

Г.В. Колбычев

О механизме развития открытого разряда

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 7.10.2001 г.

Проанализированы различные точки зрения на механизм развития открытого разряда. Этот вопрос является главным в понимании физики генерации электронного пучка (ЭП), эффективность которой η достигает 90% и более. Для этой цели предложена методика расчета коэффициентов электронной эмиссии катода при бомбардировке его поверхности быстрыми частицами газа и ионами. Расчет показал, что этот механизм не способен обеспечить полученные в экспериментах значения η . Результаты расчета дали дополнительное доказательство доминирующего влияния фотоэлектронной эмиссии катода на динамику развития открытого разряда и генерацию в нем ЭП.

Вопрос о механизме развития разряда в газе среднего давления в узком (~ 1 мм) промежутке между массивным металлическим катодом и сетчатым анодом (названного «открытым разрядом» [1]) возник уже на начальном этапе исследования генерации в этих условиях электронных пучков (ЭП) [1–3]. Требовала объяснения необычайно высокая эффективность генерации ЭП, достигающая в экспериментах $\sim 0,8$ – $0,9$ – $0,95$ при давлении газа ~ 2 – 7 кПа и напряжении на электродах ~ 4 – 7 кВ. Если механизм развития открытого разряда тот же, что и хорошо изученного объемного разряда наносекундной длительности [4], то неясно, почему в последнем генерация ЭП происходит с низкой эффективностью. Кроме того, нуждается в объяснении сильная зависимость параметров генерации от длины межэлектродного промежутка [2, 3]. Необходимость выяснения этих явлений привела в дальнейшем к детальному изучению открытого разряда и довольно энергичной дискуссии о механизме его развития. В настоящее время сложились разные точки зрения как на основной процесс, определяющий развитие этого разряда, так и на динамику разряда в целом.

Авторы [5–7] полагают, что основной процесс, определяющий высокую эффективность генерации ЭП, – это фотоэлектронная эмиссия на катоде, возникающая вследствие УФ-подсветки излучением из заанодной области. В [8, 9] обосновывается иная точка зрения: открытый разряд является аномальным тлеющим разрядом (АТР), и основной механизм эффективной генерации ЭП – это высокие (~ 10) значения коэффициента эмиссии электронов с катода под действием его бомбардировки быстрыми атомами. В свою очередь, авторы [5, 6] расходятся во взглядах на фазу разряда, в которой происходит эффективная ($\sim 0,8$ – 1) генерация ЭП. Если первый считает, что эффективная генерация ЭП заканчивается с локализацией поля в узкой прикатодной области, то второй утверждает, что в момент генерации размер области катодного падения (КПП) δ предельно мал: $\delta \sim \lambda_{\text{п}}$, где $\lambda_{\text{п}}$ –

средняя длина перезарядки. Таким образом, расхождения во взглядах на открытый разряд так велики, что создается впечатление, будто речь идет о разных объектах. Поэтому цель настоящей работы – разрешить накопившиеся противоречия.

В первую очередь, рассмотрена аргументация [8] в пользу аномального тлеющего разряда и сделан расчет коэффициента электронной эмиссии катода в АТР. На основе этих расчетов дан анализ результатов измерений профиля электрического поля в открытом разряде [10], а затем оценена возможность эффективной генерации ЭП при $\delta \sim \lambda_{\text{п}}$. Выполненная работа позволяет сделать заключение о механизме развития открытого разряда и генерации ЭП в нем.

1. Анализ представлений об открытом разряде как АТР

Основными аргументами автора работ [8, 9] в пользу АТР являются следующие:

1. Не обнаружено влияние УФ-подсветки из заанодной области на параметры разряда и ЭП.

2. Эффективность генерации ЭП не зависит от длины разрядного промежутка d при $d \geq 2\delta_{\text{АТР}}$ (где $\delta_{\text{АТР}}$ – длина области КПП в АТР).

3. Величина коэффициента электронной эмиссии с катода под действием быстрых атомов $\gamma_{\text{а}}$ и ионов $\gamma_{\text{и}}$ в АТР достаточно велика ($\gamma_{\text{д}} = \gamma_{\text{а}} + \gamma_{\text{и}} = 6,7$ при 5 кВ), чтобы обеспечить получаемую на практике эффективность генерации ЭП $\eta = 0,85 \pm 1$ (с учетом перехвата части ЭП анодной сеткой).

Обсудим эти аргументы.

По п.1 отметим, что рабочий диапазон давлений гелия в экспериментах [8] – $0,2$ – $0,4$ кПа, а напряжений – 8 – 10 кВ. В таких условиях потери энергии электроном пучка в дрейфовом пространстве не превышают 15 эВ/см, из которых лишь $\sim 30\%$ идет на возбуждение атомов. Это означает, что каждый электрон пучка при пересечении дрейфового пространства

возбудит менее одного УФ-кванта, испущенного в полный телесный угол 4π [11], что является ничтожно малой величиной. УФ-излучение от компенсационного тока, возникающего в дрейфовом пространстве при прохождении ЭП, также очень слабое, так как ток протекает при низком объемном потенциале в трубе дрейфа [12]. Свечение пучково-плазменного шнура при низких давлениях газа вообще крайне слабое [13]. Таким образом, все возможные источники УФ-подсветки, существующие в открытом разряде при давлении гелия выше ~ 2 кПа [14], в экспериментах [8, 9] отсутствуют и разряд действительно является тлеющим [13, 15]. Тогда и тезис п. 2 вполне логичен и понятен.

Тезис п. 3 также доказывается в [8] экспериментами, выполненными в гелии при давлении $\sim 0,3$ кПа и напряжении 10 кВ. Наконец, в [9] приведена расчетная формула для коэффициента γ_d в АТР, доказывающая, по мнению автора, высокую эффективность генерации ЭП в этом типе разряда. Методика расчета в [9] отсутствует, однако рассуждения автора и полученная им формула свидетельствуют об упрощенной схеме, в которой все сечения приняты постоянными, все начальные ионы стартуют с плазменной границы области КПП, все возникшие в результате перезарядки быстрые атомы доходят до катода без потерь энергии и импульса. Оценок погрешности результатов расчета коэффициентов γ_a и $\gamma_{и}$ вследствие этих упрощений, естественно, нет. Полученные значения γ_d представляются невероятно большими.

Подведем итоги. Во-первых, эксперименты [8,9] выполнены при условиях, заведомо исключающих появление УФ-подсветки, следовательно, реализованный разряд может быть только тлеющим. Высокая эффективность генерации ЭП в нем достигнута за счет весьма высокого напряжения при очень низких давлениях газа, т.е. вне обычного рабочего диапазона генерации ЭП в открытом разряде, и поэтому распространение полученных результатов на открытый разряд ничем не обосновано. Во-вторых, выполненные расчеты коэффициентов эмиссии γ_a и $\gamma_{и}$ нуждаются в перепроверке. Этой задаче и посвящен следующий пункт статьи.

2. Расчет коэффициента электронной эмиссии катода в АТР

Наша задача – рассчитать γ_d с учетом а) зависимости сечений резонансной перезарядки $\sigma_{п}$ и упругих столкновений σ_y от энергии; б) потерь энергии быстрых атомов в упругих столкновениях. В дальнейшем для удобства линейные размеры и длины пробегов приведены к δ , а энергии и электрический потенциал – к потенциалу ионизации J .

Ион, возникший на расстоянии x_0 от катода, при своем движении в сильном поле КПП создает в процессах резонансной перезарядки цепочку быстрых атомов с начальной энергией $\epsilon_a(x)$, зависящей от места своего рождения. Средняя ее величина определяется уравнением

$$1 = -(N\delta) \int_{x+\lambda_{п}(x)}^x \sigma_{п}(x) dx, \quad (1)$$

где N – плотность газа. Суммарный коэффициент от всей цепочки

$$\gamma_d = \gamma_a + \gamma_{и} = \int_0^{x_0} \gamma_{a1}(x) \frac{dx}{\lambda_{п}(x)} + \int_0^{\lambda_{п}(0)} \gamma_{и1}(x) \frac{dx}{\lambda_{п}(x)}, \quad (2)$$

где $\gamma_{a1}(x)$, $\gamma_{и1}(x)$ – вклад в γ быстрого атома и иона соответственно, рожденных в точке x в процессе перезарядки. Величина $1/\lambda_{п}(x)$ представляет собой плотность генерации быстрых атомов. Положим также, что напряженность поля $E(x)$ в области КПП меняется линейно, т.е.

$$E(x) = 2 [V(0)/\delta] [1-x]; \quad V(x) = V(0) [1-x]^2, \quad (3)$$

$V(x)$ – напряжение. Для сечения резонансной перезарядки $\text{He}^+ - \text{He}$ используем выражение [16, 17]:

$$\sigma_{п}(\epsilon_{и}) = A [1 - B \ln(\epsilon_{и})]^2. \quad (4)$$

Постоянные для каждого газа множители A и B привязываются к экспериментально полученным измерениям сечений. В качестве последних выберем такие, в которых разными авторами получены близкие результаты, причем одно – при низких энергиях ($\epsilon_{и} \sim 1$), а второе – при больших ($\epsilon_{и} \sim 200$) [18]. В итоге для гелия получаем $A = 1,8 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$, $B = 6,5 \cdot 10^{-2}$. Сечение упругого рассеяния быстрого атома гелия с энергией $\epsilon_a \sim 100$ эВ и более опишем через отталкивательный член потенциала Леннарда – Джонса [16] с привязкой к измерениям И. Амдура и др. [17]:

$$\sigma_y(\epsilon_a) = \sigma_{y0}(\epsilon_a)^{-1/6}, \quad \sigma_{y0} \approx 2,27 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2. \quad (5)$$

Принято считать, что зависимость $\sigma_y(\epsilon_a)$ – слабая, а $\sigma_{п}(\epsilon_{и})$ – значительная. Однако (4) и (5) показывают, что $\sigma_{п}(\epsilon_{и})/\sigma_y(\epsilon_a) = 8,41 \pm 0,08$ при $\epsilon_{и} = \epsilon_a = 4 \div 48$ ($100 \div 1200$ эВ). Таким образом, сечение упругого рассеяния также весьма заметно меняется со скоростью налетающей частицы, и, кроме того, имеется простая и весьма надежная связь между $\sigma_{п}$ и σ_y .

Зависимость коэффициентов $\gamma_{и1}$ и γ_{a1} от энергии бомбардирующих катод ионов и атомов гелия возьмем, как и в [9], из измерений [18]. Учтем, что полученные там значения γ_{a1} завышены на $\sim 20\%$, равных погрешности измерений. С учетом этого обстоятельства можно аппроксимировать $\gamma_{и1}$ и γ_{a1} выражениями

$$\gamma_{и1}(\epsilon_{и}) = b_{и1} \epsilon_{и}^{0,6} + b_{и2}, \quad b_{и1} = 0,12, \quad b_{и2} = 0,1; \quad (6)$$

$$\gamma_{a1}(\epsilon_a) = c_{a1} \epsilon_a^2 + c_{a2} \epsilon_a + c_{a3}; \quad (7)$$

$$c_{a1} = -2,12 \cdot 10^{-4}, \quad c_{a2} = 3,39 \cdot 10^{-2}; \quad c_{a3} = -5,85 \cdot 10^{-2}$$

при $\epsilon_{и,a} = 4-500$.

Уравнения (1), (3) и (4) имеют решение в виде

$$\begin{aligned} \varepsilon_a(x) &\approx \frac{2V(x)}{A(N\delta)[1 - B \ln \varepsilon_a(x)]^2} \approx \\ &\approx \frac{RV(x)}{1 + (2B)^{-1} - \ln[\varepsilon_a(x)/V(x)] - \ln V(x)}, \end{aligned} \quad (8a)$$

где $R = [AB(N\delta)]^{-1}$. Так как $\ln[\varepsilon_a(x)/V(x)]$ – слабо меняющаяся с x величина, то с вполне достаточной степенью точности ее можно принять постоянной $[\varepsilon/V]_{\text{ср}}$, конкретное значение которой зависит от величины R и диапазона изменения $V(x)$. Тогда (8a) приводится к удобному виду

$$\begin{aligned} \varepsilon_a(x) &= RV(x)/\ln[G/V(x)], \\ G &= [\varepsilon/V]_{\text{ср}} \exp[1 + 1/(2B)]. \end{aligned} \quad (8б)$$

В сильно аномальном тлеющем разряде $(N\delta)_{\text{АТР}} = 1,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2}$ и расчет дает $[\varepsilon/V]_{\text{ср}} \approx 0,1$. Тогда (8б) имеет вид

$$\frac{\varepsilon_a(x)}{V(x)} \approx 0,57 \left[\ln \left(\frac{6 \cdot 10^4}{V(x)} \right) \right]^{-1}. \quad (8в)$$

Количество быстрых атомов $k(x_0)$ в цепочке длиной x_0 равно

$$\begin{aligned} k(x_0) &= \int_0^{x_0} \frac{dx}{\lambda_{\text{п}}(x)} = \\ &= \frac{2}{R} \left\{ x_0 \left[2 + \ln \frac{G}{V(0)} \right] + 2(1 - x_0) \ln(1 - x_0) \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Быстрые атомы приходят на катод с энергией $\varepsilon_{\text{к}}(x) \leq \varepsilon_a(x)$ из-за рассеяния в упругих столкновениях:

$$\begin{aligned} d\varepsilon_a(x) &= -\alpha(N\delta)\sigma_{\text{y}}(x)dx, \Rightarrow \\ \Rightarrow \varepsilon_{\text{к}}(x) &= \varepsilon_a(x) [1 - (\alpha/6)(N\delta)\sigma_{\text{y}}(x)x]^6, \end{aligned} \quad (10)$$

где α – коэффициент передачи энергии, равный 0,5. Рассчитанные для АТР значения $\varepsilon_a(x)$, $\varepsilon_{\text{к}}(x)$ и $\lambda_{\text{y}}(x) = 1/[(N\delta)\sigma_{\text{y}}(x)]$ при $V(0) = 400$ (10 кВ), приведены на рис. 1. Пересечение кривой $\lambda_{\text{y}}(x)$ с прямой $y = x$ дает значение координаты $x_m = \lambda_{\text{y}}(x_m)$. Видим, что упругие столкновения существенно уменьшают и так небольшую энергию пришедших издалека быстрых атомов. С учетом того факта, что зависимость $\gamma_a(\varepsilon_a)$ имеет пороговый характер с $\varepsilon_{\text{пор}} = 4(100-120 \text{ эВ})$ [18], приходим к заключению, что быстрые атомы, рожденные на расстояниях от катода дальше x_m , вклада в эмиссию катода не дают. В то же время потери энергии быстрым атомом при $\varepsilon_a \geq \varepsilon_{\text{пор}}$ на величине λ_{y} и x_m практически не сказываются. В точке x_m выполняется вытекающее из (3), (5), (8б) соотношение

$$(N\delta)\sigma_{\text{y}0} x_m = \left[\frac{RV(0)(1 - x_m)^2}{\ln \left(\frac{G}{V(0)(1 - x_m)^2} \right)} \right]^{1/6}. \quad (11)$$

Но при невысоких напряжениях ($V(x) \leq 100$) длина цепочки быстрых атомов ограничивается условием $\varepsilon(x_{\text{пор}}) \approx \varepsilon_{\text{пор}} \approx 4$, т.е. $x_{\text{пор}} < x_m$ и $x_{\text{пор}}$ находится из (8б).

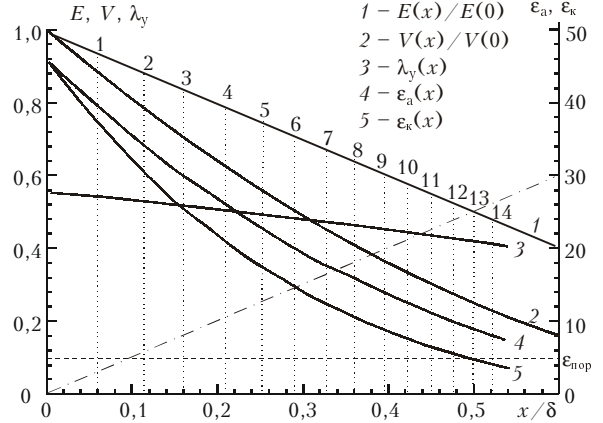


Рис. 1. Распределение основных параметров в области катодного падения потенциала в сильно аномальном тлеющем разряде. Вертикальным пунктиром с цифрами сверху показаны отсчитанные от катода длины $\lambda_{\text{п}}$

Полученные данные позволяют оценить сверху величину $\gamma_{a,\text{п}}(x_0)$ от цепочки быстрых атомов, порожденной одним ионом, стартующим из точки $x_0 \leq x_m$:

$$\begin{aligned} \gamma_a(x_0) &\leq \frac{2c_{a1}R}{5 \ln[G/V(0)]} V^2(0) + \\ &+ 2c_{a2} V(0) x_0 (1 - x_0) + c_{a3} k(x_0), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{\text{п}} &= b_{\text{п}1} \int_0^{\lambda_{\text{п}}(0)} [V(0) - V(x)]^{0,6} \frac{dx}{\lambda_{\text{п}}(x)} + b_{\text{п}2} \leq \\ &\leq 0,95 b_{\text{п}1} [V(0) \lambda_{\text{п}}(0)]^{0,6} + b_{\text{п}2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $\lambda_{\text{п}}(0) = 1 - [1 - \varepsilon(0)/V(0)]^{1/2}$. Предельное значение для γ_a получено без учета потерь энергии быстрыми атомами, рожденными в интервале $[0, x_m]$, из-за сложности расчетов при подстановке формулы (9) в (12). Потери учтены лишь при определении длины цепочки и ее ограничении длиной x_m .

Для сильно аномального тлеющего разряда из (8в), (10) – (13) получаем следующие результаты для цепочки длиной $x \geq x_m$, $x_{\text{пор}}$. При напряжении $V(0) = 400$ (10 кВ): $x_m = 0,55$, $k(x_m) = 10,8$, $\lambda_{\text{п}}(0) = 5,87 \cdot 10^{-2}$. Следовательно, $\gamma_a \leq 4,3$, $\gamma_{\text{п}} \leq 0,9$, $\gamma_d \leq 5,2$. При напряжении $V(0) = 200$ (5 кВ): $x_m = 0,4$; $k_m = 8,65$; $\lambda_{\text{п}} = 5,3 \cdot 10^{-2}$; $\gamma_a \leq 2,4$; $\gamma_{\text{п}} \leq 0,57$; $\gamma_d \leq 3,0$. При напряжении $V(0) = 80$ (2 кВ) $x_{\text{пор}} = 0,21$; $k_{\text{пор}} = 5,1$; $\lambda_{\text{п}} = 7 \cdot 10^{-2}$; $\gamma_a = 0,22$; $\gamma_{\text{п}} = 0,43$; $\gamma_d = 0,65$. При этих же напряжениях расчетная формула в [9] дает $\gamma_d = 14,8$; 6,7; 2,0 соответственно, т.е. в 2,8; 2,3; 3,1 раза выше. Разница полученных значений γ_d в 2,3–3,1 раза в пределах применимости формулы в [9] говорит о неверной методике расчетов в [9].

Соотношения (8б), (9) – (13) описывают общий случай и справедливы при любых значениях $(N\delta)$ и линейном характере изменения поля (3). Они позволяют сделать следующие выводы.

1. При $V(0) = \text{const}$ с увеличением $(N\delta)$ параметры R и G уменьшаются обратно пропорционально с ним. Параметр $(1 - x_m)^2$ растет с $(N\delta)$, но с несколько меньшей скоростью. Поэтому x_m хотя и

уменьшается, но $k(x_m)$ растет. В результате в формуле для γ_a (12) второй (положительный) член очень слабо уменьшится, а отрицательные первый и последний члены изменятся значительно и в противоположных направлениях. Фактически суммарный эффект определяется соотношением первого и последнего членов. Таким образом, в рассмотренном случае величина γ_a может как увеличиваться, так и уменьшаться при увеличении $(N\delta)$ в зависимости от конкретных условий. Однако, принимая во внимание характер изменения параметров G и $(1 - x_m)^2$ от $(N\delta)$, а также зависимости первого и третьего членов от параметра R , заключаем, что если первый член по абсолютной величине меньше третьего, то γ_a уменьшится при увеличении $(N\delta)$. Фактически – это условие на величину $V(0)$. Оно сводится к следующему виду:

$$V(0) \leq \frac{1 + \ln [G/V(0)]}{R} \sqrt{\frac{5 c_{и3}}{c_{и1}}} \sqrt{x_{m,пор}} \quad (14)$$

Для ориентировки оценим величину правой части в (14) в условиях АТР. Подставим сюда полученные выше значения R , G и $(1 - x_m)^2 \approx 0,31-0,36$ в АТР:

$$V_{гр}(0) \approx 44 \{1 + \ln [6 \cdot 10^4 / V_{гр}(0)]\}, \Rightarrow \\ \Rightarrow V_{гр}(0) \approx 280 \text{ (6,9 кВ)}. \quad (15)$$

При $V(0) \leq V_{гр}(0)$ коэффициент γ_a будет уменьшаться с увеличением $(N\delta)$, а при $V(0) \geq V_{гр}(0)$ – увеличиваться.

2. Из (14) также следует, что чем больше $(N\delta)$ в разряде, тем выше величина $V_{гр}(0)$.

3. Эволюция коэффициента эмиссии γ_d в открытом разряде

Интересный материал для анализа процессов, протекающих в открытом разряде, дали недавние измерения профиля поля $E(x)$ в разные моменты времени [10]. Их результаты представлены на рис. 2. Они позволяют определить величину коэффициента γ_d в момент времени: а) при достижении импульсом тока разряда своего максимального значения (индекс (m)); б) на середине спада (индекс $(-)$):

$$\gamma_d^{(m)} = \frac{j_d^{(m)}}{j_{и}^{(m)}(0)} - 1; \quad \gamma_d^{(-)} = \frac{j_d^{(-)}}{2 j_{и}^{(-)}(0)} - 1, \quad (16)$$

где $j_d^{(m)}$ – плотность полного тока разряда в максимуме; $j_{и}^{(m,-)}(0)$ – плотность ионного тока на катоде в соответствующий момент времени. Последняя рассчитывается из общеизвестных соотношений

P, кПа	j, A/cm ²			U _δ , кВ		γ _d		γ _v	
	j _d ^(m)	j _и ^(m) (0)	j _и ⁽⁻⁾	U _δ ^(m)	U _δ ⁽⁻⁾	γ _d ^(m)	γ _d ⁽⁻⁾	γ _v ^(m)	γ _v ⁽⁻⁾
2,7	45	4,5	7,5	4,8	4,1	9	2	7	0
5,3	37	1,3	2,4	2,8	2,5	27,4	7,7	>25,4	>5,7

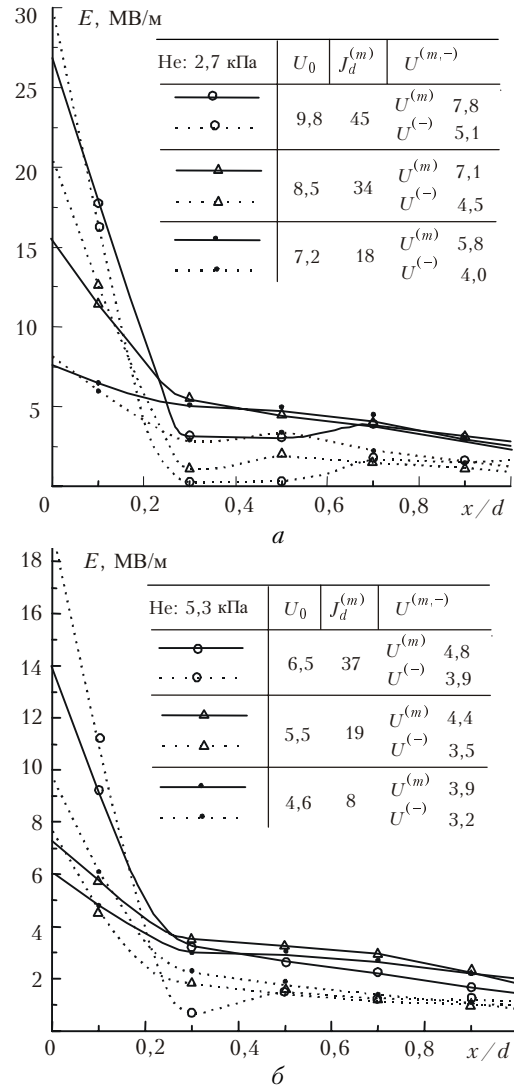


Рис. 2. Взятые из [10] измеренные распределения электрического поля по длине межэлектродного промежутка 1,2 мм в момент максимума импульса тока разряда (сплошная линия) и на середине его спада (пунктирная). $U_0^{(m,-)}$ – значения напряжения, кВ: начальное, в максимуме, на середине спада соответственно; J_d – плотность тока разряда, A/cm², в максимуме

$$j_{и}(x) = n_{и}(x) v_{и}(x); \quad n_{и}(x) = - \epsilon_0 dE(x)/dx;$$

$$v_{и}(x) = \Gamma \sqrt{E(x)/N}, \quad (17)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая постоянная; $n_{и}$, $v_{и}$ – плотность и дрейфовая скорость ионов; Γ – известная константа, равная для иона He⁺ в гелии $1 \cdot 10^{13}$. Значения $E(0)$ и $dE(x)/dx|_{x=0}$ определим из профилей $E(x)$ на рис. 2. Оттуда же найдем и $U_{\delta} = E(0) \delta/2$. Примеры расчета $U_{\delta}^{(m,-)}$, $j_{и}^{(m,-)}(0)$ и $\gamma_d^{(m,-)}$ представлены в таблице.

Прежде всего заметим, что при давлении 2,7 кПа на полуспаде величины $(N\delta) \approx (N\delta)_{\text{АТР}}$ и $\gamma_d^{(-)} \approx \gamma_{\text{АТР}}$ (см. расчеты в п. 2). С одной стороны, известно, что в АТР вклад фотоэлектронной эмиссии с катода в ток разряда незначителен [19, 20]. С другой стороны, принимая во внимание зависимости $\gamma_{\text{АТР}}$ от $U\delta$ и $(N\delta)$, полученные в п. 2, приходим к заключению, что при 2,7 кПа в максимуме тока разряда $\gamma_{\text{и+а}} \sim 2$, а при 5,3 кПа и в максимуме тока, и на полуспаде $\gamma_{\text{и+а}}^{(m,-)} < 2$. Следовательно, остальная часть в $\gamma_d^{(m,-)}$ – это вклад фотоэлектронной эмиссии с катода: $\gamma_v^{(m,-)} = \gamma_d^{(m,-)} - \gamma_{\text{и+а}} > \gamma_d - 2$. Эти значения $\gamma_v^{(m,-)}$ представлены в двух последних столбцах таблицы. Оказалось, что в момент максимума тока разряда фотоэффект под действием внешней УФ-подсветки является доминирующим процессом электронной эмиссии катода, причем с повышением плотности газа его роль возрастает. Отсюда следует, что уже при довольно низких напряжениях на разряде эффективность генерации ЭП достигает $\sim 0,9$ и даже $\sim 0,96$. Полученные данные хорошо согласуются с результатами экспериментов [21].

4. О возможности эффективной генерации ЭП при $\delta < \lambda_{\text{П}}$

Рассмотрим утверждение, сформулированное в [1, 6] и несколько подправленное в [7]: в открытом разряде с сетчатым катодом генерируется ЭП с $\eta \sim 100\%$ при размере области КПП $\delta \leq \lambda_{\text{П}}$. Сделаем оценки по некоторым результатам экспериментов [1, 6], выполненных в неоне. В приближении линейного поля (3) из уравнения (1) находим $\lambda_{\text{П}} = \delta$:

$$\lambda_{\text{П}}^{-1} = (AN) [1 - B \ln V(0)] [1 + 4B - B \ln V(0)]. \quad (18)$$

В неоне $A = 2,33 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$, $B = 7,5 \cdot 10^{-2}$ [16]. Отсюда при $V(0) = 200$ (т.е. 5 кВ) и 1 кПа неона ($N = 2,34 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$) получаем $\lambda_{\text{П}} \approx 3,4 \cdot 10^{-5} \text{ м}$. При этом напряженность поля на катоде $E_{\text{к}} \approx 2,9 \cdot 10^8 \text{ В/м}$, что в 5–6 раз превышает значения наступления взрывоэмиссионных процессов [19, 22]. Следовательно, реализация случая $\delta \approx \lambda_{\text{П}}$ при искрообразованиях на катоде (т.е. в условиях [1, 6]) возможна лишь при напряжении на области КПП не более 2 кВ, что фактически и было реализовано в этих экспериментах (о величине напряжения можно судить по глубине проникновения ЭП в газ).

Вторым важнейшим параметром является величина ионного тока на катоде, которая при $\delta \approx \lambda_{\text{П}}$ определяется законом «3/2» [20]. В неоне при напряжении 2 кВ на области КПП получаем: $\delta \approx 2,8 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ и $j_{\text{и}} = 1,38 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2$. Эта ситуация соответствует условиям в [6] при начальном напряжении 5 кВ и давлении неона 1 кПа, при которых получен обратный ЭП с током 30 А при сечении разряда 1 см^2 . Тогда, с учетом геометрической прозрачности анодной сетки 0,75, получаем ток ионов на катод $\sim 34 \text{ А}$. Следова-

тельно, эффективность генерации обратного ЭП (ОЭП) в разряде с сетчатым катодом $\eta = I_{\text{оэп}} / [I_{\text{оэп}} + I_{\text{и}}] \leq 50\%$. Ожидать существенного увеличения η при $\delta \approx \lambda_{\text{П}}$, не уменьшая при этом давление газа, едва ли возможно.

Итак, в настоящей работе представлена методика расчета коэффициента электронной эмиссии катода под действием бомбардировки его поверхности быстрыми частицами газа. Для аномального тлеющего разряда получены оценки $\gamma_{\text{а,и}}$, согласующиеся с литературными данными, которые, к сожалению, весьма скудны. Показано, что рассчитанные в [9] значения γ_d в АТР сильно завышены (в 2,3–3 раза). Это означает, что механизмами эмиссии электронов с катода, ответственными за развитие тлеющего разряда, нельзя объяснить получение ЭП с эффективностью 0,9 и выше в открытом разряде при напряжениях 4–7 кВ при давлении гелия 2 кПа и более. Выполнены исследования поведения коэффициента эмиссии $\gamma_{\text{а,и}}$ в зависимости от параметров области КПП. Полученные зависимости использованы при анализе экспериментально полученных материалов. В результате показано доминирующее влияние фотоэлектронной эмиссии на катоде в фазе развития открытого разряда, в которой происходит эффективная генерация электронного пучка.

1. Бохан П.А., Сорокин А.Р. Открытый разряд, генерирующий электронный пучок: механизм, свойства и использование для накачки лазеров среднего давления // Ж. техн. физ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 88–95.
2. Колбычев Г.В., Самышкин Е.А. Исследование объемного газового разряда, генерирующего электронный пучок // Ж. техн. физ. 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2032–2037.
3. Колбычев Г.В. Исследование эффекта убегающих электронов в газе среднего давления: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: Изд-во ТГУ, 1983. 141 с.
4. Лойко Т.В., Тарасова Л.В., Цукерман В.А. Применение высоковольтного тлеющего разряда для генерации наносекундных импульсов рентгеновских лучей // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 3. С. 120–122.
5. Колбычев Г.В., Пташник И.В. Определение режимов разряда в газе среднего давления с убегающими электронами // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 18. С. 1106–1110.
6. Бохан П.А., Сорокин А.Р. Формирование электронных пучков в перезарядочном слое при разряде в газах среднего давления // Ж. техн. физ. 1985. Т. 55. Вып. 6. С. 1168–1170.
7. Бохан П.А. Механизм формирования и генерация интенсивных электронных пучков в открытом разряде // Ж. техн. физ. 1991. Т. 61. Вып. 6. С. 61–68.
8. Сорокин А.Р. Открытый разряд: структура, развитие, роль фотоэмиссии // Ж. техн. физ. 1998. Т. 68. Вып. 3. С. 33–38.
9. Сорокин А.Р. Формирование электронных пучков в открытом разряде // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 24. С. 89–94.
10. Колбычев Г.В., Пташник И.В. Измерения распределения поля в открытом разряде // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 11. С. 1070–1074.
11. 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.

12. Колбычев Г.В., Колбычева П.Д., Забудский О.Б. Накачка продольными пучками убегающих электронов лазеров на парах металлов // Оптики атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 3. С. 247–252.
13. Рокка Дж.Дж., Коллинз Г.Дж. Ультрафиолетовые ионные лазеры // Автометрия. 1984. № 1. С. 3–17.
14. Колбычев Г.В. Источник УФ-подсветки в открытом разряде // Изв. вузов. Физ. 1999. № 11. С. 84–86.
15. Данилевич А.И., Горелова М.А. Исследование генерации электронных пучков в высоковольтном тлеющем разряде // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 2. С. 83–86.
16. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
17. Хастед Дж. Физика атомных столкновений: Пер. с англ. / Под ред. Н.В. Федоренко. М.: Мир, 1965. 710 с.
18. Hayden H.C., Utterback N.G. Ionization of Helium, Neon, and Nitrogen by Helium Atoms // Phys. Rev. 1964. V. 135. № 6 A. P. 1575–1579.
19. Клименко К.А., Королев Ю.Д. Импульсный объемный разряд в коротких межэлектродных промежутках как источник ускоренных электронов // Ж. техн. физ. 1990. Т. 60. Вып. 9. С. 138–142.
20. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.
21. Колбычев Г.В., Пташник И.В. Исследование роли фотоэффекта на катоде на динамику разряда с убегающими электронами // Ж. техн. физ. 1989. Т. 59. Вып. 9. С. 104–111.
22. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 255 с.

G.V. Kolbychev. About physics of the open discharge.

In the article, the various points of view on physics of the open discharge are analyzed. This problem is important for understanding of physics of an electron beam (EB) generation, whose efficiency achieves 90 % and more. For this purpose, the technique of calculation of factors of electron emission from the cathode under bombardment of its surface by fast particles of gas and ions is offered. The calculation has shown, that this process is not capable to provide the values of η , obtained in experiments. The results of calculation gave an additional proof of dominating influence of photoelectron emission from cathode on dynamics of the open discharge and e-beam generation in it.