

ного пробега быстрого электрона. Уменьшение напряжения на диоде ускорителя (см. фиг. 2, б) вследствие разряда емкостного накопителя обуславливает снижение средней энергии, а следовательно, и длины пробега быстрых электронов. Поэтому размер области объемного разряда, в которой проводимость контролируется внешним ионизатором, становится меньше расстояния между электродами, что определяет неоднородность поглощения энергии в газе. С учетом существенного влияния процессов прилипания следует отметить, что для создания равномерного объемного разряда необходимо выбирать напряжение на диоде ускорителя таким, чтобы пробег высокоэнергетичных электронов в рабочем газе R_E превышал размеры разряда в течение всего времени протекания импульса тока. Отметим перспективность использования для этих целей электрической линии в качестве накопителя энергии электронного ускорителя.

Поступила 11 I 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Casperson L. W., Sheldrake S. J. Beam deflection and isolation in laser amplifiers.— «Optics communications», 1974, vol. 12, N 4, p. 349.
2. Оришнич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г., Шаламов С. П. Исследование вакуумного диода с протяженным катодом.— В кн.: Физическая газодинамика. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1976.
3. Оришнич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г., Солоухин Р. И., Шаламов С. П. Мощный импульсный лазер на CO_2 с энергией излучения 1 кДж.— «Письма в ЖТФ», 1977, т. 3, вып. 1.
4. Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш Н. Б. Оптические квантовые генераторы на сжатых газах.— «Труды ФИАН», 1976, т. 85, с. 49.
5. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М., «Мир», 1968.
6. Стародубцев С. В., Романов А. М. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1962.
7. Subba Rao V. N. A simple formula for the transmission and absorption of monoenergetic electrons.— «Nuclear instruments and methods», 1966, vol. 44, N 1, p. 155.
8. Smith R. C. Computed secondary-electron and electric field distributions in an electron-beam-controlled gas-discharge laser.— «Appl. Phys. Lett.», 1972, vol. 21, N 8, p. 352.

УДК 533.915

РЕЖИМЫ ПОДДЕРЖАНИЯ ТОКА В КАТОДНОМ СЛОЕ [НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА, ВОЗБУЖДАЕМОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Ю. Д. Королев, В. Б. Пономарев, В. С. Сынах

(Томск, Новосибирск)

Распределение электрического поля в газовом промежутке при протекании через него тока несамостоятельного разряда характеризуется наличием приэлектродных областей с повышенной напряженностью поля и столба разряда, где поле приблизительно однородно [1]. При малой скорости генерации электронно-ионных пар ψ и малых приложенных напряжениях U_0 реализуется режим сильной экранировки. В этом режиме ударная ионизация, как правило, несущественна [1]. При высоких ψ и U_0 электрическое поле в катодной области воз-

растает настолько, что основным механизмом генерации заряженных частиц может стать ударная ионизация. Тогда процессы в катодном слое разряда, возбуждаемого пучком, и тлеющего разряда во многом сходны. Поэтому применение методов расчета, развитых для исследования тлеющего разряда, позволило (см., например, [2-4]) получить некоторые оценки для случая больших токов.

В данной работе на основе численного решения уравнений баланса заряженных частиц и уравнения Пуассона исследуется промежуточный режим протекания тока в катодном слое. Обсуждается также трансформация катодного слоя после выключения пучка.

Система уравнений для определения параметров прикатодного слоя имеет вид

$$(1) -dj_+/dx = dj_-/dx = e\psi + \alpha j_- - \beta j_-(j - j_-)/v_+v_-$$

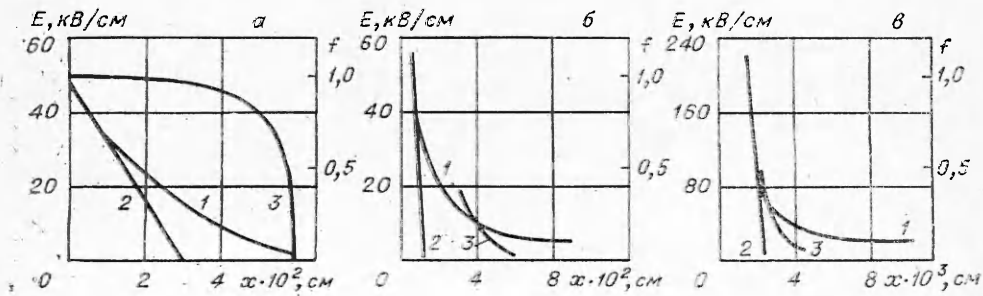
$$dE/dx = [(1 + v_+/v_-)j_- - j]/ev_+$$

$$j_-(0) = \gamma j / (1 + \gamma), \quad j_-(d) = j, \quad \int_0^d E(x) dx = U_0,$$

где $j = eE(\mu_-n_- + \mu_+n_+)/p$ — плотность тока разряда, определяемая суммой электронной j_- и ионной j_+ компонент тока; v_{\pm} , μ_{\pm} , n_{\pm} — соответственно скорости дрейфа, подвижности и концентрации ионов и электронов; γ — коэффициент вторичной эмиссии с катода; α , β — коэффициенты соответственно ударной ионизации и рекомбинации; E — напряженность электрического поля; ϵ — диэлектрическая проницаемость среды; d — межэлектродное расстояние; e — элементарный заряд; p — давление газа.

Расчеты проводились для азота, причем были приняты значения параметров: $\beta = 2 \cdot 10^{-7}$ см³/с, $\gamma = 10^{-2}$, $\mu_- = 2,9 \cdot 10^5$ см²·мм рт. ст./В·с, $\mu_+ = 2 \cdot 10^3$ см²·мм рт. ст./В·с. Коэффициент ударной ионизации аппроксимировался формулой $\alpha = A \exp(-Bp/E)$ с константами: $A = 5,7$ 1/см·мм рт. ст., $B = 260$ В/см·мм рт. ст. Метод численного решения системы (1) совпадал с описанным в [5].

На фиг. 1, а-в приведены распределения электрического поля вблизи катода (кривые 1) и линейная аппроксимация $E(x)$ (кривая 2) при следующих условиях: а — $\psi = 10^{18}$ 1/см³·с, $j = 0,04$ А/см², $p = 300$ мм рт. ст., $E(0) = 47$ кВ/см; б — $\psi = 10^{18}$ 1/см³·с, $j = 0,7$ А/см², $p = 760$ мм рт. ст., $E(0) = 169$ кВ/см; в — $\psi = 10^{18}$ 1/см³·с, $j = 13$ А/см², $p = 760$ мм рт. ст., $E(0) = 441$ кВ/см. Кривые 1 подтверждают наличие трех режимов поддержания тока в катодном слое, которые удобно характеризовать параметром $\delta = \alpha j_- / e\psi$. При малой плотности тока (фиг. 1, а) имеем $\delta \ll 1$, т. е. катодный слой формируется за счет генерации заряженных частиц под действием пучка, а процесс ударной ионизации несуществен. При высоких



Фиг. 1

плотностях тока и больших напряжениях, наоборот, параметр δ велик (фиг. 1, *в*). В промежуточном режиме, распределение поля для которого показано на фиг. 1, *б*, в поддержании тока в катодной области играет роль как ударная ионизация, так и ионизация газа электронным пучком. Причем в области, примыкающей к катоду, имеем $\delta \gg 1$, а в переходной области между столбом разряда и катодным слоем $\delta \leq 1$. Наличие переходной области в разряде, возбуждаемом пучком, также показано в [5, 6]. В этих работах исследовался случай, когда в зависимости от ψ происходит существенное перераспределение поля между столбом разряда и катодным слоем, что затрудняет интерпретацию результатов с точки зрения рассмотрения механизма проводимости катодного слоя. В настоящих расчетах скорость ионизации газа ψ и падение напряжения на столбе изменялись независимо. Это позволяет выделить диапазон условий, в которых имеет место тот или иной режим протекания тока в катодном слое.

Для однозначности дальнейшего анализа необходимо условиться об определении границы l_k катодного слоя. Критерий для выбора должен, во-первых, выделять область, где ударная ионизация играет малую роль, во-вторых, не должен противоречить известной методике определения границы прикатодной области с помощью линейной аппроксимации кривой $E(x)$, принятой в теории тлеющего разряда [7], и, в-третьих, поскольку реальная граница размыта, величина катодного падения потенциала

$U_k = \int_0^{l_k} E(x) dx$ должна слабо меняться при варьировании вблизи принятого условного значения.

Представляется целесообразным определять l_k по значениям отношения $f = (n_+ - n_-)/n_-$, изменяющегося в пределах 0—1. В области столба практически $f = 0$. Графики зависимости $f(x)$ приведены на фиг. 1, *а—в* (кривые 3). Если определять границу из условия $f(l_k) = \xi$, то оказывается, что при изменении ξ в пределах 0,05—0,2 катодное падение потенциала меняется мало. При этом для первых двух режимов катодный слой определяется с учетом переходной области, а в третьем режиме различие в определении U_k по сравнению со способом, принятым в теории тлеющего разряда, составляет не более 10%. В наших расчетах вольт-амперных характеристик (ВАХ) везде было принято $\xi = 0,1$.

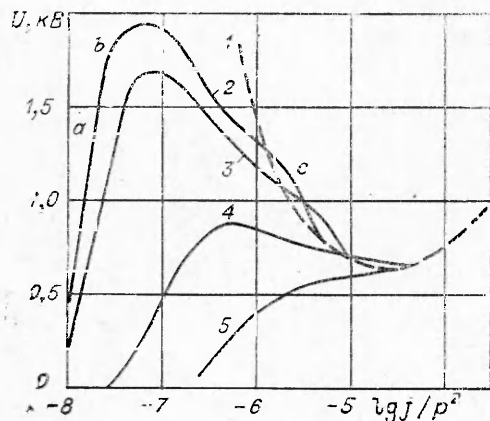
На фиг. 2 представлены ВАХ катодного слоя разряда, возбуждаемого электронным пучком, и тлеющего разряда. Расчет проведен при $d = 1$ см, $\gamma = 10^{-2}$. Для кривой 2 $\psi = 10^{18}$ 1/см³·с, $p = 760$ мм рт. ст., а для кривых 3—5 $p = 300$ мм рт. ст. и ψ соответственно равно 10^{17} 1/см³·с, 10^{18} 1/см³·с, 10^{19} 1/см³·с. Условия горения нормального тлеющего разряда соответствуют минимуму кривой 1. Соответственно правая и левая ветви дают ВАХ аномального и поднормального разряда. Проследим на примере типичной кривой 2, как меняются условия формирования катодного слоя.

Участок *а—б* отвечает первому режиму $\delta \ll 1$. Этот случай описан в [1], причем

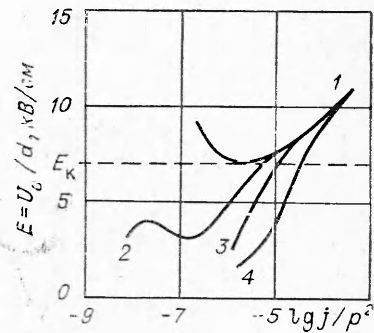
$$(2) \quad U_k \approx [\mu_-^2 E^2(l_k)/2p^2] (\epsilon/\epsilon_+ \psi)^{1/2}, \quad E(0)/E(l_k) = (\epsilon \mu_-^2 p/\epsilon_+)^{1/2}.$$

Далее, с ростом плотности тока разряда растет напряженность поля у катода и параметр δ в этой области становится больше единицы. Следует отметить, что в этом переходном режиме (участок *б—с*) не выполняется условие самостоятельности, принятое в теории тлеющего разряда

$$\theta = \gamma \left[\exp \left(\int_0^{l_k} \alpha dx \right) - 1 \right] = 1.$$



Фиг. 2



Фиг. 3

Например, в области максимума кривой 3 имеем $\theta = 0,75$. При дальнейшем росте плотности тока разряда катодный слой переходит в режим тлеющего разряда, при этом обе кривые сливаются, параметр $\delta \geq 1$ на всем промежутке.

Однако не все кривые ВАХ разряда, возбуждаемого пучком, имеют максимум. Так, с ростом ψ кривая с максимумом переходит в кривую 5, имеющую точку перегиба. При дальнейшем росте ψ , очевидно, получим монотонно растущую кривую. Для реализации той или иной ВАХ оказывается существенным, при какой величине и заданных внешних параметрах в катодной области появится слой, где выполняется условие $\delta \geq 1$, причем U'_k можно приблизительно оценить по формуле (2). При $U'_k > U_{к.н}$ ($U_{к.н}$ — падение напряжения на катодном слое нормального тлеющего разряда) ВАХ имеет ярко выраженный максимум, переход в самостоятельный режим осуществляется в поднормальной области. С ростом ψ катодное падение потенциала U'_k уменьшается и становится сравнимым с $U_{к.н}$, поэтому кривая ВАХ имеет точку перегиба. При дальнейшем росте скорости генерации пар носителей U'_k становится меньше $U_{к.н}$ и ВАХ оказывается монотонно растущей. Чем меньше ψ , тем меньше область самостоятельного разряда (по параметру j/p^2). Очевидно, что в пределе, когда скорость генерации ψ станет сравнимой со скоростью генерации пар под действием естественных источников, самостоятельная форма перейдет в ВАХ тлеющего разряда с потенциалом зажигания, соответствующим напряжению пробоя.

Рассмотрим трансформацию катодного слоя и ВАХ разряда, поддерживаемого пучком быстрых электронов после выключения пучка. Такая задача возникает при рассмотрении работы коммутаторов, где начальная концентрация носителей генерируется пучком малой длительности. Точное решение возможно лишь на основе нестационарной системы уравнений. Однако в большинстве случаев после выключения пучка время установления катодного слоя много меньше, чем время распада плазмы положительного столба. При таком квазистационарном подходе сравнение ВАХ самостоятельного тлеющего разряда и ВАХ разряда, поддерживаемого пучком, позволяет ответить на вопрос, возможен ли переход самостоятельного разряда в самостоятельный режим после выключения пучка. Анализ результатов, представленных на фиг. 3, показывает, что такой переход возможен. Расчет проведен для $d = 1$ см, $p = 300$ мм рт. ст.,

$\gamma = 10^{-2}$. Скорости ионизации для кривых 2—4 соответственно равны 10^{16} , 10^{17} и 10^{18} $1/\text{см}^3 \cdot \text{с}$, кривая 1 относится к тлеющему разряду. При постоянном приложенном среднем поле $E_0 = U_0/d$, большем некоторого критического E_k , параметр j/p^2 будет уменьшаться со временем и пересечение ВАХ такого разряда с ВАХ тлеющего разряда неизбежно. В соответствии с новым параметром j/p^2 , определяемым по точке пересечения, можно оценить и величину катодного слоя по фиг. 2.

Если же условие $E_0 < E_k$ для соответствующих параметров тлеющего разряда выполняется, то общей точки ВАХ оборванного разряда и ВАХ тлеющего разряда нет, поэтому переход в самостоятельный режим на основе классического механизма ударной ионизации невозможен.

Авторы выражают благодарность Г. А. Месяцу за обсуждение результатов.

Поступила 20 II 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., «Наука», 1971.
2. Велихов Е. П., Голубев С. А., Земцов Ю. К., Паль А. Ф., Перспанцев И. Г., Пишменный В. Д., Рахимов А. Т. Несамостоятельный стационарный газовый разряд в смесях $\text{N}_2 - \text{CO}_2$ при атмосферном давлении с ионизацией электронным пучком. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, вып. 2, с. 543.
3. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш Н. Б., Сучков А. Ф. Электрический ток в сжатых N_2 , CO_2 и их смесях в условиях сильной ионизации электронным пучком. — ЖТФ, 1972, т. 42, вып. 12, с. 2540.
4. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А., Поталицын Ю. Ф. Разряд в газе высокого давления, пинцируемый пучком быстрых электронов. — ПМТФ, 1974, № 6.
5. Захаров В. В., Карников П. П., Чехунов Е. В. Объемный газовый разряд в азоте со стационарной внешней ионизацией. — ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 9, с. 1846.
6. Fournier G., Rigache D. Electron-beam sustained discharge. — In: Proc. of 11 Int. Conf. Phenomena Ionized Gases. Prague, 1973, p. 161.
7. Ward A. L. Calculations of cathode-fall characteristics. — «J. Appl. Phys.», 1962, vol. 33, N 9, p. 2789.

УДК 538.56

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ИСПАРЕНИИ МЕТАЛЛА В ФОКУСЕ ЛАЗЕРА

А. А. Кутиков, Ю. А. Медведев, В. М. Сорокин,
Б. М. Степанов, Г. В. Федорович

(Москва)

Эффективность исследований в области физики плазмы в значительной степени определяется разнообразием и надежностью используемых диагностических методов. Одним из основных является регистрация электромагнитного излучения плазмы в диапазоне частот от рентгеновского до СВЧ-излучения. Расширение частотного диапазона дает дополнительную информацию о плазме и позволяет увеличить достоверность ранее полученных результатов.

Ниже описываются и обсуждаются результаты регистрации электромагнитного сигнала в радиодиапазоне частот (~ 1 МГц — 1 кГц), генерируемого плазмой, созданной при концентрации мощного ($\sim 10^5$ Вт) импульса света на металлическую мишень.