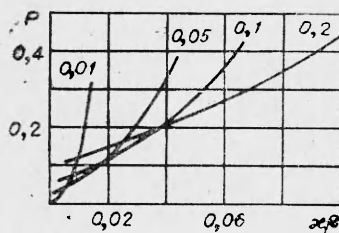
В распределениях $j(s)$, $E(s)$ и $q(\sqrt{\eta})$ появились горизонтальные участки, соответствующие области срыва. Распределения $\eta(s)$ стали более пологими. Уменьшились величины электрического поля E и разрядного тока j_P . Если в вакуумном режиме влияние слабых процессов приводит к уменьшению E_A и j_P в 2—3 раза, то с ростом давления до уровня $\beta = 0,5$ эта разница убывает до $\sim 25\%$ и определяется в основном наличием области срыва, тогда как воздействие $\nu_i(W)$ и \mathcal{E}_i становится слабым. Количественно и качественно изменился вид распределений концентраций n_e и n_i (фиг. 4)*. Вместо падающих при $\beta < 1$ профилей получаются более физические распределения концентраций, немонотонные для любых β , в том числе и для малых. В начале слоя появился участок квазинейтральности, величина концентраций $n(0)$ сильно уменьшилась (при $\beta = 0,1$ — более чем на порядок, при $\beta = 0,5$ — приблизительно в два раза). Изменился вид распределения $q(\sqrt{\eta})$ как вблизи анода (влияние области срыва), так и в начале слоя (см. фиг. 5). Слабые процессы уменьшают вероятность ионизации нейтрала в слое $P = 1 - q(0)$, причем с ростом β их влияние, исключая область срыва, убывает. Например, при $\beta = 0,1$ P уменьшается почти вдвое, тогда как при $\beta = 0,5$ — примерно на 25%. Из закона сохранения массы имеем соотношение $j_P = 1 - q(0)$ или $P = j_P$ **. Отсюда следует, что из-за наличия области срыва вероятность ионизации нейтрала в слое уменьшается примерно на 25%. Физически это объясняется тем, что мощность $(\varphi_0 - \varphi_c)j_P$, выделяемая в электронном газе в области срыва, а также поток энергии $j_P W$, приносимый электронами из диффузионной части слоя, не могут быть использованы для генерации частиц. Несмотря на то, что толщина области срыва составляет около 10% от фактической толщины слоя, на ней при $\kappa = 0,2$ и $\beta \leq 0,5$ происходит падение (0,2—0,3) φ_0 и электроны набирают приблизительно половину энергии, приносимой на анод ($\Theta_c = 0,2-0,31$, $\Theta_A = 0,41-0,61$). С ростом β и уменьшением κ этот эффект становится еще более заметным, поскольку при этом $(\varphi_0 - \varphi_c)$ и Θ_A монотонно увеличиваются, а максимальное значение энергии, набираемой электронами в диффузионной части слоя, Θ_c не превосходит 0,3.

При $\kappa = 0,01$ и $\beta = 1,2$ происходит падение уже 0,53 φ_0 и электроны набирают две трети энергии, приносимой на анод. Таким образом, при рассмотрении ряда вопросов (например, оценке энергии, выделяемой на аноде, определении эффективного ускоряющего напряжения для ионов в слое, оценке величин разрядного тока или вероятности ионизации) учет области срыва необходим.

* Показанные на фиг. 4 штрихпунктиром n_e и n_i взяты из работы [5]. Соответствующие распределения, полученные с использованием условия квазинейтральности в начале слоя, незначительно отличаются от приведенных лишь в малой окрестности $\eta = 0$.

** В работах по ускорителям плазмы встречается коэффициент использования рабочего вещества, определяемый как отношение полного ионного тока к расходу [4]. Видно, что в одномерной теории указанный коэффициент равен P .

Распределения, полученные при малых β ($\beta \ll 1$), дают представление об уровне величин в разряде низкого давления [3]. С ростом β наиболее сильно изменяются распределения концентраций n_e , n_i и потоков q , j_e , j_i . Увеличивается выгорание нейтралов, соответственно растут концентрации заряженных частиц, электрическое поле, разрядный и ионный токи. Например, при увеличении β на порядок (от 0,05 до 0,5) при $\kappa = 0,2$ уровень концентрации n_e увеличивается в 4 раза, n_i — в 30 раз, разрядный ток возрастает при этом в 35 раз*, электрическое поле — лишь на 40%. При не очень малых β ($\beta \geq 0,1$) в отличие от вакуумного режима [3] имеется зависимость концентрации заряженных частиц от давления (см. фиг. 4). С ростом β изменяется величина полного пространственного



Фиг. 6

заряда у анода. В области малых расходов пространственный заряд в слое увеличивается, вследствие чего у анода растет электрическое поле и потенциал срабатывается на меньшей длине (несколько убывает толщина слоя). Дальнейшее увеличение расхода приводит к увеличению толщины квазинейтральной части слоя и прижатию области пространственного заряда к аноду. При этом величина полного пространственного заряда уменьшается и рост электрического поля у анода и уменьшение толщины слоя прекращаются. На фиг. 6 показано изменение вероятности P ионизации нейтрала в слое (или, что то же, безразмерного разрядного тока j_p) с ростом расхода $\kappa\beta$ для различных значений параметра κ (цифры на кривых). Приведенные кривые могут быть аппроксимированы выражением

$$(6) \quad P(\kappa\beta) = P_0(\kappa) + P_1(\kappa)\kappa\beta + P_2(\kappa)(\kappa\beta)^2 + \dots,$$

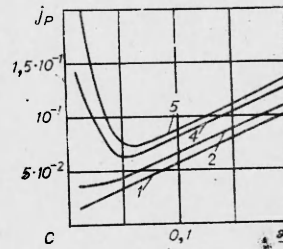
где $P_0(\kappa)$ пропорциональна κ , а коэффициенты $P_1(\kappa)$, $P_2(\kappa)$ и т. д., напротив, уменьшаются с ростом κ при $\beta \rightarrow 0$, $P \rightarrow P_0(\kappa)$. Это означает, что при достаточно малых расходах зависимость разрядного тока от давления близка к линейной, что характерно для вакуумного режима разряда. С ростом расхода начинают играть роль последующие члены разложения (6), соответствующие квадратичной, кубической и т. д. зависимостям разрядного тока от давления. При этом чем меньше магнитное поле, тем отклонение от линейности начинается раньше и проявляется сильнее. Одновременно с отклонением функции «разрядный ток — давление» от линейной появляется соответствующая зависимость холловского тока от давления. Если построить графики для размерного разрядного тока $\kappa\beta j_p$ от расхода $\kappa\beta$ (аналогичные фиг. 6), то будет видно, что, начиная с определенных характерных величин расходов, происходит резкое увеличение темпа роста тока с одновременным некоторым увеличением толщины слоя. Значения указанных характерных расходов растут с увеличением магнитного поля. Описанное явление соответствует, по-видимому, приближению к критическому расходу, при котором происходит скачкообразный переход разряда в сильноточный режим. Численные оценки и сравнение с экспериментом находятся в соответствии с этим предположением. Согласно [4], при $H = 1 \text{ кЭ}$, $\varphi_0 = 400 \text{ В}$ для рабочего тела — висмут

* Сравнивая величины разрядного тока при различных значениях параметров β и κ , следует иметь в виду, что масштаб j_p изменяется пропорционально $\kappa\beta$.

($V_i = 7,3$ В, $k = 55$) первая измеренная точка сильноточного режима соответствует плотности расхода $q_* \approx 0,35$ А/см². Для этих условий, полагая $v_0/v_i = 3$, $v_0 = 3 \cdot 10^4$ см/с и $\sigma_{i0} = 4 \cdot 10^{-15}$ см², находим $\kappa \approx 0,04$, $\beta \approx 3,5$ гА. Для грубой оценки воспользуемся графиками, приведенными на фиг. 6 (для $k = 63$ и $\mathcal{E} = 0,05$). Абсцисса последней точки кривой $\kappa = 0,05$ равна $\kappa\beta = 0,045$, откуда $\beta_* = 0,9$ и для q_* находим $q_* \approx 0,26$ А/см². Отмеченная выше связь между величиной критического расхода и магнитного поля находится в соответствии с условием ионизационной неустойчивости [9]. Пары значений (κ , $\kappa\beta$), относящихся к концам кривых на фиг. 6, приближенно определяют границу перехода и дают, по-видимому, обобщение критерия ионизационной неустойчивости с учетом слабых процессов.

Рассмотрим, наконец, зависимость параметров разряда от магнитного поля. Если величина Θ_c от магнитного поля практически не зависит, то такие характеристики, как концентрация заряженных частиц, толщина слоя, плотность разрядного тока, существенно изменяются с ростом κ . Например, увеличение κ от 0,05 до 0,2 (при фиксированном расходе $\kappa\beta = 0,005$) уменьшает толщину слоя \sim в 3 раза, увеличивает плотность разрядного тока \sim в 3 раза, концентрацию электронов \sim в 10 раз. Как и в случае вакуумного режима разряда, толщина слоя приблизительно обратно пропорциональна κ во всем рассмотренном диапазоне расходов. Зависимость $n_e(\kappa)$ оказывается различной для разных расходов. Для достаточно малых расходов и любых полей наблюдается приблизительно квадратичная зависимость $n_e \sim \kappa^2$ (как в вакуумном режиме). С ростом расхода эта зависимость сохраняется лишь для больших магнитных полей ($\kappa \geq 0,05$). При $\kappa \leq 0,05$ у функции $n_e(\kappa)$ появляется минимум и интервал, на котором она убывает. На фиг. 7 даны функции $j_P(\kappa)$ для ряда фиксированных значений расхода $\kappa\beta = \text{const}$ (цифры на кривых — значения расхода в относительных единицах). Для малых расходов (кривая 1) график функции представляет собой прямую линию, что соответствует линейной зависимости разрядного тока от магнитного поля, характерной для вакуумного режима разряда [2]. С ростом расхода указанная зависимость подобно $n_e(\kappa)$ остается справедливой лишь для достаточно больших магнитных полей. В области малых магнитных полей ($\kappa \leq 0,05$) увеличение расхода вначале замедляет темп роста $j_P(\kappa)$ (кривая 2), затем приводит к появлению у функции $j_P(\kappa)$ минимума и интервала, на котором она убывает (кривые 4, 5). Пока концентрация электронов пропорциональна H^2 , а толщина слоя обратно пропорциональна H , суммарное число электронов в слое и, следовательно, вероятность ионизации или плотность разрядного тока линейно зависят от магнитного поля. Полученное для больших расходов ($\kappa\beta \geq 0,01$) убывание $n_e(\kappa)$ с ростом магнитного поля приводит к уменьшению суммарного числа электронов в слое, что объясняет поведение $j_P(\kappa)$ в области малых магнитных полей. Отметим, что падающая зависимость разрядного тока (или коэффициента использования рабочего вещества) от магнитного поля наблюдалась в [4] и является характерной для сильноточного режима.

Таким образом, характеристики рассмотренного режима разряда имеют черты как вакуумного, так и сильноточного режимов, однако свойства сильноточного режима проявляются в меньшей степени, поскольку переход к нему не является непрерывным. Из приведенных данных также следует, что слабые процессы оказывают существенное влияние на струк-



Фиг. 7

туру анодного слоя и характеристики переходного режима разряда. Результаты по нагреву электронов и толщина слоя обосновывают возможность диффузионного описания разряда.

Поступила 26 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин С. Д., Ерофеев В. С., Жарнинов А. В. Ускорители с замкнутым холловским током.— В кн.: Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1973, с. 54. Морозов А. И. Там же, с. 5.
2. Кервалишвили Н. А., Жарнинов А. В. Характеристики разряда низкого давления в поперечном магнитном поле.— ЖТФ, 1965, т. 35, вып. 12.
3. Калашников В. К., Саночкин Ю. В. К теории самостоятельного разряда низкого давления с замкнутым дрейфом электронов.— ЖТФ, 1974, т. 44, вып. 12.
4. Ерофеев В. С., Ляпин Е. А. Интегральные характеристики источника ионов холловского ускорителя с анодным слоем.— В кн.: Материалы II Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск, изд. Ин-та физики АН БССР, 1973, с. 130.
5. Ерофеев В. С., Саночкин Ю. В., Филиппов С. С. Прианодный электрический слой в разряде с замкнутым холловским током.— ПМТФ, 1969, № 5.
6. Попов Ю. С. Анодный слой в сильном поперечном магнитном поле.— ЖТФ, 1970, т. 40, вып. 8.
7. Bohm D. Minimum Ionic Kinetic Energy for a Stable Sheath.— In: The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields. Edited by A. Guthrie, R. K. Wakerling. New York — Toronto — London. McGRAW — HILL Book COMPANY, INC, 1949.
8. Лебедев Н. Н. Специальные функции и их приложения. М., Физматгиз, 1963.
9. Ерофеев В. С., Саночкин Ю. В. Ионизационная неустойчивость самостоятельного разряда низкого давления в сильном поперечном магнитном поле.— ЖТФ, 1970, т. 40, вып. 9.
10. Кервалишвили Н. А., Кортхондия В. П. О механизме разряда низкого давления в поперечном магнитном поле.— ЖТФ, 1973, т. 43, вып. 9.

УДК 538.4

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАЗИОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ С АНСАМБЛЕМ МГД-КОЛЕБАНИЙ

С. Д. Иванов

(Иркутск)

Показано, что неоднородная МГД-турбулентность в холодной плазме проявляет себя как неоднородный диамагнетик. Получено уравнение, описывающее эволюцию регулярной составляющей магнитного поля, и оценочная формула для турбулентного коэффициента диффузии магнитного поля. Приведены оценки, указывающие на эффективность данного механизма для распада магнитного поля солнечного пятна.

Известно, что турбулентность при отсутствии гиротропности вызывает аномальную диффузию крупномасштабного магнитного поля. В работах [1, 2] получены коэффициенты диффузии, которые значительно отличаются от коэффициента омической диффузии ν , если $Re_m \gg 1$ (Re_m — магнитное число Рейнольдса). При этом предполагалось, что обратное влияние магнитного поля на турбулентные возмущения пренебрежимо мало.