

А.П. Бохан, П.А. Бохан

Физические процессы в открытом разряде*Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск*

Поступила в редакцию 27.11.2001 г.

Исследованы физические процессы в открытом разряде, ответственные за получение высокой эффективности генерации электронного пучка. Показано, что она обеспечивается за счет эмиссии электронов под действием фотоподсветки при сильном искажении поля в ускорительном зазоре с одновременным подавлением в нем процессов размножения. Достигнута практическая эффективность генерации электронного пучка 99,8%.

Введение

Открытый разряд (ОР) [1] возникает в узком зазоре между катодом и перфорированным анодом, за которым расположено протяженное дрейфовое пространство. Благодаря способности с высокой эффективностью генерировать электронный пучок (ЭП) кэВ-энергий, ОР является перспективным источником накачки газовых лазеров среднего давления [2–5]. Однако и он сам является объектом интенсивных исследований. Тем не менее несмотря на двадцатилетие с момента первых сообщений [6, 7] и выход в свет более 100 публикаций на эту тему [8], по существу, основные особенности ОР, в том числе его место среди других разрядов, не установлены. Главными дискуссионными вопросами, правильные ответы на которые как раз и определяют основные перспективы использования ОР, являются следующие:

1. Является ли фотоподсветка из дрейфового пространства (ДП) преобладающим или по крайней мере существенным каналом эмиссии электронов? В первых работах предполагалось, что фотоэмиссия является основным поставщиком электронов в ток пучка [1, 9, 10]. Однако позднее этот подход был отвергнут в работах [11–14] в пользу механизма ион-электронной эмиссии, как и в аномальных разрядах (АР) с ЭП [15].

2. Является ли открытый разряд известным аномальным и, следовательно, подчиняется ли его основным законам, в частности вольт-амперная характеристика (ВАХ) в Не закону [10]:

$$j/p^2 = 2,5 \cdot 10^{-10} U_c^3, \quad (1)$$

где j — плотность тока; p — давление газа; U_c — катодное падение потенциала.

Впервые на необычность ВАХ открытого разряда было указано в работе [16]. Однако в публикации [10] был сформулирован вывод о том, что в широком диапазоне условий ВАХ открытого разряда подчиняется закону (1) и тем самым открытый разряд практически ничем не отличается от аномального разряда. Это резко ограничивает круг применений ОР вследствие интенсивного распыления катода и невозможности генерации в обычном АР при $p_{\text{He}} > 3$ торр ЭП с высокой эффективностью η [15, 17, 18].

3. Где происходит ускорение электронов: в узкой прикатодной области или во всем ускорительном зазоре (УЗ)? Имеющиеся экспериментальные работы по измере-

нию поля в УЗ [19–21] плохо стыкуются между собой и с теоретическими расчетами [5]. Между тем характер распределения поля играет исключительно важную роль в механизме горения ОР и формирования его важнейших характеристик. При распределении поля, близком к равномерному [21], невозможно получить $\eta \sim \mu$ (μ — геометрическая прозрачность сетчатого анода), так как известно [22], что в этом случае сетка перехватывает значительно большую часть ЭП, чем это следует из геометрии конструкции. С другой стороны, из измерений [19] следует, что в плотном ОР $pl_0 \ll 0,37 pl_n$. Это противоречит известному соотношению для тлеющего разряда $pl_a \geq 0,37 pl_n$ (l_0, l_a, l_n — соответственно длина области катодного падения потенциала (КПП) в открытом, аномальном и нормальном разрядах). Соотношение $pl_0 \ll 0,37 pl_n$, в принципе, позволяет получать $\eta \sim \mu$, но сразу выводит ОР из числа тлеющих разрядов.

Таким образом, состояние работ по физике ОР в настоящее время нельзя считать удовлетворительным. Требуется как пересмотр уже известных результатов, так и постановка новых исследований, которые помогли бы преодолеть отмеченные выше затруднения. Это является главной задачей, рассматриваемой в настоящей статье.

1. Аппаратура и методика исследований

Экспериментальные исследования проводились в газоразрядных ячейках с дополнительной сеткой [23]. Это позволило независимо управлять подсветкой из ДП и удерживать провисание поля [24, 25] в него.

Были использованы наборы одинаковых ячеек, но с разными длинами ДП и площадью открытой части катода. Это дало возможность исследовать свойства ОР в зависимости от мощности фотоподсветки, которая связана с диаметром катода, и области свечения в ДП согласно формуле:

$$I_s = \frac{1}{2} I_0 \int_0^h \int_0^R \frac{rz}{(r^2 + z^2)^2} dr dz, \quad (2)$$

где I_0 — удельная интенсивность излучения; R — радиус открытой части катода; h — длина ДП.

Исследовались в основном два режима горения ОР: 1 — непрерывный режим с плотностью тока до 5 мА/см², 2 — квазинепрерывный режим с плотностью тока до 1 А/см² и длительностью прямоугольного импульса $\tau = 10$ мкс и до 10 А/см² при $\tau = 1$ мкс.

2. Фотоэмиссия электронов в открытом разряде

2.1. Влияние разряда в дрейфовом пространстве на свойства открытого разряда

В известных публикациях по ОР нет прямых доказательств существования фотоэмиссии с катода под действием ВУФ-излучения из ДП. С целью их получения в данной работе в ДП зажигался постоянный разряд, в котором коллектор служил катодом. К ускорительному зазору также прикладывалось постоянное напряжение, и в нем измерялся ток в зависимости от различных условий.

Из рис. 1 видна сложная зависимость тока в зазоре от приложенного к нему напряжения U_g . В первую очередь следует отметить, что ток газонаполненного диода значительно уступает току вакуумного диода $j_g = 2,34 \cdot 10^{-6} l_g^2 U_g^{3/2}$ (зависимость 7, l_g – длина зазора) даже в диапазоне напряжений 1–10 В, где фототок еще далек от насыщения и не зависит от интенсивности УФ-подсветки. Особенно велико это различие при повышенных давлениях He. При напряжениях $U_g = 50 \div 100$ В фототок начинает входить в первую фазу насыщения, причем появляется его зависимость от интенсивности подсветки. Однако при $U_g \geq 100$ В вероятность ионизации гелия ускоренным первичным фотоэлектроном при пересечении им зазора становится близкой к единице, что в итоге приводит при $U_g = 400$ В почти к трехкратному росту тока по сравнению с его величиной на первом плато. При $U_g > 400$ В ток в диоде начинает уменьшаться, затем при $U_g > 560$ В начинается резкий подъем. Спад объясняется прохождением области энергий с максимальной величиной размножения электронов. Согласно теории убегания электронов, развитой в [26], начало убегания в He в наших условиях начинается с напряжения $U_g \sim 200$ В. При $U_g > 400$ В эффект убегания электронов, в том числе и вторичных, количество которых уменьшается, становится настолько значительным, что приводит к падающей ВАХ. Однако при $U_g > 560$ В проникновение электронов пучка в дрейфовое пространство и возбуждение ими рабочего газа становятся существенным фактором в УФ-подсветке, что приводит к росту тока. Эта стадия носит ярко выраженный характер пробоя, осуществляемого в диапазоне напряжений 570–600 В. При $U_g \geq 600$ В ток в ускорительном зазоре уже развивается по законам открытого разряда.

Пороговая напряженность поля, при которой возникает ОР, равна $E/N = 1,67 \cdot 10^3$ ТД, а при $E/N \geq 1,77 \cdot 10^3$ ТД ($U_g > 600$ В) разряд становится вполне ясно выраженным ОР (E — напряженность поля, N — концентрация частиц; 1 ТД = 10^{-17} В · см²). В данном случае он является несамостоятельным ОР, так как выключение искусственной фотоподсветки или снижение ее мощности гасит разряд в ускорительном зазоре. Самостоятельный ОР горит при $E/N > 2,5 \cdot 10^3$ ТД.

Полученные данные являются прямым доказательством существования значительной фотоэмиссии с катода УЗ от УФ-подсветки из дрейфового пространства. Для исследования ее влияния на характеристики ОР в промежутке катод – анод с диаметром сетки $d_g = 12,5$ мм зажигался самостоятельный непрерывный разряд в гелии. Для его стабилизации последовательно включалось балластное сопротивление R_b . Измерялись общий ток разряда и напряжение на ускорительном зазоре. Затем к промежутку 2-я сетка – коллектор электронов (КЭ) прикладывалось постоянное

напряжение и измерялись характеристики разряда в УЗ. Обширные исследования в самых разнообразных условиях показали, что подача напряжения на дрейфовое пространство всегда приводила к увеличению тока в УЗ. Частично данные об этом воздействии приведены в [23], более подробные будут даны в последующей публикации.

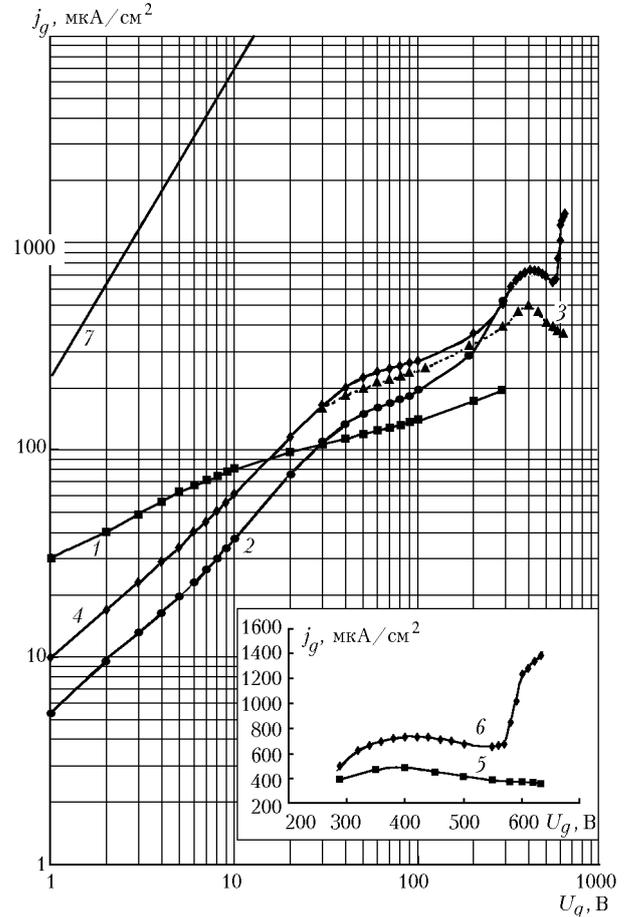


Рис. 1. Зависимость плотности тока в зазоре от напряжения: 1, 2 – p_{He} соответственно 5 и 15,5 торр; 3–6 – $p_{He} = 9,6$ торр; 1–3, 5 – $I_d = 2,5$ mA; 4, 6 – $I_d = 7,5$ mA (I_d – ток в ДП)

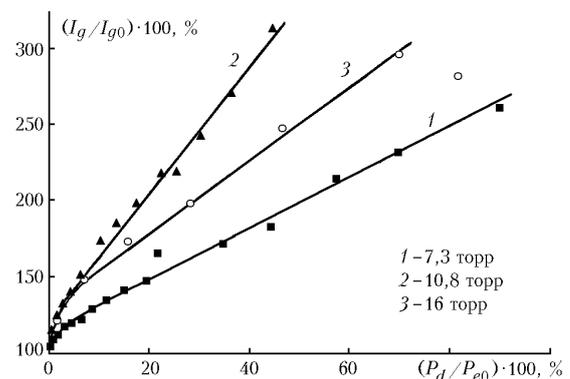


Рис. 2. Зависимость прироста тока в зазоре от относительной мощности разряда в дрейфовом пространстве: 1, 2 – непрерывный режим; 3 – квазинепрерывный режим; $I_{g0} = 1,5$ mA (1, 2) и 0,4 A (3)

В качестве примера на рис. 2 показаны зависимости прироста тока в УЗ $(I_g/I_{g0}) \cdot 100\%$ по сравнению с первоначальным

чальным от отношения $(P_d/P_{e0}) \cdot 100\%$, где P_{e0} – мощность, рассеиваемая быстрыми электронами пучка при их движении в дрейфовом пространстве при $I = I_{g0}$, и P_d – мощность разряда в дрейфовом пространстве, вычисляемая из соотношения $P_d = U_d I_d$ (U_d , I_d – соответственно напряжение, приложенное к ДП, и ток несамостоятельного разряда через него). Энергетические потери электронов кэВ-энергий вычислялись на основе данных работ [5, 27–29]. Из рис. 2 видно, что разряд в ДП сильнейшим образом влияет на ток в УЗ. Это влияние может быть обусловлено только фотоподсветкой, так как скорость дрейфа ионов из ДП под действием поля более чем на порядок ниже тепловой [30].

2.2. Механизмы генерации ВУФ-излучения в открытом разряде

Как было показано выше, излучение, генерируемое в ОР, влияет на ток в ускорительном зазоре и, следовательно, на эмиссию электронов с катода. Она осуществляется под действием излучения в вакуумном ультрафиолете (ВУФ-квантов), возникающего при переходах с резонансного и других возбужденных состояний атомов в основное. Возбуждение состояний происходит при соударениях с электронами пучка, ускоряющимися в УЗ и вылетающими в дрейфовое пространство, а также в результате генерирования электрических полей, сопровождающих возникновение и распространение пучка [24, 31]. Средняя энергия ВУФ-квантов в He $h\nu_{He} \sim 22$ эВ и в Ne $h\nu_{Ne} \sim 17,5$ эВ. Для этого излучения, согласно данным работ [32–37], при использовании массивных катодов в ОР из Al, Fe, Mo, Ta, W коэффициент фотоэмиссии $\gamma_p = 0,15-0,2$.

В конечном итоге нас интересует количество электронов $\gamma_{\Sigma p}$, эмитируемых с катода под действием ВУФ-квантов, генерируемых при торможении одного электрона. Условием преобладания фотоэмиссии и получения $\eta \sim \mu$ является необходимость выполнения соотношения $\gamma_{\Sigma p} \sim 1$. Величину $\gamma_{\Sigma p}$ можно записать следующим образом:

$$\gamma_{\Sigma p} = \gamma_p \mu (hv)^{-1} \sum_i \int (dE_i / dx) I_{si}(x) \eta_r(x) dx, \quad (3)$$

где dE_i/dx – энергетические потери всех видов, возникающие при распространении пучка в ДП; I_{si} – геометрический фактор (2); η_r – доля энергии, затрачиваемая на возбуждение излучающих состояний атомов рабочего газа. Увеличение γ_p при наклонном падении [33, 38, 39] не учитывалось. Рассмотрим наиболее важные процессы генерации ВУФ-излучения и оценим их вклад в $\gamma_{\Sigma p}$:

параметр γ_{p1} обусловлен прямыми энергетическими потерями электронов пучка при их движении в материальной среде, которые вычислялись на основе данных [5, 28]. Согласно работе [29] при возбуждении ЭП $\eta_r = 0,3$, а остальные $\sim 70\%$ приходится на ионизацию. На резонансное состояние приходится 2/3 энергии возбуждения. Более поздние расчеты [5] дают $\sim 51\%$ на ионизацию, а остальное – на возбуждение. Для Ne η_r несколько выше. Учитывалось также пленение излучения. В непрерывном режиме, как и для Zn, Hg [40], η_r гораздо выше благодаря рекомбинационному потоку и составляет $\sim 0,8$;

γ_{p2} – генерацией индукционных и компенсационных [24, 31] токов, значительно уменьшающих глубину проникновения ЭП. Этот эффект легко учесть, основываясь на экспериментальных данных по глубине проникновения ЭП [41, 42]. В возникающем при этом разряде $\eta_r = 0,5$ для Ne и $\eta_r = 0,6$ для He;

γ_{p3} – провисанием поля в ДП и возбуждением рабочего газа в несамостоятельном разряде в области этого поля. Она играет заметную роль только в непрерывных пучках и в начальной стадии импульсного пучка, когда поле в зазоре не искажено объемными зарядами [19–21];

γ_{p4} – неупругим и упругим рассеянием быстрых электронов от поверхности анодной сетки [43–47] и возбуждением ими рабочего газа;

γ_{p5} – вторичной электронной эмиссией с анода [43–45];

γ_{p6} – возбуждением газа в зазоре стартующими с катода электронами на стадии их разгона, а также ускоряющимися вторичными электронами.

Таблица 1

№ п/п	l_g/h_d	S_c	Газ	P , торр	Режим	U_g , кВ	$j_g = I_g/S$, А/см ²	γ_{p1}	γ_{p2}	γ_{p3}	γ_{p4}	γ_{p5}	γ_{p6}	$\gamma_{\Sigma p}$	$(I_e/I_e)\gamma_{\Sigma l}$	Литература
	1	2														
1	1/22	1,2	Ne	3,2	Н	0,9	0,0015	0,67	—	0,09	0,09	0,04	0,16	1,05	0,04	н.р.
2	0,7/50	33	He	2,0	Н	5,0	0,0133	0,43	—	> 0,8	—	—	—	> 1,2	0,04	[48]
3	1/22	1,2	He	10,6	Н	1,12	0,001	0,63	—	0,09	0,08	0,04	0,28	1,12	0,07	н.р.
4	1/20	0,5	Ne	4,5	КН	2,46	0,41	0,42	—	0,25	0,15	0,10	0,25	1,17	0,03	[19]
5	0,5/50	0,8	He	30	И	5,8	30,6	0,17	0,61	—	0,21	—	0,13	1,12	0,03	[24]
5'	0,5/50	0,8	He	30	И	7,8	< 10 ⁻²	0,15	—	0,96	0,27	0,19	0,13	1,7	0,02	[24]
6	1/50	1	Ne	7,5	И	3,8	30,0	0,36	2,08	—	0,17	—	0,42	3,03	—	[42]
7	1/30	1	Ne	2,2	КН	8,5	0,2	0,09	—	0,68	0,32	0,20	0,1	1,11	—	[14]
7'	4/30	1	Ne	2,2	КН	7,3	2,7	0,10	—	0,05	0,28	0,02	0,72	1,17	—	[14]
8	4,5/99	10 ³	Ne	2,3	И	8	3,0	0,82	—	0,10	0,28	0,03	0,20	1,43	—	[4]
9	—	—	He	2,0	Н	0,165	10 ⁻⁵	0,03	—	—	0,01	—	0,026	0,066	—	[49]

Примечания: Н – непрерывный режим; КН – квазинепрерывный режим; И – импульсный; н.р. – настоящая работа.

В табл. 1 приведены результаты расчета суммарной величины $\gamma_{\Sigma p}$ для типичных примеров генерации ЭП в ОР в широком диапазоне условий. Для оценки применимости методики расчетов в последней строке приведены результаты по $\gamma_{\Sigma p}$ в классическом случае нормального тлеющего разряда в He [49], $p_{He} = 2$ торр, $d_c = 9,3$ см,

$l_g = 1,6$ см. Из табл. 1 видно, что для нормального разряда $\gamma_{\Sigma p} = 0,066 \ll 1$ и фотоподсветка вносит малый вклад в эмиссию электронов. Во всех рассмотренных случаях в ОР $\gamma_{\Sigma p} > 1$ что подтверждает вывод о значительном влиянии фотоподсветки на эмиссию электронов на всех стадиях и в любых режимах ОР.

Для того чтобы установить, является ли фотоподсветка решающим фактором, определяющим свойства ОР, необходимо исследовать условия самостоятельности и их связь с механизмом эмиссии и надежно установленными основными параметрами ОР, в частности эффективностью генерации ЭП.

3. Эффективность генерации электронного пучка и ее связь с условиями самостоятельности разряда и механизмом эмиссии электронов

Высокая, порядка геометрической прозрачности анодной сетки, эффективность генерации электронного пучка в ОР накладывает определенные ограничения на выполнение условий самостоятельности и механизм эмиссии электронов. Для иллюстрации проанализируем упомянутый ранее эксперимент работы [24], который автор статей [12, 14] рассматривается как типичный для импульсного ОР и необъяснимый с точки зрения фотоэлектронного механизма. На рис. 3 приведены осциллограммы напряжения U_g на ускорительном зазоре (1), тока ЭП I_e (2) и анода I_a (3) в гелии при давлении 4 кПа и геометрической прозрачности анодной сетки $\mu = 0,75$. Из рис. 3 видно, что эффективность генерации пучка за анодом в максимуме тока ЭП

$$\eta = I_e / (I_e + I_a) = 22,4 / (22,4 + 8,2) = 0,732. \quad (4)$$

Так как часть пучка перехватывается сеткой, то полезно для физических исследований использовать понятие внутренней эффективности генерации ЭП в зазоре η_{in} [19], которая равна η при $\mu \rightarrow 1$:

$$\eta_{in} = I_{e0} / I_e + I_a = I_e / (I_e + I_a) \mu = \eta / \mu, \quad (5)$$

где $I_{e0} = I_e \mu$ – ток пучка внутри зазора. Для цитируемого случая $\mu = 0,75$ и $\eta_{in} = 0,976$.

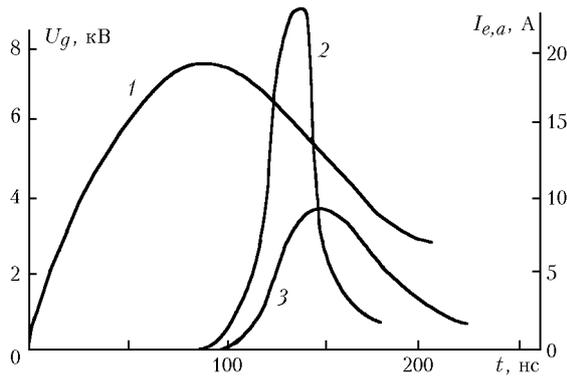


Рис. 3. Осциллограммы импульсов напряжения на катоде (1), тока ЭП на коллекторе (2) и тока в анодной цепи (3) при $l_g = 0,5$ мм, $p_{He} = 4$ кПа и площади катода $S_c = 0,8$ см² [24]

Рассмотрим ограничения, которые величина $\eta_{in} = 0,976$ накладывает на механизм эмиссии электронов. При фотоэмиссии получение $\eta_{in} \sim 1$, если $\gamma_{\Sigma p} > 1$, выполняется автоматически, когда ионный ток на катод мал. То же самое относится и к условию самостоятельности. Однако выполнение соотношения $\gamma_{\Sigma p} > 1$ еще не означает, что,

например, импульсный ОР является фотоэлектронным. Может оказаться так, что каждый вылетевший из катода электрон создает столько ионов и такой энергии, что суммарная эмиссия под их действием будет намного выше, чем фотоэмиссия, как и в обычных тлеющих разрядах. Поэтому необходимо рассмотреть вклад в эмиссию электронов при бомбардировке катода тяжелыми частицами.

3.1. Механизм ион-электронной эмиссии

Для того чтобы определить вклад ионной бомбардировки катода в эмиссию электронов, представим ток анода в виде тока ЭП, перехватываемого сеткой, и тока вторичных электронов в зазоре, компенсирующих ток ионов на катод I_i :

$$I_a = I_{e0} (1 - \mu) + I_i. \quad (6)$$

Можно показать, что

$$I_{e0} / I_i = \eta_{in} / (1 - \eta_{in}), \quad (7)$$

а это приводит к величине

$$I_{e0} / I_i = 40,7. \quad (8)$$

Соотношение (8) означает, что каждый ион, достигший катода, должен выбить из него ~ 41 электрон, т.е. коэффициент ион-электронной эмиссии должен составлять величину $\gamma_i \sim 41$. В действительности для Al-катода, используемого в работе [23], $\gamma_i \sim 0,48$ [32, 50], если энергия ионов $E_i = 6$ кэВ. Последнее условие выполняется, когда ускорение ионов осуществляется на длине области l_0 катодного падения потенциала порядка длины пробега иона до столкновения в реакции перезарядки $l_0 \sim \lambda_c$ [19], причем все приложенное напряжение U_g сосредоточено в области l_0 . Таким образом, реальный коэффициент ион-электронной эмиссии на два порядка ниже, чем это требуется для объяснения экспериментально измеренной эффективности генерации ЭП.

3.2. Механизм атомно-электронной эмиссии

Ускорение ионов до энергии $E_i \sim eU_g = 6$ кэВ осуществляется только в том случае, если $l_0 \sim \lambda_c$. При $l_0 > \lambda_c$ ион приобретает меньшую энергию из-за потерь в реакции резонансной перезарядки. Соответственно γ_i уменьшается [32, 50]. Однако в реакции акта перезарядки появляются быстрые атомы, которые также могут вызвать эмиссию электронов с коэффициентом γ_a . Рассчитаем этот эффект.

По-прежнему полагаем, что основное падение потенциала сосредоточено в прикатодной области, но его длина может быть произвольной вплоть до длины КПП нормального разряда [51]. По мере удлинения l_0 суммарную эмиссию электронов $\gamma_{\Sigma i}$ на один ион, достигший катода, можно рассчитать по стандартным методикам [15, 52]. В расчетах принимались во внимание данные по γ_i при $E_i > 2$ кэВ из [32, 50, 53, 54], при $E_i < 2$ кэВ из [55, 56], а для γ_a – из [38, 55, 56]. Сечения перезарядки и упругого рассеяния для гелия взяты из [45, 57–59], для Ne – из [45, 59, 60]. Полученный график для гелия представлен на рис. 4. Согласно ему $\gamma_{\Sigma i}(\max) = \gamma_i + \Sigma \gamma_a = 0,72$. Эта величина значительно (в ~ 57 раз) уступает γ , необходимой для выполнения соотношения (8).

3.3. Влияние состояния поверхности на $\gamma_{\Sigma i}$

Из-за загрязнения рабочего газа и образования поверхностных слоев на катоде $\gamma_{\Sigma i}$ в реальных пучковых экспериментах может оказаться значительно выше используемой из рис. 4 [38, 52, 61–63]. Поэтому в генераторах электронных пучков на основе аномальных разрядов в условиях технического вакуума эффективная $\gamma_{\Sigma i}$ вычисляется из соотношения мощности, переносимой электронными пучками, и мощности, рассеиваемой на катоде [15]. Полученная таким образом эмпирическая зависимость имеет вид $\gamma_{\Sigma i} \sim 0,2 \cdot 10^{-3} eU_g$. Для Al в [15] $\gamma_{\Sigma i} \sim 1$ для $U_g = 6$ кВ, что в 1,4 выше, чем для сверхвысокого вакуума (рис. 4), но тем не менее в 40 раз ниже, чем это требуется для интерпретации эксперимента [24].

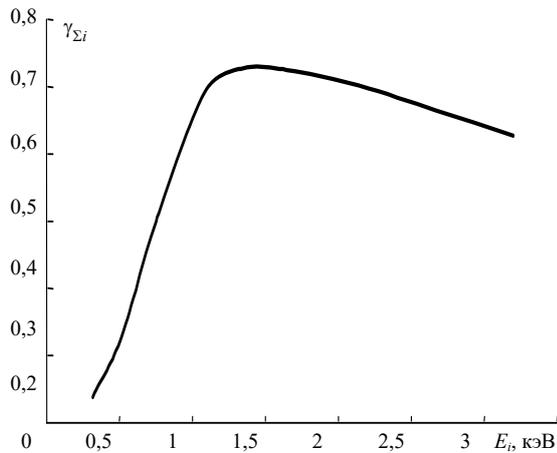


Рис. 4. Зависимость суммарного выхода электронов от энергии ионов и быстрых атомов при напряжении на зазоре 6 кВ

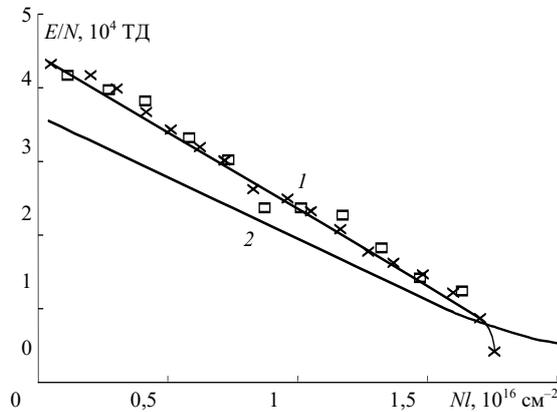


Рис. 5. Распределение напряженности поля в аномальном разряде с ЭП (1) [64] и в открытом разряде (2) [21, 52] (\times , \square – p_{He} соответственно 1,3 и 2,3 торр)

Для повышения $\gamma_{\Sigma i}$ в генераторах ЭП на основе АР используются смеси с добавками O_2 с целью формирования на поверхности катода оптимальной толщины пленки Al_2O_3 , обладающей наиболее высокой $\gamma_{i,a}$ [17]. На рис. 5 приведено распределение потенциала (кривая 1) в прикатодной области таких разрядов (в координатах NI , l – расстояние от катода) [64], а также распределение потенциала (кривая 2) в ОР, используемое в работе [52] для расчета $\gamma_{\Sigma i}$. Видно, что для условий [64] E/N и, следова-

тельно, эффективная $\gamma_{\Sigma i}$ выше, чем для условий [52]. Однако для обоих давлений $\eta < 40\%$ [17, 65] (значению $\eta \sim 40\%$ в [17, 65] соответствуют большие токи, температуры и E/N , чем те, при которых измерено распределение потенциала в [64]). Следовательно в условиях [17, 65] и тем более в [52] $\gamma_{\Sigma i} < 0,7$, что в 60 раз ниже, чем требуется для интерпретации эксперимента [24]. Реальный вклад эмиссии под действием тяжелых частиц в общий ток ОР, рассчитанный на основе современных данных по γ_i , γ_a и измеренной η , представлен в 15-й колонке табл. 1.

4. Вольт-амперные характеристики и их временная эволюция

Изучение ВАХ, их временной эволюции и зависимости от геометрии разряда является важнейшим методом исследования механизма функционирования ОР. К настоящему времени наиболее полно исследованы импульсный и непрерывный режимы горения. Анализ литературных данных, приведенных в табл. 2, показывает, что в обоих режимах ВАХ ОР сильно отличаются от ВАХ АР. Данные о плотности тока ОР в эксперименте — j_g и по расчетам согласно формуле (1) для АР — j_{ad} представлены в таблице для разных моментов развития ОР: при напряжении на зазоре $U_g(m)$ – в момент максимума тока и при $U_g(0,5)$ – в момент, когда ток на спаде импульса уменьшается вдвое; для непрерывного режима $U_g(m)$ – постоянное напряжение на зазоре. Для сравнения здесь же приведены данные по плотности тока в классическом аномальном разряде с электронным пучком из работ [18, 65].

Таблица 2

№ п/п	Давление He, торр	$U_g(m)$, кВ	$U_g(0,5)$, кВ	j_g , А/см ²	j_{ad} , А/см ²	$\frac{j_{ad}}{j_g}$	Литература
<i>Непрерывный режим</i>							
1	1	5	—	0,114	0,312	2,74	[65]
2	1	2,5	—	0,025	0,039	1,56	[65]
3	2,0	5,45	—	0,021	1,62	77	[48]
4	7,3	1,72	—	0,0015	0,68	453	н.р.
5	11	1,04	—	0,001	0,34	340	[23]
6*	9,6	0,63	—	0,00137	0,058	42	н.р.
<i>Импульсный режим</i>							
7	3	2,38	—	0,425	0,303	0,71	[18]
8	20	7,8	—	45	475	10,6	[21]
9	20	—	5,1	22,5	132	5,9	[21]
10	40	4	—	60	256	4,3	[7]
11	40	4,8	—	37	442	11,9	[21]
12	40	—	3,9	19	237	12,5	[21]

* ОР с искусственной фотоподсветкой (см. рис. 1).

Отличие ВАХ открытого разряда от ВАХ аномального разряда, демонстрируемое в табл. 2, обусловлено, прежде всего, разными механизмами эмиссии электронов с катода. В силу фотоэлектронного характера эмиссии в ОР ток этого разряда всегда меньше и зависит от размеров дрейфового пространства и геометрической прозрачности сетки. Это отмечалось во всех работах по изучению ОР. Подробно это воздействие для импульсного ОР изучено в работе [25]. В настоящей работе приводятся данные для непрерывного ОР.

На рис. 6,а приведено семейство зависимостей плотности тока в зазоре от площади поперечного сечения пучка для случая, когда часть катода закрыта слюдяной пластиной. Здесь же пунктирной линией приведена зависимость

относительной освещенности катода от площади его открытой части. Видно, что при увеличении фотоподсветки, обусловленной геометрией ячеек (2), увеличивается плотность тока, как и в импульсном разряде при изменении μ [25]. Примечательной особенностью данных, представленных на рис. 6, является то, что не только плотность тока, но и эффективность генерации пучка существенно зависят от его поперечных размеров. Этот факт прямо указывает на фотоэлектронный характер эмиссии в данных условиях.

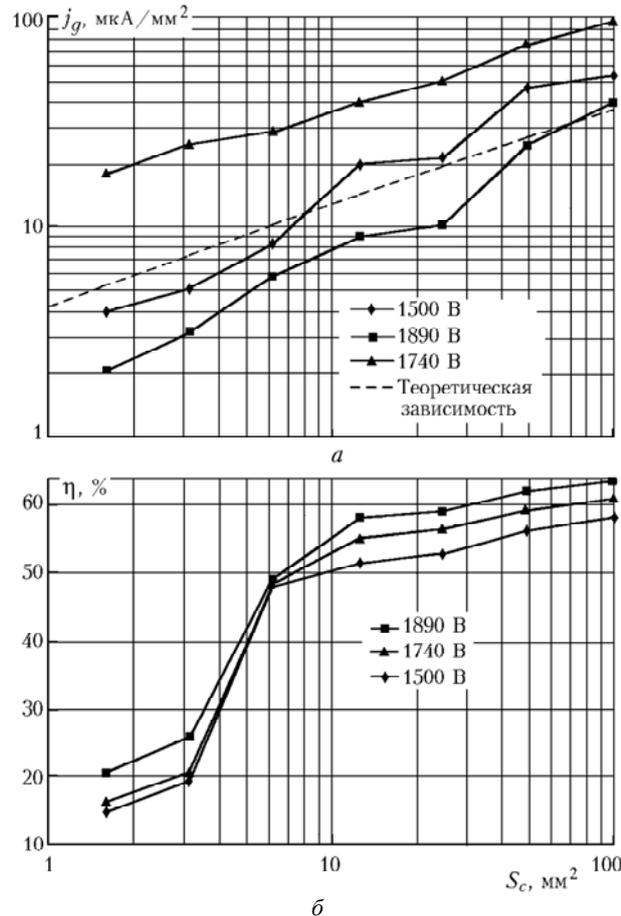


Рис. 6. Зависимость плотности тока (а) и эффективности генерации (б) от площади открытой части катода и напряжения на зазоре. p_{He} : \square – 1,6 торр; \blacktriangle , \blacklozenge – 2,6 торр

Исследование ВАХ в квазинепрерывном режиме проведено только в работе [10], где говорится, что при увеличении длительности импульса образуется квазистационарная стадия открытого разряда, ВАХ которого в широком диапазоне условий подчиняется закону (1). Ввиду важности выводов по физическим процессам в ОР, которые следуют из работы [10] (например, в [14]), возникает необходимость независимого изучения ВАХ квазистационарного разряда. Результаты таких исследований представлены ниже. Для сравнения с данными других авторов измерения в основном были выполнены с рабочим газом He. Диапазон токов от 30 mA/cm^2 до 1 A/cm^2 при длительности прямоугольного импульса $\tau = 10 \text{ мкс}$ и до 10 A/cm^2 при $\tau = 1 \text{ мкс}$, давление He 16–30 торр.

На рис. 7 кривыми 1–3 представлены ВАХ для квазинепрерывного разряда при различных давлениях гелия, близких к оптимальным для горения ОР и генерации пучка, $p l_g = 1,6\text{--}3 \text{ торр}\cdot\text{см}$ ($(p l_g)_{\text{opt}} = 2 \text{ торр}\cdot\text{см}$ [7]), а также ВАХ аномального разряда [10] (кривая 4). В наиболее широком диапазоне изменения j – от 30 mA/cm^2 до 10 A/cm^2 измерена ВАХ для $p_{\text{He}} = 16 \text{ торр}$. При больших давлениях He квазистационарную фазу разряда при высоких j получить не удастся из-за экспоненциального нарастания тока даже при $R_b = 0,5 \text{ k}\Omega$. Из рисунка видно, что ВАХ открытого разряда резко отличаются от ВАХ аномального разряда как количественно, так и качественно. Эти различия тем меньше, чем больше давление He. В первую очередь следует отметить отсутствие закона типа (1) для ВАХ, т.е. при каждом p ВАХ индивидуальна. Также обращает на себя внимание наличие изломов на ВАХ открытого разряда, которые определяются сложной зависимостью интенсивности фотоподсветки от условий возбуждения.

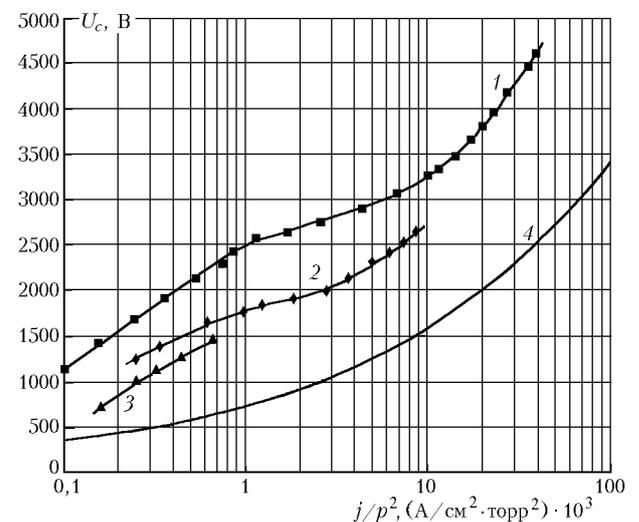


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики открытого (1–3) и аномального разряда (4). 1–3 – давление He соответственно 16; 24; 30 торр; 4 – из работы [10]

Неожиданной особенностью разряда при высоких $j \geq 5 \text{ A/cm}^2$ является то, что к концу импульса плотность тока падает, а напряжение либо стабилизируется, либо даже начинает возрастать. Два процесса, ведущие к ослаблению УФ-подсветки и соответственно тока в зазоре, вызывают этот спад: а) полная нейтрализация индукционного и компенсационного токов; б) тушение электронами излучающих состояний He.

Поскольку эмиссия электронов обусловлена фотоподсветкой, то ВАХ для ОР должна зависеть от геометрии дрейфового пространства и способа заземления анода [23], как и в случае непрерывного и импульсного режимов. В качестве примера на рис. 8 приведены зависимости усиления тока j/j_0 в зазоре при переходе от $S_c = 0,5 \text{ см}^2$ к $S_c = 1 \text{ см}^2$ (кривая 1, $\tau = 10 \text{ мкс}$, U_g изменяется от 0,875 до 3,16 кВ, первые 3 точки при малых токах получены для непрерывного режима); при увеличении длины дрейфового пространства с $h = 0,3 \text{ см}$ до $h = 2 \text{ см}$ (кривая 2, $\tau = 2 \text{ мкс}$, $U_g = 1,87\text{--}3,46 \text{ кВ}$) и при переходе от схемы с заземленным анодом к аноду под плавающим потенциалом (кривая 3, $U_g = 1,43\text{--}2,52 \text{ кВ}$, $\tau = 4 \text{ мкс}$).

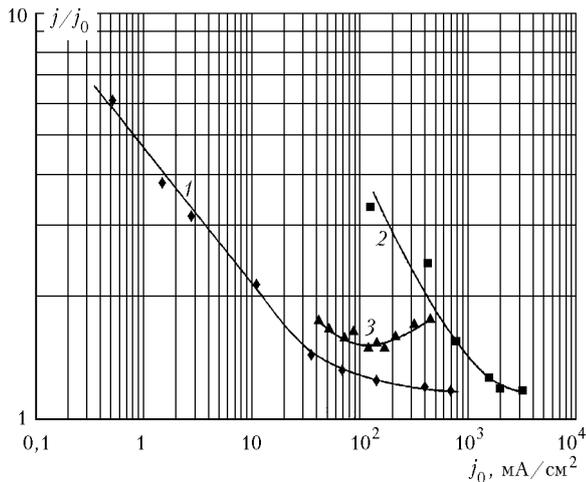


Рис. 8. Зависимость относительного прироста плотности тока j/j_0 :
 1 – $p_{\text{He}} = 3,5$ торр, $\tau_p = 10$ мкс; 2 – $p_{\text{He}} = 5,1$ торр, $\tau_p = 2$ мкс;
 3 – $p_{\text{He}} = 10$ торр, $\tau_p = 4$ мкс

5. Обсуждение результатов

Данные, представленные в разд. 1–3, свидетельствуют о глубоких отличиях открытого разряда от известного аномального. В частности, прямыми экспериментами подтверждена главная особенность – фотоэлектронный характер ОР, обеспечивающий его способность к необычайно высокой эффективности генерации ЭП при сравнительно низком напряжении (единицы киловольт) и высоком давлении (десятки торр He). Ниже обсуждаются другие особенности ОР. Исключительно важную роль в функционировании открытого разряда играет характер распределения потенциала в зазоре. Так как это вопрос не рассматривался выше, то обсуждение целесообразно начать с него.

5.1. Распределение потенциала в разрядном зазоре, его эволюция во времени и связь с эффективностью генерации электронных пучков

Предположение о существовании резко неоднородного распределения потенциала в УЗ, основанное на косвенных данных, было высказано в работе [1]. Прямые зондовые измерения [19] показали, что длина КПП при токах больше 20 A/cm^2 составляет $l_0 \sim \lambda_c$. Поляризационные измерения, выполненные для начальной стадии разряда в максимуме амплитуды напряжения [20] (подробнее [66]), показали, что уже для этого случая поле у катода более чем на порядок сильнее, чем в зазоре. Сравнение данных [19] для начальной фазы разряда и [20] при близких плотностях тока показывает, что между ними наблюдается не плохая корреляция. Представления о сильном поле у катода, основываясь на косвенных данных, придерживаются авторы [10, 14].

Противоположная точка зрения выражена в [21]. Из нее следует, что если поле и искажено, то только в заключительной фазе разряда. В максимуме тока и на переднем фронте искажение слабое и не позволяет оперировать понятием КПП. Различия авторы объясняют тем, что при использовании зондов в виде сеток [19] между ними возникает искрение, поэтому измерения [19] не верны. Отметим, что утверждение об искрении в условиях [19] не соот-

ветствует действительности. Наоборот, конструкции с сетками, находящимися под плавающими потенциалами, обладают высокой стабильностью в работе и используются для получения ЭП с повышенными характеристиками [48].

Представление о слабом искажении поля в зазоре находится в противоречии с получением $\eta \sim \mu$ в начальной стадии разряда [14, 25]. В самом деле, при слабом искажении поля оно проникает за сетку, нарушая параллельность силовых линий в зазоре. Это ведет к искривлению траектории движения электронов и перехвату сеткой значительной части тока ЭП. Теория этого процесса хорошо развита [22], подтверждена экспериментами и приводит к значению $I_a = 2I_e$ для условий [14]. Соответственно теоретическое значение $\eta_{\text{max}} = 0,33$, а не $\eta = \mu$. Поэтому получение $\eta \sim \mu$ невозможно, если не пересматривать результаты работы [21].

Можно показать, что методика [21] дает сильно завышенные значения потенциала из-за большой емкости зондов и их слабой электрической связи с объемом УЗ. В результате постоянная времени нейтрализации заряда зонда, возникающего при подаче напряжения, $\delta\tau_p > 160$ нс, что значительно больше длительности импульса тока. Поэтому потенциалы зондов в работе [21] в значительной степени отражают лишь слабо возмущенную эволюцию напряжения на катоде, а не действительное распределение $\varphi(x)$ в зазоре. Действительная величина поля в прикатодной области может быть вычислена из следующих предположений.

Электроны, рожденные в зазоре, в ~ 150 раз покидают его быстрее, чем ионы He^+ . Поэтому рост концентрации He^+ искажает поле, противодействуя уходу электронов. Так как $d_z/l_g \gg 1$, то поле ионов можно рассчитать по формуле для зарядов, равномерно распределенных по плоскости, $E_x = \sigma_{yz}/2\epsilon_0$, где σ_{yz} – поверхностная плотность зарядов; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

С другой стороны, $\sigma_{yz} = E_g/\theta \int j(t)dt$, что приводит к следующему выражению для постоянной времени экранирования приложенного поля, т.е. когда $\Delta E_x(\tau_0) = U_g/l_g$:

$$\tau_0 = 2\epsilon_0 U_g S \theta / l_g \langle I_g \rangle E_g, \quad (9)$$

где E_g – энергетические потери электрона пучка в зазоре; θ – энергия, затрачиваемая на образование одного иона He^+ , $E_g/\theta = 0,41$ для $E_e = 6$ кэВ [5].

Расчет по формуле (9) приводит к $\tau_0 = 1,3$ нс в максимуме тока, что гораздо меньше минимального времени пересечения УЗ ионом $\tau_{dr} = 16$ нс, реализующимся при отсутствии искажения поля в зазоре в условиях [24]. Следовательно, искажение поля весьма велико и отслеживает наработку ионов в зазоре. В результате пространственный заряд ионов полностью экранирует внешнее поле в большей части зазора уже в первоначальной фазе разряда и резко замедляет дрейф ионов вне области КПП, что ведет к быстрому «схлопыванию» приложенного поля в узкой прикатодной области.

В пренебрежении уходом ионов на катод на переднем фронте к моменту пика тока в зазоре производится $n_i = 1,61 \cdot 10^{12}$ ионов с общим зарядом $q_{yz} = 2,58 \cdot 10^{-7}$ К. Поле этого заряда имеет напряженность $E_x = 1,46 \cdot 10^8$ В/м, что в 12,4 раза сильнее исходного. В результате $l_0 = l_g/12,4 = 4,03 \cdot 10^{-3}$ см, или $l_0 = 3\lambda_c$ ($E_i \sim 2$ кэВ). Обработка осциллограмм рис. 3 дает интегральное значение $q_{yz}(i)$, ушедшего на катод в виде ионного тока,

$q_{\Sigma}(i) = 0,54 \cdot 10^{-8}$ К, или 2% от общего количества, что экспериментально подтверждает вывод о величине поля в зазоре. В работе [21], где длина зазора в 2,4 больше, а ток в 1,2 выше при $p_{\text{He}} = 4$ кПа, $\tau_0 = 0,45$ нс, а характерная длина $l_0 \sim 1,4 \cdot 10^{-3}$ см $\sim \lambda_c$ ($E_i \sim 5$ кэВ).

Так как ионный ток вне области КПП $j_{ig} \sim j_i$, то скорость дрейфа ионов в зазоре равна $V_{dr} \sim j_{ig}/en_i \sim 2 \cdot 10^5$ см/с. Эта скорость соответствует $E/N = 10^2$ ТД [30], или $U_g - U_c = 50$ В, если $l_g - l_c = 0,5$ мм. Таким образом, поле, в отличие от измерений в [21], практически полностью сосредоточено в области КПП. Однако остаточного поля вне КПП достаточно, чтобы время вылета электронов из зазора составляло ~ 1 нс, что поддерживает объемный заряд ионов.

Таким образом, инерционность ионов и отсутствие их необходимости для возникновения и развития ОР приводят к сильному нарушению известного соотношения для АР $pl_a \geq 0,37 pl_n$. В плотном ОР $pl_0 \ll 0,37 pl_n$. Аналогичные нарушения в условиях перенапряжения на разрядном промежутке зарегистрированы еще в работах [46, 67], причем в [46] при разряде в дейтерии $E/N = 3 \cdot 10^5$ ТД и плотности тока всего $j = 0,22$ А/см², измеренная зондовым методом $l_a = 1,1$ см ($p_{D_2} = 0,079$ торр), что составляет $l_a = 0,1 l_n$. Эта величина даже меньше, чем в ОР. Расчет по методике работы [19] дает значение для данного примера $l_0 = 1,48$ см, или $l_0 = 0,135 l_n$.

Существование сильного КПП в сочетании с фотоэмиссией с катода является главной особенностью ОР, обеспечивающей $\eta_{in} > 90\%$ в непрерывном и квазистационарном режимах. В генераторах ЭП на основе АР близкие значения η_{in} , но тем не менее меньше 90%, достигаются только при очень низких рабочих давлениях (обычно меньше 0,1 торр) и высоких напряжениях ($U > 50$ кВ) [46] или при использовании специальных катодов с повышенной эмиссией [15, 17]. При $p_{\text{He}} = 1$ торр η_{in} меньше 80%, а с учетом разогрева газа меньше 50% уже при приведенном к комнатной температуре $p_{\text{He}} \sim 0,3$ торр [17, 64].

Еще более высокая η_{in} в ОР ($> 95\%$) достигается в импульсном режиме на стадии роста и в максимуме тока. Механизм получения столь высокой η_{in} тесно связан с малой длиной КПП и инерционностью ионов, ограничивающей их дрейф на катод из области ослабленного поля. При расчете η по методу [19] ввиду малой толщины катодного слоя, откуда ионы попадают на катод, приближение энергетических потерь [5] в этом случае некорректно, так как вероятность повторной ионизации в КПП рассеянными и вторичными электронами $P_{2i} \sim P_i^2$ значительно меньше, чем первичными P_i . Поэтому она рассчитывалась исходя из известной зависимости сечения ионизации He электронами [68, 69] и характера распределения потенциала в зазоре согласно измеренному в работе [19]. Длина $l_0 = 4,03 \cdot 10^{-3}$ см соответствует $U_c = 0,9 U_{c0}$, где $U_{c0} \sim U_g$ – полная величина КПП. В этих условиях $P_i = 3,3 \cdot 10^{-2}$, при котором ионный ток на катоде $j_i = 0,033 j_e$ и эффективность $\eta_{in} = 0,967$, что согласуется с экспериментальными данными ($\eta_{in} = 0,976$).

В то же время со всей осторожностью необходимо подходить к сообщениям о получении $\eta \sim \mu$ [24] и даже $\eta \sim 1$, т.е. выше μ в [13, 14]. Механизм получения таких фантомных η известен [22] и вызывается паразитными токами благодаря неупругому рассеянию и вторичной электронной эмиссии с анода. Эти процессы нейтрализуются, если имеются сильное КПП и достаточно высокое давление рабочего газа.

5.2. Механизм эмиссии электронов и ВАХ разрядов

В известных публикациях, например в [10, 14], где выдвинут тезис о том, что открытый разряд является известным АР и, следовательно, эмиссия осуществляется под действием тяжелых частиц, приведенные доказательства являются косвенными и основаны на изучении ВАХ в разнообразных условиях. Единственной работой, в которой предпринята попытка вычислить $\gamma_{\Sigma i}$, является публикация [52]. Выше показано, что в условиях [52] $\gamma_{\Sigma i} < 0,7$. Прямые измерения отношения $I_e/I_i = 6,6$ при $U = 80$ кВ и $p_{D_2} = 0,08$ торр в [46] и значении $\eta_{in} < 87\%$ [15] в техническом вакууме при давлении рабочего газа 0,035 торр свидетельствуют о том, что отношение $I_e/I_i = 10$ и тем более $I_e/I_i = 41$ недостижимы при ион-электронном механизме эмиссии. Поэтому в данной статье необходимо обсудить только косвенные доказательства, которые использованы авторами [10, 12–14].

В основу утверждений об идентичности открытого и аномального разрядов положены результаты измерений ВАХ в работе [10], полученные в условиях, представленных в табл. 3. Здесь же приведены оптимальные и граничные условия существования ЭП в ОР из пионерской работы [7]. Видно, что в [10] ВАХ измерены в двух крайних областях: либо при слишком высоких давлениях, где не выполнены пороговые условия по E/N для ОР, либо при слишком низких, где ОР невозможен из-за слабой самоподсветки. Действительные ВАХ квазистационарного ОР в оптимальных условиях значительно сложнее (см. рис. 7), и в первую очередь для них не существует законов подобия типа (1) или ему подобных [15, 46, 67]. Радикально ВАХ в открытых и аномальных разрядах отличаются для непрерывного режима (см. табл. 2). Следовательно, выводы авторов работ [10–14] об идентичности АР и ОР, вытекающие из сходства ВАХ, не обоснованы.

5.3. Эволюция ВАХ во времени и их зависимость от геометрии разряда

Используя полученные выше результаты, рассмотрим свойства ОР, которые автором [12–14] тракуются как совершенно необъяснимые с позиций фотоэлектронного механизма эмиссии и поэтому последний должен быть отвергнут.

1. Анализируя осциллограммы статьи [24] (см. рис. 3 в данной статье), автор в [12] обращает внимание на то, что при спаде напряжения с 6 кВ (максимум тока ЭП) до 3 кВ, благодаря увеличению dE/dx , ток пучка должен возрасти, а не резко падать, как в эксперименте. Поэтому, заключает автор, ОР не имеет фотоэлектронную природу.

По крайней мере, три механизма способствуют падению тока: а) исчезновение фотоподсветки, связанной с провисанием поля в ДП; б) полная нейтрализация индукционного и компенсационного токов; в) тушение резонансного и других излучающих состояний He накопившимися к этому времени вторичными и разрядными электронами в ДП ($n_e \sim 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³). Из строк 5, 5' табл. 1, где рассмотрен этот пример, видно, что суммарная подсветка от возбуждения в провисающем поле (начало импульса) и от генерируемых в ДП токов (фронт импульса) на порядок выше, чем от прямых энергетических потерь пучка. Следовательно, автором [12] рассмотрен лишь один из второстепенных механизмов генерации ВУФ-излучения, мало влияющий на изменение ВАХ во времени.

Таблица 3

№ п/п	Символ на графике	P_d , торр · см	Диапазон U_c , кВ	Диапазон E/N , 10^3 ТД	Литература
1	+	36,4	0,83...1,79	0,06...0,149	[10]
2	▲	18,2	1,02...2,32	0,168...0,36	
3	○	7,0	1,83...4,92	0,74...1,98	
4	●	0,49	1,91...4,01	11...23	
5	⦿	2,0	1,83...2,62	2,6...3,7	
6	◐	1,0	—	—	
7	△	0,49	4,85...6,05	28...35	
8	□	0,28	5,5...6,75	55...67,5	
9	—	2,0 (опт)	4,0	5,6	[7]
9'	—	2,8 Срыв пучка	3,2	4,5	

2. В работах [13, 14] утверждается, что в случае фотоэлектронного механизма эмиссии электронов в ОР ток разряда в квазистационарном режиме, однажды возникнув, неизбежно должен достигать величины тока в вакуумном диоде. В действительности плотность тока в ОР на 4 порядка ниже. Поэтому, заключает автор [13, 14], ток в ОР не может иметь фотоэлектронную природу.

Рассмотрим этот тезис более подробно. Во-первых, ток в газонаполненном диоде не должен быть таким же, как и в вакуумном. Например, из рис. 1 следует, что при $l_g = 1$ мм и $U_g = 6$ В при $p_{He} = 15,5$ торр $j_g = 23$ мкА/см², что более чем на два порядка ниже, чем в вакуумном диоде (3,44 мА/см²). Как и ожидалось, отличие возрастает с ростом давления гелия. Во-вторых, в случае [14] имеется эффективный механизм самостабилизации ОР. Основная подсветка, как следует из строки 7 табл. 1, осуществляется из области провисающего поля. В результате увеличение тока, наоборот, приводит к ослаблению подсветки из-за уменьшения I_0 и провисания поля за анод, и поэтому оно достигается только при росте U_g .

В условиях, когда роль провисающего поля мала, без применения балластного сопротивления при питании прямоугольными импульсами получить квазистационарный режим не удастся, о чем говорилось выше. Но особенно ярко неустойчивость ОР проявляется в непрерывном режиме. Из рис. 2 (кривая 2) видно, что искусственное повышение энергозатрат в ДП на 40% приводит к увеличению тока на 200%. Дополнительный вклад осуществляется от удаленной от катода области, где его эффективность вдвое ниже из-за геометрического фактора. Кроме того, ДП обеспечивает ~60% общей мощности подсветки (строка 3 табл. 1). Отсюда следует, что ~13% изменения интенсивности фотоподсветки катода из ДП инициирует трехкратное увеличение тока ОР. Еще более сильное воздействие происходит при малой интенсивности подсветки, когда самостабилизация из-за нагрева газа слабее. В этом случае $\Delta(I_g/I_{g0}) \sim 60 \Delta(P_d/P_{d0})$. Следовательно, ОР действительно неустойчив, что согласуется с его фотоэлектронной природой.

3. В работе [14] при увеличении длины разрядного промежутка с 1 до 4 мм ток увеличился на порядок, что, по мнению автора, не укладывается в фотоэлектронный механизм. Данные табл. 1, строки 7, 7', свидетельствуют о том, что в результате этой операции кардинальным образом изменились вклады механизмов γ_{p3} , γ_{p5} , γ_{p6} . Это приводит к изменению $\gamma_{\Sigma p}$ и ВАХ. Перераспределение основной части фотоподсветки в пользу механизма γ_{p6} при $l_g = 4$ мм неизбежно привело к усилению ионизационных процессов в самом зазоре, росту j_i и общего тока

и, как следствие, к драматичному снижению η . В результате автором [14] осуществлен известный из работы [19] метод перевода разряда из открытого в АР путем увеличения длины разрядного зазора со всеми вытекающими отсюда последствиями.

4. В работе [14] при изменении длины ДП с 2 до 30 мм не обнаружено значительных изменений в полном токе, что, по мнению автора, необъяснимо с позиций фотоэлектронного механизма. Результаты анализа этого примера приведены в строках 7, 7' табл. 1. Они демонстрируют, что такого изменения и не должно быть, так как доля γ_{p1} , единственно зависящая от h , действительно невелика и составляет ~0,1 от $\gamma_{\Sigma p}$.

Таким образом, основные особенности ВАХ в ОР не-принужденно интерпретируются с позиций фотоэлектронного механизма.

Выводы

1. Прямыми экспериментами и путем оценки числа электронов, эмитированных с катода под действием ВУФ-излучения, генерируемого при торможении одного электрона, подтверждена фотоэлектронная природа открытого разряда.

2. Эмиссия электронов под действием тяжелых частиц не может обеспечить как самостоятельность открытого разряда, так и высокую, порядка геометрической прозрачности анодной сетки, эффективность генерации пучка. Разрыв между числом эмитированных под действием тяжелых частиц электронов и реально реализуемым в ОР настолько велик (до двух порядков величины), что не может быть объяснен ошибками эксперимента.

3. Вольт-амперные характеристики ОР во всех режимах горения сильно отличаются от ВАХ аномального разряда. Различие в плотности тока может превышать два порядка величины и зависит от геометрии разряда.

4. Поле в зазоре в плотной стадии ОР ($j > 1$ А/см²) сосредоточено в чрезвычайно узкой прикатодной области, длина которой может быть значительно меньше предельной длины КПП аномального разряда, вплоть до длины свободного пробега иона. Сопоставимое искажение поля происходит и в других типах разрядов, в которых с высокой эффективностью генерируется ЭП.

5. Способность ОР генерировать ЭП с $\eta_{in} > 90\%$ при повышенном по сравнению с АР давлении рабочего газа неразрывно связана с его фотоэлектронной природой и сильным искажением поля в разрядном зазоре.

6. С позиций фотоэлектронного механизма дано непротиворечивое объяснение всем явлениям в ОР, ранее отмеченным как несовместимые с ним.

7. Совокупность характеристик ОР, достаточно надежно установленных к настоящему времени, показывает, что он обладает рядом особых свойств, которые не позволяют отнести ОР к какой-либо известной разновидности газового разряда.

Последовательное использование полученных результатов позволило реализовать практическую эффективность генерации электронного пучка в открытый разряд $\eta = 99,8\%$ [70].

1. *Бохан П.А., Сорокин А.Р.* Открытый разряд, генерирующий электронный пучок: механизм, свойства и использование для накачки газовых лазеров среднего давления // Ж. техн. физ. 1985. Т. 55. № 1. С. 88–95.
2. *Бохан П.А.* Процессы релаксации и влияние метастабильных состояний атомов и ионов металлов на механизм генерации и энергетические характеристики лазеров // Квант. электрон. 1986. Т. 13. № 9. С. 1837–1846.
3. *Коптев Ю.В., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф.* Генерация на ионных переходах стронция в разряде с электронным пучком // Квант. электрон. 1990. Т. 17. № 4. С. 412–413.
4. *Bokhan P.A., Sorokin A.R.* Gas laser excitation by an electron beam formed at open discharge // Opt. and Quantum Electron. 1991. V. 23. № 4. P. 523–538.
5. *Arlantsev S.V., Borovich B.L., Buchanov V.V., Molodykh E.I., Yurchenko N.I.* On the prospects of using runaway electron beams generation in an open discharge for the pumping of metal vapour lasers // J. Russ. Las. Res. 1995. V. 16. № 2. P. 99–119.
6. *Бохан П.А., Колбычев Г.В.* Генерация интенсивных пучков убегающих электронов // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. № 7. С. 418–421.
7. *Бохан П.А., Колбычев Г.В.* Генерация сильноточных импульсных электронных пучков в газе среднего давления // Ж. техн. физ. 1981. Т. 51. № 9. С. 1823–1831.
8. *Сорокин А.Р.* Исследование новых способов возбуждения газоразрядных лазеров высокого и среднего давления: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Новосибирск: Ин-т физики полупроводников СО РАН, 1999. 54 с.
9. *Колбычев Г.В., Самышкин Б.А.* Исследования объемного газового разряда, генерирующего электронный пучок // Ж. техн. физ. 1981. Т. 51. № 10. С. 2031–2037.
10. *Клименко К.А., Королев Ю.Д.* Импульсный объемный разряд в коротких межэлектродных промежутках как источник ускоренных электронов // Ж. техн. физ. 1990. Т. 60. № 9. С. 138–142.
11. *Сорокин А.Р.* Продольная структура открытого разряда // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. № 17. С. 33–37.
12. *Сорокин А.Р.* Является ли открытый разряд фотоэлектронным? // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. № 20. С. 37–40.
13. *Сорокин А.Р.* Динамика развития открытого разряда // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. № 13. С. 17–21.
14. *Сорокин А.Р.* Открытый разряд: структура, развитие, роль фотоэмиссии // Ж. техн. физ. 1998. Т. 68. № 3. С. 33–38.
15. *Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е., Новиков А.А. и др.* Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
16. *Колбычев Г.В., Пташник И.В.* Определение режимов разряда в газе среднего давления с убегающими электронами // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 8. С. 1106–1110.
17. *Rocca J.J., Meyer J.D., Farrell M.R., Collins G.J.* Glow discharge-created electron beams: cathode materials, electron gun design, and technological application // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. № 3. P. 790–797.
18. *Wernsman S., Fanea-Sandoval H.F., Rocca J.J., Manoini H.* Generation of pulsed electron beams by simple cold cathode plasma guns // IEEE Trans. Plasma Sci. 1986. V. PS-14. № 4. P. 47–51.
19. *Бохан П.А.* Механизм формирования и генерация интенсивных электронных пучков в открытом разряде // Ж. техн. физ. 1991. Т. 61. № 6. С. 61–68.
20. *Демкин В.П., Королев Б.В., Мельничук С.В.* Расчет функции распределения электронов в сильных электрических полях // Физ. плазмы. 1995. Т. 21. № 1. С. 81–84.
21. *Колбычев Г.В., Пташник И.В.* Измерение распределения поля в открытом разряде // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 11. С. 1070–1074.
22. *Царев Б.М.* Расчет и конструирование электронных ламп. М.: Энергия, 1967. 671 с.
23. *Бохан А.П., Бохан П.А.* Механизм эмиссии электронов в открытом разряде // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 6. С. 7–12.
24. *Колбычев Г.В.* Генерация пучков убегающих электронов и накачка ими лазеров на парах металлов // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 6. С. 635–649.
25. *Колбычев Г.В., Пташник И.В.* Исследование роли фотоэффекта на катоде на динамику разряда с убегающими электронами // Ж. техн. физ. 1989. Т. 59. № 9. С. 104–110.
26. *Гуревич А.В.* К теории эффекта убегающих электронов // Ж. эксперим. и теор. физ. 1960. Т. 39. № 5(11). С. 1296–1307.
27. *Кольчужкин А.М., Учайкин В.В.* Введение в теорию происхождения частиц через вещество. М.: Атомиздат, 1978. С. 255.
28. *La Verne L.A., Mozumder A.* Range and range straggling of low-energy electrons in the rare gases // J. Phys. Chem. 1985. V. 89. № 20. P. 4219–4225.
29. *Сыцко Ю.Н., Яковленко С.И.* Кинетика ионизации и возбуждения газа жестким источником // Физ. плазмы. 1976. Т. 2. № 1. С. 63–71.
30. *Helm H.* The cross section for symmetric charge exchange of He^+ in He at energies between 0.3 and 8 eV // J. Phys. B. 1977. V. 10. № 18. P. 3683–3697.
31. *Колбычев Г.В.* Источник УФ-подсветки в открытом разряде // Изв. вузов. Физ. 1999. № 11. С. 84–86.
32. *Физические величины* / Под ред. Н.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
33. *Зайдель А.Н., Шрейдер Е.Я.* Вакуумная спектроскопия и ее применения. М.: Наука, 1976. 431 с.
34. *Cairns R.B., Samson J.A.R.* Metal photocathodes as secondary standards for absolute intensity measurements in the vacuum ultraviolet // J. Opt. Soc. Amer. 1966. V. 56. № 11. P. 1568–1573.
35. *Walker W.C., Rustgio O. P., Weissler G.L.* Optical and photoelectric properties of thin metallic films in the vacuum ultraviolet // J. Opt. Soc. Amer. 1959. V. 49. № 5. P. 471–475.
36. *Krumrey M., Tegeler E., Barth J., Krisch M., Schäfers F., Wolf R.* Schottky type photodiodes as detectors in the VUV and soft X-ray range // Appl. Opt. 1988. V. 27. № 20. P. 4336–4341.
37. *Henke B. L., Knauer J.P., Premarante K.* The characterization of X-ray photocathodes in the 0.1–10 keV photon energy region // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. № 3. P. 1509–1520.
38. *Hasselkamp D.* Kinetic electron emission // Particle Induced Electron Emission II / Ed. G. Höhler. Springer Tracts. Mod. Phys. 1992. V. 123. P. 1–95.
39. *Evdokimov I.N., Mashkova E.S., Molchanov V.A., Odintsov D.D.* Dependence of the ion-electron emission coefficient on the angle of the incidence // Phys. status. solidi. A. 1967. V. 9. № 2. P. 407–415.
40. *Petrov G.M., Petrova T., Blagoev A.B.* Cd-Ne direct current glow discharge: an efficient source of ultraviolet radiation // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. № 1. P. 40–42.
41. *Бохан П. А., Колбычев Г.В.* Генерация сильноточных импульсных электронных пучков в газе среднего давления // Ж. техн. физ. 1981. Т. 51. № 9. С. 1823–1831.
42. *Бохан П. А., Сорокин А.Р.* Формирование электронных пучков в перезарядочном слое при разряде в газе среднего давления // Ж. техн. физ. 1985. Т. 55. № 6. С. 1168–1170.
43. *Rösler M., Brauer W.* Theory of electron emission from nearly-free-electron metals by proton and electron bombardment // Particle Induced Electron Emission I / Ed. G. Höhler. Springer Tracts. Mod. Phys. V. 122. Berlin: Springer-Verlag, 1991. P. 1–65.
44. *Devooght J., Dehaes J.C., Dubas A., Cailler M., Ganachayd J.-P.* Theoretical description of secondary electron emission induced by electron or ion beams impinging on solids // Particle Induced Electron Emission I / Ed. G. Höhler. Springer Tract. Mod. Phys. V. 122. Berlin: Springer-Verlag, 1991. P. 67–128.
45. *Таблицы физических величин* / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.

46. McClure G.W. High-voltage glow discharges in D₂. I. Diagnostic measurements // *Phys Rev.* 1961. V. 124. № 4. P. 969–982.
47. Бохан П.А. Сорокин А.Р. Возбуждение газовых лазеров пучками убегающих электронов // *Письма в ЖТФ.* 1982. Т. 8. № 15. С. 947–950.
48. Сорокин А.Р. Непрерывный электронный пучок в открытом разряде // *Ж. техн. физ.* 1995. Т. 65. № 5. С. 198–201.
49. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971. 543 с.
50. Baragiola R.A., Alonso E.V., Florio A.O. Electron emission from clean metal surfaces induced by low-energy light ions // *Phys. Rev. B.* 1979. V. 19. № 1. P. 121–129.
51. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
52. Сорокин А.Р. Формирование электронных пучков в открытом разряде // *Письма в ЖТФ.* 2000. Т. 26. № 24. С. 89–94.
53. Baragiola R.A., Alonso E.V., Ferron J., Oliva-Floria A. Ion-induced electron emission from clean metals // *Surface Sci.* 1979. V. 90. P. 240–255.
54. Varga P., Winter H. Slow particle-induced electron emission from solid surfaces // *Particle Induced Electron Emission II* / Ed. G. Höhler. Springer Tracts. Mod. Phys. 1992. V. 123. P. 149–215.
55. Lakits G., Aumayr F., Heim M., Winter H. Threshold of ion-induced kinetic electron emission from a clean metal surface // *Phys Rev. A.* 1990. V. 42. № 9. P. 5780–5783.
56. Lakits G., Arnau A., Winter H. Slow-particle-induced kinetic electron emission from a clean metal surface: a comparison for neutral and ionized projectiles // *Phys. Rev. B.* 1990. V. 42. № 1. P. 15–24.
57. Amdur I., Pearlman H.J. Helium repulsive potential from collision cross section measurements // *Chem. Phys.* 1941. V. 9. P. 503–506.
58. Amdur I., Harkness A.L. Scattering of high-velocity neutral particles. II. Helium-helium // *J. Chem. Phys.* 1954. V. 22. № 4. P. 664–669.
59. Мак-Даниэль. Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.
60. Berry H.W. Scattering of fast neon atoms in neon gas // *Phys. Rev.* 1955. V. 99. № 2. P. 553–555.
61. Hayden H.C., Utterback N.G. Ionization of Helium, neon and nitrogen by helium atoms // *Phys Rev. A.* 1964. V. 135. № 6. P. 1575–1579.
62. Колбычев Г.В., Пташник И.В. Расчет области сильного поля в открытом разряде // *Оптика атмосф. и океана.* 2000. Т. 13. № 3. С. 267–271.
63. Baragiola A. Ion-induced electron emission from clean metals // *Low Energy Ion-Surface Interaction* / Ed. J.W. Rabalias. Chap. 4. New-York: Wiley, 1994. P. 188–261.
64. Lee S.A., Andersen L.U.A., Rocca J.J., Marconi M., Reesor N.D. Electric field distribution in the cathode sheath of an electron beam glow discharge // *Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 51. № 6. P. 409–411.
65. Rocca J.J., Meyer J.D., Yu Z., Farrell M., Collins G.J. Multikilowatt electron beams for pumping cw ion lasers // *Appl. Phys. Lett.* 41(9). 1982. P. 811–813.
66. Демкин В.П. Поляризация штатковских состояний атомов и методы поляризационной спектроскопии плазмы в электрическом поле: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Томск, 1995. 242 с.
67. Nahemov M., Wainfan N. Study of the cathode-fall region in a pulsed glow discharge // *J. Appl. Phys.* 1963. V. 34. № 10. P. 2988–2992.
68. Miller J.H., Manson S.T. Differential cross-section for ionization of helium, neon and argon by fast electrons // *Phys. Rev. A.* 1984. V. 29. № 5. P. 2435–2439.
69. Garcia G., Arqueras F., Campos J. Total cross section for electron scattering from Ne, Ar and Kr in the energy range 700–6000 eV // *J. Phys. B.* 1986. V. 19. № 22. P. 3777–3785.
70. Бохан П.А., Закревский Д.Э. Механизм аномально высокой эффективности генерации ЭП в открытом разряде без анодной сетки // *Письма в ЖТФ.* (в печати).

A.P. Bokhan, P.A. Bokhan. Physical processes in an open discharge.

Physical processes in an open discharge responsible for high efficiency of electron beam generation are studied. It is shown that effective generation is due to electron emission under conditions of UV emission and significant field distortion in the accelerating gap with a simultaneous suppression of electron multiplication processes. 99.8% practical efficiency of electron beam generation was reached.