

04; 09

© 1991 г.

МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ И ГЕНЕРАЦИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ОТКРЫТОМ РАЗРЯДЕ

П. А. Божан

Введение

Быстрые, по установившейся терминологии убегающие [1] электроны (УЭ с энергией от единиц [2, 3] до десятков [4] и сотен [5] кэВ предшествуют развитию разнообразных типов разряда в газах разной плотности. Считается, что они играют важную роль в основных процессах, определяющих пробой газа [6], в том числе при формировании однородных разрядов с большой апертурой [7]. Осуществлена прямая накачка с помощью УЭ газового лазера [8].

Выделение фазы разряда, во время которой генерируются УЭ, и оптимизация условий возбуждения в узких газоразрядных промежутках с перфорированными электродами позволили достигнуть высокой эффективности перевода заряда, запасенного в рабочей емкости, в заряд, переносимый УЭ [9, 10]. Использование пучков УЭ для накачки лазеров среднего давления, в частности лазеров на парах металлов, привело к резкому улучшению их энергетических параметров [11-14].

Для более полного понимания перспектив использования пучков УЭ, генерируемых в газах среднего давления [10], необходима информация о спектре энергий электронов, который тесно связан с механизмом их образования и ускорения. В настоящее время, по-видимому, не вызывает сомнений решающее влияние фотоподсветки из дрейфового пространства на высокоэффективное формирование УЭ [11, 15, 16], что послужило основанием для выделения данного типа разряда в особый вид, названный открытым разрядом [11] (следует отличать от открытого сильноточного разряда, который реализуется в плотной металлической плазме при отсутствии ограничивающих стенок [17]).

В первых работах [15, 18] предполагалось, что эффективная генерация пучка происходит в переходной стадии разряда, не имеющей явно выраженной области катодного падения потенциала КПП. Поэтому спектр энергий электронов должен простирается от $w=0$ до $w=eU_k$, где e — заряд электрона, U_k — напряжение на зазоре.

В последующих работах [11, 19] было обнаружено существование сильного КПП в открытом разряде и доказано, что убегающие электроны рождаются в основном на катоде под действием фотоподсветки из дрейфового пространства [11, 16, 19]. Следовательно, пучки УЭ должны быть почти монокинетическими, а энергия электронов равна $w=eU_k$.

Целью настоящей работы являются прямое измерение распределения потенциала в ускорительном зазоре УЗ и разработка на этой основе физической модели открытого разряда и генерации в нем убегающих электронов. Используя полученную информацию, в работе также были предприняты попытки существенного расширения функциональных возможностей ОР для генерации интенсивных ЭП.

Исследование распределения потенциала проводилось в УЗ длиной $\delta=1$ мм (рис. 1), состоящем из Мо катода K диаметром активной части $D=0.8$ см, $S_k=0.5$ см² и сетчатого анода A с геометрической прозрачностью $\gamma_a=90\%$ и толщиной провода $d=50$ мкм. С интервалом 200 мкм между катодом и анодом размещены 4 сетки S_1-S_4 с $\gamma_c=94\%$ и $d=30$ мкм. Сетки выполняют функции зондов, с помощью которых проводилось измерение распределения потенциала в УЗ. На расстоянии 20 мм от анода располагался коллектор электронов KE . Таковые сигналы с анода и коллектора снимались с помощью омических шунтов. Емкость разрядного C_p и накопительного C_n конденсаторов составляла 0.15 нФ. Коммутатором являлся ТГИ1-1000/25. Регистрация сигналом осуществлялась осциллографом С1-64.

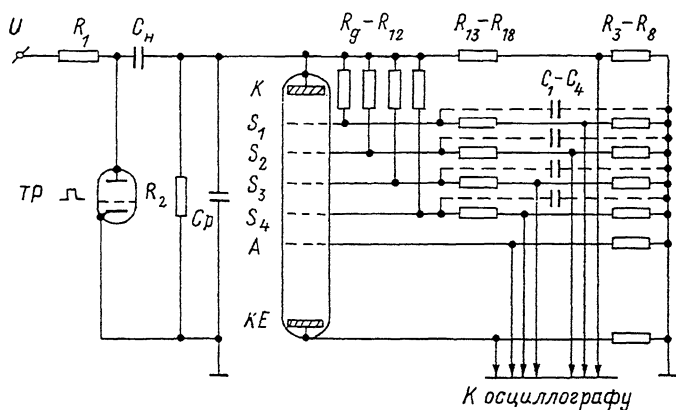


Рис. 1.

Питание зондов проводилось от обострительного конденсатора через резистивные делители. Последние подбирались таким образом, чтобы распределение потенциала в УЗ в отсутствие пробоя было равномерным, а сигналы от сеток и катода, т. е. с измерительных сопротивлений $R=R_3-R_7=50 \Omega$ идентичны друг другу. Изменение напряжения питания и токов на зондах, что необходимо для снятия зондовых характеристик, достигалось вариацией сопротивления $R_i=R-R_{12}$; $R_k=R_{13}-R_{17}$.

Интерпретация зондовых характеристик в среде с направленным движением зарядов затруднена [20-22]. В нашем случае она облегчается следующими обстоятельствами.

Во-первых, считается [23], что без пучков ускоренных частиц «потенциал» плазмы равен тому напряжению смещения на зонде, при котором вторая производная на $I-U$ характеристике равна нулю (I — ток на зонд, U — напряжение смещения). Этот потенциал отличается от плавающего на величину $\Delta U \sim T_e$ (T_e — температура электронов в электрон-вольтах).

Исходя из теоретических и экспериментальных данных по зависимости T_e от E/N в Ne [24] (E — напряженность поля, N — концентрация частиц) и других газах [25], T_e вначале быстро растет с увеличением E/N и затем переходит в насыщение, не превышая величину потенциала ионизации газа.

Таким образом, можно утверждать, что плавающий потенциал в Ne отличается от истинного не более чем на $\Delta U=25$ В. Осциллографический метод регистрации потенциала при его величине в условиях данной работы в несколько сотен вольт и киловольт дает ошибку 1-2 %, т. е. больше 25 В. Следовательно, информация о величине плавающего потенциала дает достаточную для наших условий точность измерения истинного потенциала.

Во-вторых, рассмотрим влияние направленного движения частиц, в данном случае электронов пучка, на точность измерения плавающего потенциала. Очевидно, ток пучка на зондовую сетку равен

$$I_{\text{сп}} = [(1 - \eta)(1 - \gamma_c)(1 - \sigma)] I_{\text{п}}, \quad (1)$$

где $I_{\text{п}}$ — общий ток пучка, η — коэффициент отражения электронов от Мо сетки, σ — коэффициент вторичной электронной эмиссии.

Дополнительный заряд с зонда, поставляемый током пучка, стекает через плазму ускорительного зазора на анод и частично через резисторы $R_{13} - R_{17}$. Благодаря этому процессу сигнал с зонда возрастает на величину $\Delta U_{\text{пл}}$. При $R_{13} - R_{17} \gg R_{\text{пл}}$ ($R_{\text{пл}}$ — сопротивление утечки плазмы) $\Delta U_{\text{пл}}^{\text{max}} = R_{\text{пл}} [(1 - \eta)(1 - \gamma_c)(1 - \sigma)] I_{\text{п}}$.

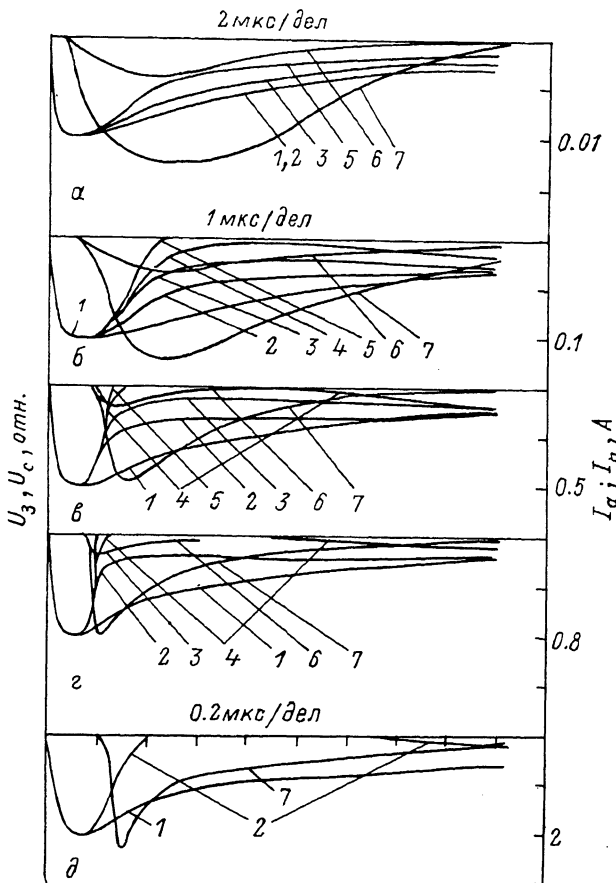


Рис. 2. Осциллограммы U_k (1), $U_{\text{сп}}$ (2—5), I_{α} (6), $I_{\text{п}}$ (7) при давлении неона 600 Па. Амплитуда напряжения на зазоре, кВ: а — 2, б — 2.5, в — 3, г — 3.5, д — 5.

При уменьшении сопротивления резисторов $R_9 - R_{12}$, $R_{13} - R_{17}$ и сохранении постоянным их отношения сигнал $\Delta U_{\text{пл}}$ также уменьшается. Уменьшим, например, сумму сопротивлений резисторов $R_{12} + R_{17}$ до величины, при которой ток через них достигает значения

$$I_R = U_k / (R_{12} + R_{17}) = (1 - \gamma_c) I_{\text{п}} > I_{\text{сп}}.$$

Если в условиях эксперимента в этом случае $R_{\text{пл}} \geq R_{17}$, то значение плавающего потенциала на этой сетке изменится на величину $\delta (\Delta U_{\text{пл}}) \geq 0.5 \Delta U_{\text{пл}}$, но $\delta (\Delta U_{\text{пл}}) < \Delta U_{\text{пл}}$. Если же $R_{\text{пл}} \ll R_{17}$, то заметного изменения сигнала не произойдет, что свидетельствует о слабом влиянии тока пучка на величину плавающего потенциала зонда.

В условиях данной работы в большинстве случаев изменение зондового сигнала не наблюдалось вплоть до величины R_{17} , определяемой из условия $I_R = U_k / (R_{12} + R_{17}) = 2(1 - \gamma_c) I_{\text{п}}$. Вполне возможно, что дополнительной причиной, способствующей этому, является близость коэффициента вторичной элек-

тронной эмиссии к единице [26]. Последнее, как следует из соотношения (1), существенно ослабляет влияние тока пучка на потенциал зонда.

Дополнительным фактором, снижающим ошибку измерения потенциала зондов является то, что поправки, вносимые вышеуказанными причинами, имеют противоположные знаки.

Таким образом, измерение плавающего потенциала с высокой относительной точностью дает информацию об истинном потенциале.

Экспериментальные результаты

Измерения показали, что зондовые характеристики УЗ и КПП тлеющего разряда [20] аналогичны. Следовательно, среда в УЗ не является плазмой в обычном смысле этого слова. Полученный результат можно было ожидать, так как исходная (первоначальная) напряженность поля, вызывающего поляризацию ионизованного газа в зазоре, достигает $E_3 = U_3/\delta \sim 10^7$ В/м. Это значительно выше, чем в КПП тлеющего разряда (обычно $10^4 - 10^6$ В/м), где среда также не является плазмой и концентрация ионов много больше концентрации электронов $n_i \gg n_e$ [27].

На рис. 2 показана эволюция сигналов на катоде U_k , аноде I_a , коллекторе I_n (ток пучка) и сетках $U_{c1} - U_{c4}$ (нумерация сеток ведется со стороны катода) при постепенном увеличении амплитуды U_k и неизменном давлении неона $p_{Ne} = 600$ Па.

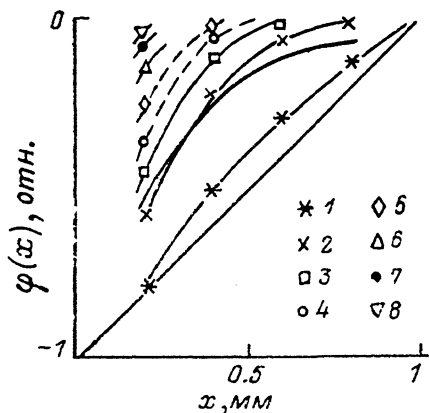


Рис. 3. Распределение потенциала в ускоряющем зазоре при давлении неона 600 Па.

Амплитуда тока пучка: 1 — 12.5 мА, 2 — 125 мА, 3 — 460 мА, 4 — 0.8 А, 5 — 1.17 А, 6 — 1.88 А, 7 — 2.33 А, 8 — 2.75 А.

В случае отсутствия тока в УЗ сигналы $U_k, U_{c1} - U_{c4}$ идентичны друг другу.

На рис. 3 показано установившееся распределение $\varphi(x)$, полученное в результате обработки осциллограмм типа рис. 2. Случаю отсутствия тока пучка соответствует равномерное распределение потенциала.

Как видно из рисунков, уже при пороговых условиях ($U_k \sim 2$ кВ, $I_n = 12.5$ мА) распределение потенциала в УЗ практически с самого начала возникновения ЭП отличается от равномерного. При токе пучка $I_n > 2$ А поле сосредоточено в пространстве между катодом и первой сеткой и поэтому не регистрируется примененной системой зондов.

В области токов $I_n < 2$ А распределение потенциала довольно точно описывается формулой

$$\varphi(x) = U_k \exp[-(x/\lambda_n)^\alpha \Omega^{-1}], \quad (2)$$

где $U_k < 0$; λ_n — длина свободного пробега ионов, обусловленная перезарядкой; α и Ω — некоторые числа, определяемые амплитудой тока пучка.

В частности, для $0.5 \text{ А} > I_n > 15$ мА графики функции (1) наилучшим образом совпадают с экспериментальными при $\alpha = 1.5$ и выделены толстой линией. Для сравнения кривой 9 показан вид $\varphi(x)$ при $\alpha = 1$ и $I_n = 125$ мА. Если $I_n > 1$ А, то более точно $\varphi(x)$ описывается при $\alpha = 2$ (штриховые линии на графике), расчет проводился для $\lambda_n = 0.67 \cdot 10^{-4}$ м, исходя из сечения перезарядки $\sigma_n = 1.5 \cdot 10^{-19}$ м² [28].

Оказалось, что при $\alpha = 2$ (плотность тока пучка $5.5 \geq j_n \geq 1.6$ А/см²) j_n и Ω связаны соотношением

$$j_n \Omega = 15.7 \pm 0.6, \quad (3)$$

где j_n взята в А/см².

Отсюда следует, что плотность тока, при которой длина катодного падения $l_k = \lambda_n$, устанавливается согласно (2), (3) при $j_n = 15.7$ А/см². Реально при этом

давления достигается плотность тока пучка $j_{\text{п}} \sim 30 \text{ А/см}^2$. Этим подтверждается как вывод работы [11] о том, что ускорение электронов происходит на длине $l_k \sim \lambda_n$, так и о том, что в ОР (при изготовлении катода сетчатым) появляется возможность получения быстрых атомов с энергией до $\epsilon = eU_k$.

Увеличение давления неона сокращает область токов, при которых регистрируется поле в УЗ. Так, если $p_{\text{Ne}} = 800 \text{ Па}$, то поле сосредоточивается между катодом и первой сеткой, когда $U_k \geq 3 \text{ кВ}$ и $I_{\text{п}} \geq 0.6 \text{ А}$. Заметим, что в этих условиях при $U_k = 5 \text{ кВ}$ $I_{\text{п}} = 3.7 \text{ А}$. В области давлений, оптимальных для генерации пучка в данном УЗ ($p_{\text{Ne}} = 1 - 1.2 \text{ кПа}$, $I_{\text{п}} = 9 \text{ А}$, $U_k = 5 \text{ кВ}$), потенциал на всех зондовых сетках уменьшается практически до нуля, если $U_k = 1.7 \text{ кВ}$, а $I_{\text{п}} > 10 \text{ МА}$.

Уменьшение давления неона, с одной стороны, приводит к резкому падению амплитуды тока пучка и анода, с другой стороны, расширяется область токов, в которой производится уверенная регистрация сигналов на всех сетках. Так, при $p_{\text{Ne}} = 300 \text{ Па}$ и $I_{\text{п}} = 300 \text{ МА}$ наименьшая величина $U_{c4} = 0.33 U_{c0}$, в то время как при $p_{\text{Ne}} = 600 \text{ Па}$ и этом же токе пучка $U_{c4} = U_{c3} = U_{c2} = 0$ и только на первой сетке $U_{c1} = 0.53 U_{c0}$, где U_{c0} — напряжение на сетке при $I_{\text{п}} = 0$.

Из осциллограмм рис. 2 видно, что максимумы тока пучка и анода несколько сдвинуты друг относительно друга. Для более подробного изучения этого явления исследовано развитие разряда в условиях существования обратного электронного пучка [11, 19] между двумя сетчатыми Мо электродами площадью 1 см^2 с геометрической прозрачностью сеток $\gamma = 0.75$ и расстоянием между ними $\delta = 0.70 \text{ мм}$. Так как разряд в случае сетчатого катода развивается значительно быстрее, чем в случае сплошного катода [11], то задержка между временем достижения максимумов токами анода и пучка проявляется более отчетливо, особенно при малых токах разряда. Эта задержка практически исчезает, если

$I_{\text{п}} > 15 \text{ А}$. Оказывается, что величина $Q = \int_0^{t_m} I_{\text{п}} dt = 1.5 \cdot 10^{-9} \text{ К}$ ($C_p = 1.5 \text{ нФ}$),

где t_m — время достижения максимальной величины тока на коллекторе.

В заключение данного раздела отметим, что перечисленные выше закономерности не зависят от сорта газа, за исключением того, что вся картина смещается в сторону меньших давлений в ряду $\text{He} - \text{Ne} - \text{Ar} - \text{Kr} - \text{Xe}$.

Обсуждение результатов

Полученные данные однозначно указывают на реализацию неоднородного распределения потенциала в УЗ. Следовательно, быстрые электроны могут возникнуть только в том случае, если они стартуют на катоде или в области КПП. Максимальные потери энергии электронами происходят тогда, когда они возникают на катоде и равны

$$\Delta \epsilon = \int_0^{\Delta} (dw/dx) dx,$$

где Δ — область существенного падения потенциала, dw/dx — энергетические потери электронов с энергией w (взято из работы [29]).

Как видно из рис. 3 и формул (2), (3), при больших токах длина КПП приближается к $l_k \sim \lambda_n$, т. е. к величине, характерной для разрядов с высокой плотностью тока. Если набор энергии происходит на длине $l_k = 2\lambda_n$, то полные потери составляют для $U_k = 4 \text{ кВ}$ $\Delta \epsilon = 1.7 \text{ эВ}$. Средняя энергия, затрачиваемая на образование иона неона, равна $w_0 \sim 37 \text{ эВ}$ [30]. Доля энергетических потерь θ , затрачиваемая на ионизацию благородных газов, составляет 60—70 % от общих потерь. Следовательно, доля вторичных электронов, которые могут образоваться в области КПП и попасть в режим ускорения, не превышает 2.5 % от числа электронов, стартовавших с катода.

Таким образом, основная масса быстрых электронов стартует на катоде и ускоряется практически без энергетических потерь. Незначительно также и угловое рассеяние электронов, так как вероятность соударения ускоряю-

догося электрона в области КПП, согласно данным по полным сечениям соударений, взятым из работ [31, 32], не превышает $P_p < 10^{-2}$. Именно эти обстоятельства приводят к высокой степени монокинетичности электронов и КПД генерации пучка вплоть до $\eta \sim \gamma$ в прямом ЭП и $\eta \sim 100\%$ в обратном ЭП при высоких ускоряющих напряжениях $U_k = 4-6$ кВ [19]. Время формирования КПП определяет задержку развития тока пучка по сравнению с током анода.

Физическая трактовка механизма генерации ускоренных частиц в узких зазорах, приведенная в [11], и данные этой работы позволяют получить ряд интересных для практических приложений выводов. Первая группа результатов связана с анализом эффективности генерации пучка, которая может быть записана следующим образом:

$$\eta = j_n (j_i + j_n). \quad (4)$$

Выражение для тока ионов можно записать

$$j_i = (j_n/w_0) (dw/dx) \delta_0. \quad (5)$$

Из (4) и (5) следует

$$\eta = 1 / \left(1 + \frac{\delta_0 dw/dx}{w_0} \right). \quad (6)$$

Например, при $p_{Ne} = 600$ Па, $U = 4$ кВ и $\delta = 1$ мм $j_i \sim 0.25 j_n$ и $\eta = 80\%$. Из соотношений (5), (6) следует несколько важных выводов. В частности, в оптимальных условиях для генерации пучка $j_i < j_n$, что коренным образом отличает ОР от всех других типов разряда с холодным катодом. Для них обычно $j_i \gg j_n$. С практической точки зрения это означает, что распыление катода в ОР слабее, чем в обычном тлеющем разряде, включая полый катод.

Отсюда же следует условие перевода открытого разряда ОР в тлеющий, а именно путем повышения длины зазора δ или давления газа (т. е. увеличения dw/dx). Естественное объяснение находит и необходимость использования узких зазоров при генерации ЭП с большой плотностью тока. Для сохранения высокой эффективности генерации пучка при увеличении длины зазора, согласно (6), необходимо уменьшение dw/dx , т. е. концентрации рабочих частиц. Это автоматически приводит к снижению мощности фотоподсветки и, следовательно, падению плотности тока пучка. Аналогичным образом объясняется быстрое уменьшение рабочего давления с ростом атомного номера в ряду $Ne \rightarrow Xe$ (из-за увеличения dw/dx и уменьшения w_0).

Вторая группа результатов связана с выяснением причины неустойчивости ОР. При оптимальном для генерации ЭП давлении $p_{Ne} \sim 1-2$ кПа в УЗ с $\delta = 1-0.5$ мм $l_k \sim \lambda_n \sim 0.3-0.15 \cdot 10^{-4}$ м, $U_k = 5 \cdot 10^3$ В. Следовательно, напряженность поля в области ускорения и, по-видимому, вблизи катода $E_k > > 10^8$ в/м, что является типичной величиной поля, при которой интенсивно развиваются автоэмиссионные и взрывные процессы на катоде. Исследования при $j_n > 0.5 \cdot 10^3$ А/см² и стабилизации горения разряда путем применения объемного сопротивления [11] показали, что в этих условиях на осциллограммах тока пучка и анода возникают хаотические выбросы. Они свидетельствуют о значительном вкладе взрывной эмиссии электронов в общий ток пучка. Следовательно, открытый разряд не обязательно является фотокатодным. Так, при использовании катодов с малой работой выхода электроны пучка генерируются также благодаря термоэмиссии [12] и ее резкому усилению (до 10^3-10^5 раз в условиях работы [12]) благодаря эффекту Шоттки.

Формирование сильных полей в КПП является основной причиной неустойчивости открытого разряда при большой площади катода. Однако эта неустойчивость легко подавляется, если использовать стабилизацию горения разряда путем применения катода с распределенным объемным сопротивлением или посредством реализации разряда через диэлектрик. Некоторые примеры достигнутых на этом пути результатов приведены в таблице.

Качественное отличие свойств ОР как от обычного тлеющего разряда, так и таких его разновидностей, как аномальный, затрудненный, полый катод и др., происходит из-за использования технического приема — искусственного отде-

t_n , нс	P_{Ne} , кПа	S_k , см ² ; конфигурация	U_k , кВ	I_n , кА	f , Гц	T , °С	Метод стабилизации
5	0.4	0.7; планарная	25	0.8	10	20	R
50	5	290; $\varnothing 2.8 \times 33$	7	3.0	10^5 (*)	1300	R
60	2.5	900; $\varnothing 4.5 \times 64$	6	40.0	1	20	R
160	20	60; $\varnothing 0.5 \times 38$	5	10^{-2}	$2 \cdot 10^8$ (*)	1200	C

Примечание. f — частота следования импульсов, T — рабочая температура, звездочка означает длительность 10 мс в пике, R — стабилизация объемным сопротивлением, C — стабилизация путем разряда через диэлектрик.

ления области ускорения ОУ частиц, характеризующейся высоким градиентом потенциала (ускорительный зазор), от области энерговыведения ОЭ, характеризующейся отсутствием падения потенциала (дрейфовое пространство). Поэтому воздействие ОЭ и ОУ осуществляется главным образом путем фотонов. В тлеющих разрядах, в том числе и в тех случаях, когда приложенного напряжения достаточно для убегаия электронов (аномальный разряд низкого давления), или когда фотоподсветка усилена определенной конфигурацией электродов (полый катод [³³]), обмен осуществлен главным образом вследствие дрейфа ионов и бомбардировки ими катода. Такое отличие ОР приводит как к резкому повышению эффективности генерации ЭП, так и качественному изменению вольт-амперных характеристик ОР, исследованных в работе [¹⁶]. Из них наглядно виден переход от затрудненного тлеющего к открытому разряду при увеличении геометрической прозрачности сетки, регулирующей связь между областями ускорения и энерговыведения.

Физическая трактовка процесса функционирования ОР, как и эксперименты [¹⁶], объясняет переход от тлеющего разряда к открытому, но при изменении другого параметра — давления газа. При повышенном давлении в разряде с сетчатым анодом и дрейфовым пространством лавинное размножение электронов в РЗ достаточно велико и процессы с эмиссией электронов при бомбардировке катода тяжелыми частицами преобладают над фотоэмиссией под действием фотоподсветки из дрейфового пространства. В этом случае количество УЭ невелико. По мере уменьшения давления процессы лавинного размножения электронов в РЗ подавляются и возрастает роль фотоэлектронов, что, как и в случае с увеличением γ_c , должно приводить к изменению вольт-амперных характеристик.

В то же время необходимо еще раз подчеркнуть, что некоторая степень ионизации газа в РЗ необходима, так как она приводит к появлению сильного КПП, повышению эффективности генерации пучка и, следовательно, фотоподсветки из дрейфового пространства. Однако, как отмечалось выше (и в этом состоит одно из основных отличий от тлеющего разряда), установившаяся плотность ионов в РЗ настолько мала, что ток ионов на катод $j_i < j_e$, в то время как в тлеющих разрядах в области катодного падения потенциала $j_i \gg j_e$.

Выводы

В результате проведенных исследований с высокой степенью надежности установлено, что при оптимальных для генерации ЭП условиях в открытом разряде поле в ускорительном зазоре сосредоточивается на длине $l_k \sim \lambda_{п.}$ Это приводит как к высокой эффективности генерации монокинетического ЭП, так и к возможности получения ускоренных атомов с энергией до нескольких кэВ.

Горение разряда и генерация пучков ускоренных частиц происходит при подавлении лавинных процессов размножения электронов в газоразрядном промежутке, а электроны пучка возникают на катоде в основном под действием фотоподсветки из области, находящейся вне зоны разряда. В этом состоят главные отличия рассматриваемого типа разряда от тлеющего. Вполне очевидно, что возможны и другие виды эмиссии, обусловленные внешними источ-

никами, которые не вызывают лавинного размножения электронов в ускорительном зазоре. Неустойчивость горения ОР и генерации в нем ускоренных частиц обусловлена развитием взрывных и автоэмиссионных процессов на катоде. Их подавление путем применения разряда через диэлектрик или объемное сопротивление приводит к возможности генерации ЭП с частотой следования более 10^6 Гц или с плотностью тока ЭП более 10^3 А/см².

Список литературы

- [1] *Wilson C. T. R.* // Proc. Cambr. Phil. Soc. 1925. Vol. 22. P. 534—538.
- [2] *Станкевич Ю. Л., Калинин В. Г.* // ДАН СССР. 1967. Т. 177. № 1. С. 72—73.
- [3] *Noggle R. E., Krider E. P., Wayland J. R.* // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. N 10. P. 4747—4748.
- [4] *Дашук П. Н., Кулаков С. П.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 7. Вып. 21. С. 1315—1320.
- [5] *Бабич Л. П., Лойко Т. В.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 5. С. 956—958.
- [6] *Павловский А. И., Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В.* // ДАН СССР. 1985. Т. 281. № 6. С. 1359—1363.
- [7] *Бабич Л. П., Шамраев Б. Н.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 6. С. 1170—1172.
- [8] *Дашук П. Н., Кулаков С. П.* // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 21. С. 1307—1311.
- [9] *Бозан П. А., Колбычев Г. В.* // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 7. С. 418—421.
- [10] *Бозан П. А., Колбычев Г. В.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 9. С. 1823—1831.
- [11] *Бозан П. А., Сорокин А. Р.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 88—95.
- [12] *Бозан П. А.* // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. Вып. 5. С. 945—952.
- [13] *Бозан П. А.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 52. Вып. 8. С. 335—337.
- [14] *Арланцев С. В., Борович Б. П., Бучанов В. В. и др.* // Тез. докл. Всесоюз. совещания «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах». Томск, 1986. Ч. I. С. 84—85.
- [15] *Колбычев Г. В., Самышкин Е. А.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2031—2037.
- [16] *Колбычев Г. В., Пташник Н. В.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 18. С. 1106—1110.
- [17] *Борович Б. Л., Зуев В. С., Катулин В. А. и др.* // Радиотехника. М., 1978. Т. 15. С. 298.
- [18] *Колбычев Г. В.* Автореф. канд. дис. Томск, 1983. 17 с.
- [19] *Бозан П. А., Сорокин А. Р.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 6. С. 1168—1170.
- [20] *Brederlow G.* // Ann. Phys. Folg. 7. Vol. 1. N. 6-8. P. 359—376.
- [21] *Каган Ю. М., Перель В. Н.* // УФН. 1963. Т. 51. № 3. С. 409—452.
- [22] *Методы исследования плазмы* / Под ред. В. Лохте-Хольтгрена. М.: Мир, 1971. 552 с.
- [23] *Luijendijk S. C. M., Van Esc J.* // Physica. 1967. Vol. 36. N 1. P. 49—60.
- [24] *Allen H. W.* // Phys. Rev. 1937. Vol. 52. N 7. P. 707—710.
- [25] *Dutton J.* // J. Chem. Ref. Data. 1975. Vol. 4. N 3.
- [26] *Таблицы физических величин* / Под ред. И. К. Киокина. М.: Атомиздат, 1976. 1106 с.
- [27] *Грановский В. Л.* Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971. 543 с.
- [28] *Мак-Даниель И.* Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир. 1967. 832 с.
- [29] *La Verne J. A., Mozumder A.* // J. Phys. Chem. 1985. Vol. 89. N 20. P. 4219—4225.
- [30] *Klots C. E.* // Fundamental Processes in Radiation Chemistry. New York; London; Sidney; Toronto, 1968. P. 1—58.
- [31] *Yansen R. H. G., Kaay W.* // J. Phys. B. 1979. Vol. 12. N 6. P. 979—1002.
- [32] *Nickel J. C., Imre K., Register D. F., Trajmar S.* // J. Phys. B. 1985. Vol. 18. N 1. P. 125—133.
- [33] *Little P. F., Engel A.* // Pros. Roy. Soc. 1954. Vol. 224. N 1157. P. 209—227.

Институт теплофизики СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
12 мая 1988 г.
В окончательной редакции
18 сентября 1990 г.