

О физических процессах в "открытом" разряде

П.А. Бохан

Рассматриваются основные особенности "открытого" фотоэлектронного разряда (ФЭР), используемого для высокоэффективной генерации электронных пучков (ЭП) в газах среднего давления и субнаносекундной коммутации высоковольтных импульсов. Измерена энергетическая эффективность генерации ЭП как в ФЭР, так и в аномальном разряде и сформулированы условия для преобладания фотоэмиссии. Сделан вывод о том, что ФЭР является давно известным явлением, а аргументация автора статьи (УФН 188 1354 (2018)), отрицающего его существование, основана на использовании упрощённых моделей разряда, некачественно выполненных экспериментов и привлечения результатов других авторов, не имеющих прямого отношения к "открытому" разряду.

Ключевые слова: открытый разряд, фотоэмиссионный разряд, аномальный разряд, эмиссия электронов, генерация электронного пучка, вольт-амперные характеристики

PACS number: 52.80.Tn

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.04.038362>

Содержание

1. Введение (1361).
 2. О двух "простейших, очевидных", аргументах, "свидетельствующих о несостоятельности фотоэмиссионного разряда" (1361).
 3. Вольт-амперные характеристики аномального и открытого разрядов (1362).
 4. Эффективность генерации электронного пучка в открытом и аномальном разрядах (1363).
 5. Коэффициенты эмиссии в газовом разряде в чистых благородных газах и их смеси с молекулярными газами (1364).
 6. Замечания и выводы (1365).
 7. Заключение (1366).
- Список литературы (1366).

1. Введение

Термин "открытый" разряд (ОР) введён авторами работы [1] для газового разряда (ГР) в коротких разрядных зазорах (РЗ) между сплошным или сетчатым катодом и в обязательном порядке сетчатым анодом, за которым располагается протяжённое дрейфовое пространство (ДП), ограниченное коллектором электронов (КЭ). К ОР также часто относят и другие разряды, не ограниченные стенками или ограниченными ими лишь частично. В ОР, о котором идёт речь в настоящей работе, при многократном превышении критерия Драйсера [2, 3] $E/p \gg (E/p)_{cr}$ с высокой эффективностью генерируются убегающие электроны кэВ-диапазона энергий [4, 5] (E — напряжённость электрического поля, p — давление рабочего газа). Эти электроны формируют электронный пучок (ЭП), выносящий энергию из РЗ и вызывающий свечение рабочей среды в ДП.

Уже в первых экспериментах [6, 7] было установлено, что в определённых условиях на процесс генерации ЭП сильнейшее влияние имеет фотоподсветка катода из ДП, а иониза-

ция газа в РЗ является незначительной и не оказывает решающего влияния на развитие ОР. Это дало основание авторам работы [8] ввести термин "фотоэлектронный разряд" (ФЭР). Влияние фотоподсветки подтверждено и в публикации [1], что было отражено в термине "открытый" разряд. В последнем случае подчёркивается то обстоятельство, что на характеристики разряда решающее влияние оказывают области, находящиеся вне РЗ. Однако термин ФЭР в [1] отсутствует, поэтому автор [9] неправомерно приписывает себе введение этого термина. Начиная с работы [10] он оспаривает определяющую роль фотоподсветки из ДП и считает, что ОР является обычным аномальным разрядом (АР). Цель настоящей работы состоит в подведении промежуточных итогов по изучению свойств ОР и физических процессов в нём в рамках ответа на публикацию [9].

2. О двух "простейших, очевидных", аргументах, "свидетельствующих о несостоятельности фотоэмиссионного разряда"

ОР был изобретён и реализован специально для возбуждения газовых лазеров [11]. Поэтому большинство исследований с ОР выполнено при коаксиальном варианте расположения электродов. В этом случае оптимальными являются такие поперечный размер (диаметр) ячейки, давление p и геометрическая прозрачность анода μ , при которых практически вся энергия пучка рассеивается в рабочей среде (отметим, что электрон может совершить несколько осцилляций по апертуре [12]). Количество фотоэлектронов, эмитированных в результате торможения в ДП одного быстрого электрона с энергией w , выражается как $n_{eph} = \mu \eta_{ex} w \gamma_{ph} R / hv$, где η_{ex} — доля энергии ЭП, вкладываемая в возбуждение резонансных состояний, γ_{ph} — коэффициент фотоэмиссии, $R \sim \mu$ в коаксиальном варианте — доля вакуумного ультрафиолетового излучения, перехватываемая катодом, hv — энергия кванта. Для гелия $\eta_{ex} \sim 0,3$ [13], $\gamma_{ph} \approx 0,3$ [14], $hv \approx 22$ эВ. Отсюда при $w = 5$ кэВ величина $n_{eph} \approx 20 \mu^2$. Это означает, что уже при $\mu > 0,25$ разряд может стать фотоэлектронным. Для получения $\eta_w \sim \eta_b \sim \mu$ необходимо выполнение второго условия — минимизации размножения зарядов в РЗ (η_w — энергетическая эффективность генерации ЭП, η_b — эффективность генерации ЭП, вычисляемая из соотношения $\eta_b = I_c / I$, где I_c — ток коллектора, I — ток разряда). Это может быть

П.А. Бохан. Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, просп. Академика Лаврентьева 13, 630090 Новосибирск, Российская Федерация. E-mail: bokhan@isp.nsc.ru

Статья поступила 31 октября 2017 г.,
после доработки 20 апреля 2018 г.

достигнуто оптимизацией величин напряжения U , p и длительности импульса τ [7]. Следовательно, в реализации ФЭР и получении соотношения $\eta_w \sim \mu$ нет ничего загадочного.

При $\mu \sim 0,9$, что обычно используется при реализации лазерных кювет, условия самостоятельности ФЭР заведомо выполняются. Поэтому неважно, насколько η_w отличается от η_b , тем более что в надлежащем образом организованном ОР они близки [15]. Вследствие реабсорбции излучения приход резонансного излучения на катод задерживается относительно акта излучения. Эта задержка вычисляется через фактор извлечения Холстейна и определяет время развития тока с катода (см., например, осциллограммы на рис. 3 в работе [14]), и очевидно, что она зависит от величины μ [8, 16]. При планарном расположении электродов, которое чаще используется в исследовании физических процессов, условия реализации ОР по параметрам μ и p ужесточаются, главным образом из-за уменьшения величины R . Эти условия сформулированы, например, в работе [17]. В широкоапертурных ГР легко реализуется величина $R > 0,25$, поэтому в них заведомо выполняется условие самостоятельности ФЭР. В настоящее время общее понимание процессов, протекающих в ОР наносекундной длительности, находится на таком уровне, при котором моделирование обладает предсказательной способностью и позволяет определить условия, при которых преобладает тот или иной вид эмиссии [18, 19].

3. Вольт-амперные характеристики аномального и открытого разрядов

Исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) в АР и ОР важно потому, что основные аргументы автора [9] взяты из работ по исследованию АР низкого давления с дальнейшим их распространением на ОР. Примером являются часто цитируемые публикации [20, 21], в которых сетка имеет характерный размер отверстий $\delta = 1$ мм при междуэлектродном расстоянии $d = 0,65$ мм. Основные исследования ВАХ многих авторов в АР при повышенных давлениях, благоприятных для преобладания фотоэмиссии, несмотря на их многочисленность, проведены до напряжений U в несколько сотен вольт.

Для сравнения свойств АР и ОР при высоких U при подготовке настоящей публикации были воспроизведены условия работы [20] с разными сетками: с $\delta = 0,2$; $0,4$ ($\mu = 0,88$); 1 мм, как в [20], при $\mu = 0,92$, и вообще без сетки (АР). Дополнительно во всех ячейках устанавливались зонды для измерения потенциала электрического поля на расстоянии $1,3$ и 2 мм от катодов. Рабочий диаметр Тi-катодов $D = 12$ мм, длина ДП 20 мм. Эксперименты проведены с гелием как чистой $99,999\%$, так и с небольшими примесями ($10-100$ мТорр) O_2 и N_2 . Для определения эффективности генерации ЭП измерялся энергетический вклад как в ДП, так и в КЭ. Для этого на КЭ и боковых стенках устанавливались термодатчики и нагревательные элементы, с помощью которых проводилась калибровка. Исследования выполнены при разных режимах питания: постоянным током; полупериодами сетевого напряжения; прямоугольными импульсами длительностью от нескольких десятков микросекунд до нескольких миллисекунд с фронтом ~ 10 мкс. Схемы экспериментов и измерений аналогичны представленным на рис. 1 в публикации [9]. Использовались два режима включения ячеек: а) анод и КЭ заземлены через токоизмерительные шунты; б) заземлен только КЭ, а анод находится под плавающим потенциалом.

Оказалось, что ВАХ как в ОР, так и в АР имеют существенно разный характер в зависимости от состава смеси, давления и режима питания (рис. 1). При давлении гелия $p_{He} < 5$ Торр в АР и $p_{He} < 10$ Торр в ОР они имеют вид

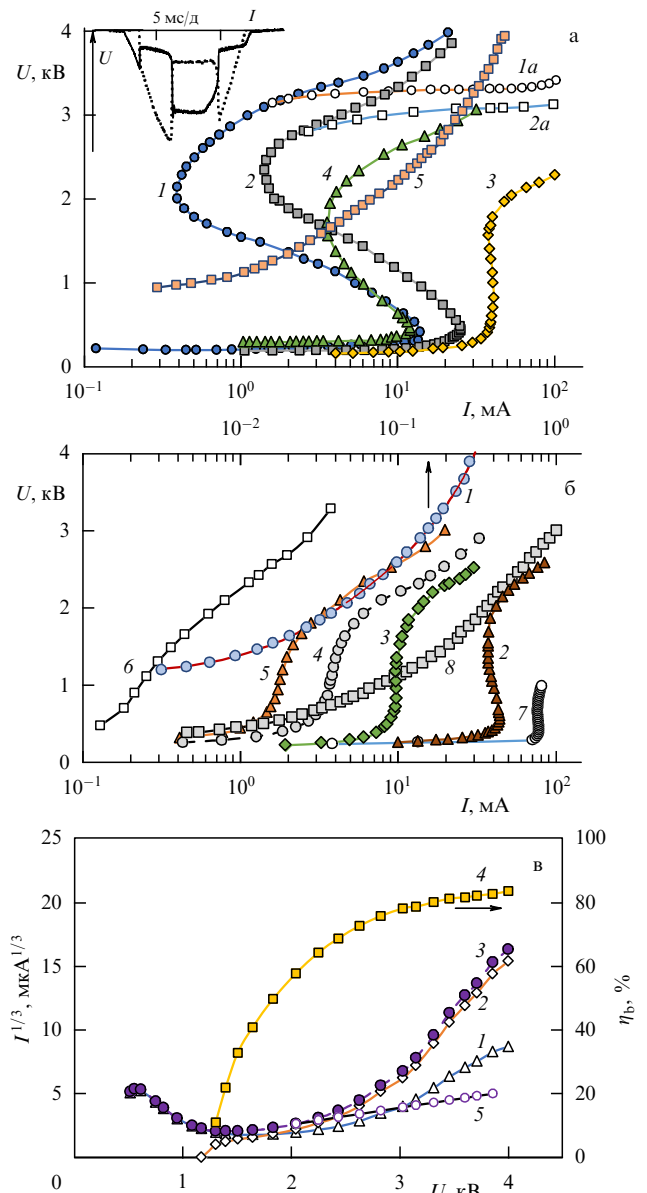


Рис. 1. ВАХ в "открытом" и аномальном разрядах. (а) ОР: зависимости 1–4 — $p_{He} = 30$ Торр, зависимость 5 — $p_{He} = 4$ Торр, $p_{O_2} = 60$ мТорр, 1–3 и 5 — заземлённый анод, 4 — анод под плавающим потенциалом. $\delta = 0,2$ мм (1, 4); $\delta = 0,4$ мм (2); $\delta = 1$ мм (3). Постоянный ток (1–4); прямоугольный импульс, $\tau = 1,5$ мс (1а, 2а, 5). Осциллограммы на вставке: $p_{He} = 30$ Торр, $\delta = 0,2$ мм, заземлённый анод, полупериод сетевого напряжения. (б) Кривая 1 — ОР, $\delta = 1$ мм, заземлённый анод, $p_{He} = 1,5$ Торр, $p_{O_2} = 100$ мТорр. Кривые 2–8 — АР соответственно при $p_{He} = 28$; 12,5; 8; 6; 4; 1,45 и 4 Торр, $p_{O_2} = 23$ мТорр; $D = 12$ мм (2–6, 8); $D = 195$ мм (7) [23]. (в) ОР, $p_{He} = 20$ Торр, $\delta = 0,2$ мм: 1 — ток анода, 2 — ток коллектора, 3 — суммарный ток, 4 — $\eta_b = I_c/I$, 5 — зависимость $I \sim U^3$.

плавно возрастающих кривых, причём ток I в ОР намного меньше, чем в АР. В свою очередь ток в ОР и АР в чистом гелии намного меньше, чем в смесях с N_2 и O_2 . В последнем случае ВАХ коррелируют с ВАХ для Al-катода в [22]. Напротив, при повышенных давлениях ($p_{He} > 40$ Торр) ВАХ всех ячеек практически одинаковы и соответствуют ВАХ нормального и слабоаномального разрядов. В ОР при $p_{He} < 30-35$ Торр ВАХ имеют гораздо более сложный характер (рис. 1а, в). В зависимости $I(U)$ чётко выделяются три разные области. В первой из них при пониженных U и I ВАХ всех ячеек близки между собой. Затем, в зависимости от p_{He} и режима питания, при некоторой величине I (от 10 до 40 mA)

ток с возрастанием напряжения перестаёт зависеть от U , а в диапазоне $U \sim 0,4-2,0$ кВ реализуется убывающая ВАХ (область 2). Чем меньше величина δ , тем больше уменьшается I в этой области (зависимости 1, 2, 3 при $\delta = 0,2; 0,4; 1$ мм соответственно). В непрерывном режиме при любых значениях балластного сопротивления по мере повышения U происходит скачок от разряда с низким U в разряд с высоким U с появлением свечения в ДП. Осциллограммы тока и напряжения при питании полупериодом сетевого напряжения приведены на вставке рис. 1а. Видно, что вначале загорается низковольтный разряд. Затем последовательно происходит резкое убывание тока и возрастание напряжения (за время ~ 15 мкс), далее — горение в высоковольтной стадии и наконец переход в низковольтную стадию за время 150–200 мкс. ВАХ для этого перехода "сшивает" зависимость 1 на рис. 1а ($p_{\text{He}} = 30$ Торр, $\delta = 0,2$) в области скачка в диапазоне $U = 0,4-1,5$ кВ. В высоковольтной стадии (область 3) при повышении U происходит возрастание I , сначала медленное, а потом более быстрое. При питании прямоугольными импульсами с $\tau = 1,5$ мс ток начиная с $I = 4$ мА до величины ~ 50 мА перестаёт зависеть от U и затем U медленно возрастает (участок 1а кривой 1).

Для ячейки с $\delta = 0,4$ мм скачок в ВАХ меньше, чем для ячейки с $\delta = 0,2$ (соответственно в 18 и 37 раз), и вся она сдвигается в сторону больших токов (зависимости 2, 2а). Для ячейки с $\delta = 1$ мм скачок в ВАХ практически отсутствует (зависимость 3). Отметим, что ранее скачки в ВАХ были обнаружены в ОР наносекундной длительности для разряда в He, Ne и Ar [17]. Отключение анода, т.е. реализация режима плавающего потенциала, сглаживает Z-образный характер ВАХ (кривая 4 на рис. 1а, $\delta = 0,2$, $p_{\text{He}} = 30$ Торр). Другое отличие этого варианта включения ячейки состоит в том, что в низковольтной стадии падение напряжения на ней больше, чем при заземлённом аноде. Последнее объясняется возникновением разности потенциалов между анодом и КЭ (~ 100 В в низковольтной стадии и ~ 150 В в высоковольтной), которое необходимо для сохранения непрерывности тока в разрядной цепи. Этот потенциал снижается до величины в несколько вольт в окрестности зонда, расположенного на расстоянии 2 мм от катода (1,3 мм от анода). Если характеризовать ВАХ зависимостью $I \sim p^x U^y$, то в диапазоне $U = 2,5-3$ кВ для ячейки с $\delta = 0,2$ и $p_{\text{He}} = 30$ Торр реализуется величина $y = 10$ при плавающем потенциале анода и $y = 15$ для заземлённого анода. При питании прямоугольными импульсами для варианта с плавающим потенциалом параметр y стабилизируется на величине $y = 15$, а для заземлённого анода в диапазоне $I = 3-50$ мА $y > 50$. В диапазоне $U \approx 0,4-2$ кВ параметр y имеет отрицательную величину и достигает значения $y = -5$. Параметр x , в зависимости от условий, изменяется в диапазоне $x = 1,5-7$ и, в отличие от параметра y , всегда является положительным.

При уменьшении p_{He} все ВАХ сдвигаются в сторону меньших токов и их Z-образный характер становится менее выраженным. При $p_{\text{He}} = 20$ Торр удаётся получить всю ВАХ в непрерывном режиме питания. На рисунке 1в показаны характеристики ОР для этого случая. Видно, что ЭП возникает в верхней части Z-образной характеристики и при $U = 4$ кВ доля тока, регистрируемая КЭ, составляет $\sim 84\%$ при прозрачности сетки $\mu = 87\%$, что характеризует малую степень размножения зарядов в РЗ. В области $U \sim 3-3,8$ кВ параметр $y = 10$, что меньше, чем для $p_{\text{He}} = 30$ Торр. Для сравнения зависимостью 5 показано изменение суммарного тока в диапазоне $U = 2-3,8$ кВ при $y = 3$, как в формуле (7) в [9]. Параметр x в диапазоне $U \sim 2-3,8$ кВ уменьшается от $x = 5,85$ до $x = 2,8$. Поэтому дальнейшее уменьшение p_{He} приводит к быстрому убыванию тока и исчезновению Z-образной ВАХ при $p_{\text{He}} < 10$ Торр. При

$p_{\text{He}} < 4$ Торр ГР не зажигается ни в одной из ячеек при U вплоть до значения $U = 6$ кВ, ограниченного электрической прочностью изолирующих слоёв между катодом и анодом. Введение молекулярных примесей полностью изменяет ВАХ. В качестве примера на рис. 1а представлена ВАХ (кривая 5) для ячейки с $\delta = 1$ мм в смеси He–O₂ при $p_{\text{He}} = 4$ Торр и кислорода $p_{\text{O}_2} = 60$ мТорр, $\tau = 1,5$ мс. При $p_{\text{He}} = 1,5$ Торр, как в эксперименте [20], ВАХ для ГР с примесью O₂ ($p_{\text{O}_2} = 100$ мТорр) в ячейке с $\delta = 1$ мм представлена на рис. 1б (кривая 1). Видно, что при $U = 4$ кВ величина $I = 300$ мкА. Учитывая вышесказанное, невозможно представить, как в работе [20] (см. там рис. 1d) получена плотность тока ~ 400 мА см⁻² при $U = 3,6$ кВ в гелии для ячейки с $\delta = 1$ мм и достигается согласие с моделью [21].

Из представленных результатов видно, что ВАХ в ОР не имеют ничего общего с ВАХ аномального разряда, выраженной формулой (7) в работе [9], и с результатами работ [20, 21]. Поэтому известные свойства АР не могут быть автоматически перенесены на ОР. Далее рассмотрим ВАХ в АР при повышенных давлениях и напряжениях (рис. 1б). В диапазоне давлений $p_{\text{He}} = 6-28$ Торр, так же как и для ВАХ в ОР, можно выделить три разные области. В целом ВАХ в АР подобны ВАХ для ячейки с $\delta = 1$ мм, что следует из сравнения зависимостей 3 на рис. 1а и 2 на рис. 1б. Поэтому конструкции ячеек с $\delta \geq d$, как в [20], непригодны для реализации ОР. Отметим, что отрицательная величина y ранее была получена в широкоапертурном АР с катодом с $D = 19,5$ см при напряжении $U < 1$ кВ и $p_{\text{He}} = 1,45$ Торр ([23], зависимость 7 на рис. 1б). Как и в ОР, разряды в чистом He в АР не могут быть охарактеризованы зависимостью 7 из работы [9]. Так, параметр x в диапазоне $U \approx 1-3$ кВ достигает величины $x \approx 5$, а $y \approx 6$ в диапазоне $U = 2,2-2,4$ кВ при $p_{\text{He}} = 12,5$ Торр. При введении молекулярных примесей ВАХ кардинально изменяются (см. на рис. 1б зависимости 6 ($p_{\text{He}} = 4$ Торр) и 8 ($p_{\text{He}} = 4$ Торр при наличии примеси кислорода с $p_{\text{O}_2} = 23$ мТорр) и становятся подобными, но не идентичными приведённым в [9].

4. Эффективность генерации электронного пучка в открытом и аномальном разрядах

На рисунке 2а для ячейки с $\delta = 0,2$ мм и $p_{\text{He}} = 26$ Торр показаны зависимости от U величин η_w , η_b и доли A_c мощности ЭП, рассеиваемой на КЭ. Видно, что при $U \approx 4$ кВ эффективности η_w , η_b близки между собой и практически равны μ . При $U < 4$ кВ расхождение увеличивается с уменьшением U , что объясняется ухудшением условий для осуществления режима убегания и, соответственно, усилением размножения в РЗ. Энергия, теряемая быстрым электроном в ДП, мало зависит от U и составляет $w_e \approx 2$ кэВ (рис. 2б, кривая 1). Для рассматриваемого варианта ячейки $R = 0,17$, что приводит к величине $n_{\text{epb}} = 4,4\eta_{\text{ex}} > 1$ при $U = 4,35$ кВ, обеспечивая тем самым самостоятельность фоторазряда. Для варианта с плавающим потенциалом анода w_e и η_w заметно меньше (рис. 2а, зависимости 1 и 3). Как отмечалось выше, в этом случае из-за наличия скачка потенциала перед анодом осуществляется дрейф ионов из ДП в РЗ и, следовательно, уменьшается доля тока, переносимая ЭП.

На рисунке 2в в зависимости от p_{He} приведены аналогичные характеристики для АР при $U = 2,5$ кВ (непрерывный режим) и при $U = 3,5$ кВ (питание прямоугольными импульсами с $\tau = 1,5$ мс). При $p_{\text{He}} > 4$ Торр измерения выполнены в чистом He, при $p_{\text{He}} < 4$ Торр ввиду малых токов использовалась смесь He–O₂ с $p_{\text{O}_2} = 15$ мТорр. Из зависимостей 1, 2 на рис. 2в виден переход от режима преобладания механизма эмиссии под действием тяжёлых частиц ($p_{\text{He}} < 4$ Торр) к режиму механизма с преобладанием фотоэмиссии по мере

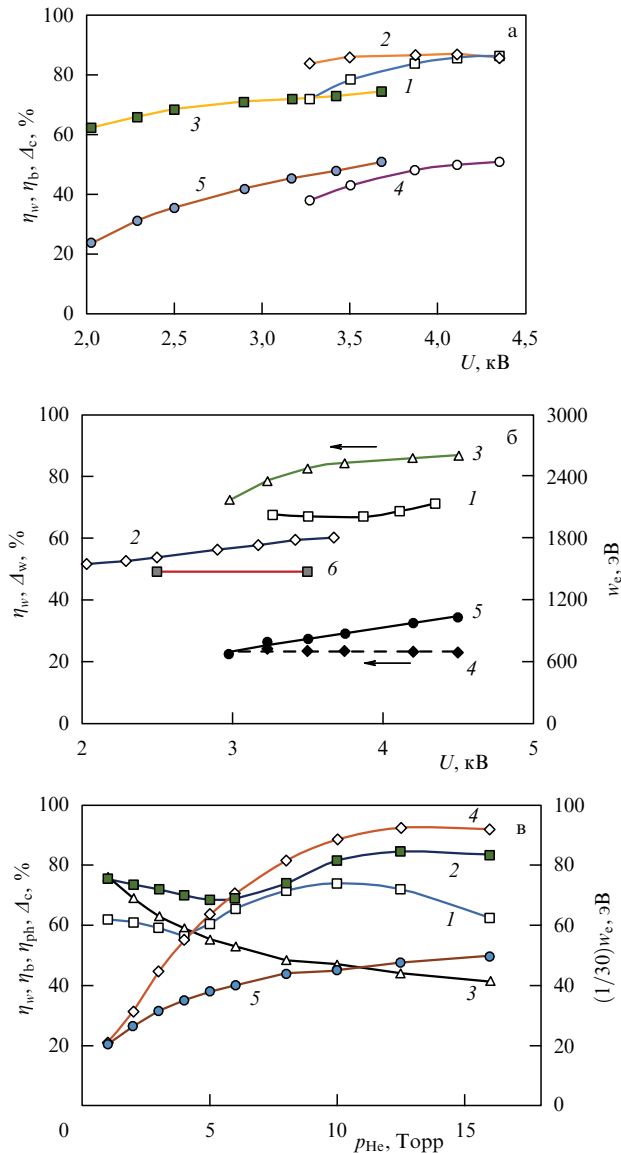


Рис. 2. Эффективность генерации ЭП и вкладываемая в ДП и рассеиваемая КЭ энергия. (а) Эффективность генерации ЭП в ОР с заземлённым анодом (1, 2) и с плавающим потенциалом (3): η_w (1, 3); η_b (2); $p_{\text{He}} = 26$ Торр (1, 2, 4); $p_{\text{He}} = 20$ Торр (3, 5). Доля рассеиваемой КЭ мощности (4, 5) соответственно с заземлённым анодом и плавающим потенциалом. (б) Энергия, теряемая одним электроном в ДП: ОР с заземлённым анодом (1), $p_{\text{He}} = 26$ Торр, $\delta = 0,2$ мм; ОР с плавающим потенциалом анода (2) $p_{\text{He}} = 20$ Торр, $\delta = 0,2$ мм; АР в O_2 , $p_{\text{O}_2} = 120$ мТорр (5); АР в He, $p_{\text{He}} = 12,5$ Торр (6). Δ_w (4) — доля мощности ЭП в ГР в O_2 , рассеиваемой на стенке ячейки. Эффективность генерации ЭП в ГР в O_2 (3) при $p_{\text{O}_2} = 120$ мТорр. (в) Эффективность η_w в АР: $U = 2,5$ кВ (1); $U = 3,5$ кВ (2); доля мощности ЭП (3), рассеиваемая на КЭ; доля фототока (4); энергия, теряемая одним электроном в ДП (5); зависимости 1, 3, 5 — непрерывный разряд, $U = 2,5$ кВ; зависимости 2, 4 — прямоугольный импульс, $\tau = 1,5$ мс.

увеличения давления и, соответственно, с увеличением доли фототока в общем токе разряда (кривая 4). Однако при этом не достигается такой же эффективности, как в ОР, поскольку в АР дрейф ионов из ДП к катоду ничем не ограничен. Важно отметить, что вариант ОР с плавающим потенциалом анода занимает промежуточное положение по ВАХ, величине w_e и эффективности между АР и ОР с заземлённым анодом. Это объясняется меньшей долей тока, переносимого ионами при переходе от АР к ОР с заземлённым анодом. Находит объяснение и различие ВАХ в непрерывном и квазинепрерывном

режимах. Оно обусловлено сильным нагревом газа вследствие большой мощности, рассеиваемой в ДП. В импульсном (квазинепрерывном) режиме, несмотря на нагрев, газ не успевает расширяться в буферные зоны. Поэтому, по крайней мере при $\tau = 1,5$ мс и I до 50 мА, условия для фотоподсветки неизменны и ток не зависит от напряжения (рис. 1а, зависимости 1а, 2а).

5. Коэффициенты эмиссии в газовом разряде в чистых благородных газах и их смесях с молекулярными газами

Несмотря на многочисленные исследования в течение многих лет, вопрос о коэффициентах эмиссии под действием быстрых, $w = 50 - 1000$ эВ, атомов γ_a , ионов γ_i и фотонов γ_{ph} в ГР остаётся дискуссионным. Поэтому считается, что при моделировании коэффициенты γ должны рассматриваться как неизвестные величины [24] и определяться как подгоночные параметры [25] из решения обратных задач на основе измерения реальных характеристик разряда. Для He часто в качестве первого приближения величины $\gamma_{i,a}$ берутся из публикации [26]. Её специфика состоит в том, что авторы в течение длительного времени работали с пучками N_2 и N_2^+ с энергией до 1 кэВ [27]. Кроме того, пучки He и He^+ в экспериментах [26] также содержат ионы N_2^+ . Следовательно, поверхностные слои эмитирующей мишени сильно легированы атомами и молекулами азота.

Отличие эмиссионных свойств металлических мишеней от эмиссионных свойств мишеней с имплантированными примесями состоит в том, что при нейтрализации ионов примесей энергии освобождённого электрона может быть достаточно для преодоления работы выхода. Поэтому коэффициенты $\gamma_{i,a}$ для поверхностей с имплантированными атомами (молекулами) с высоким потенциалом ионизации [14, 28, 29] гораздо выше, чем для чистых поверхностей [30]. Коэффициенты $\gamma_{i,a}$ определяются сечениями ионизации (возбуждения) имплантированных атомов (молекул) быстрыми тяжёлыми частицами, ускоренными в области катодного падения потенциала (КПП), и их пробегом в материале катода. Поэтому в случае чистого гелия нельзя пользоваться данными [26]. В чистых O_2 , N_2 и He или их комбинации наилучшими эмиссионными свойствами должны обладать смеси с O_2 , так как сечения ионизации O_2 быстрыми молекулами O_2 — наибольшие [26, 31].

На рисунке 2б показана зависимость $\eta_w(U)$ для АР в чистом O_2 , которая достигает величины $\eta_w = 86\%$ при $U = 4,5$ кВ, что соответствует суммарной эмиссии под действием тяжёлых частиц с $\langle \gamma \rangle \sim 6$. Для азота $\eta_w < 80\%$. В смесях He– O_2 при небольшом содержании O_2 действует как механизм фотоэмиссии, преобладающий при повышенных p_{He} , так и эмиссия под действием тяжёлых частиц, преобладающая при низком давлении. Поэтому зависимость η_w имеет экстремальный характер с минимумом в области $p_{\text{He}} \approx 4 - 5$ Торр (рис. 2в).

Сечение ионизации гелия быстрым атомом гелия [32] гораздо меньше, чем сечение ионизации N_2 . Поэтому основным механизмом эмиссии из легированных гелием мишеней становится возбуждение резонансных состояний с последующим освобождением электрона в оже-процессе. Верхняя граница величин $\gamma_{i,a}$ по этому механизму определена в работе [14]. Эти величины близки к таковым для АР в чистом He для случая, когда достигается согласие теоретических и экспериментальных результатов [33]. Ещё более низкие значения γ_a вынуждены использовать авторы работы [32] для описания левой ветви кривой Пашена при $U > 10$ кВ. Так, для $w = 1$ кэВ в работе [32] $\gamma_a = 0,05$, в то время как в [33] $\gamma_a = 0,2$, а в [26] $\gamma_a = 1,2$. Различие результатов работ [32, 33] обусловлено тем, что в первом случае принята во внимание фотоэмиссия,

которая даёт 25 % тока с катода при величинах E/N , близких к таковым в [33].

6. Замечания и выводы

На основе полученных в настоящей работе результатов и проведённых ранее исследований ОР наносекундной длительности дополним физическую картину горения ОР, ранее развитую в наших работах, которая противоречит выводам [9].

I. *Условия реализации открытого ФЭР и высокоэффективной генерации электронного пучка.* Согласно зависимостям, представленным на рис. 1а, разряд в варианте с заземлённым анодом, в котором получены наиболее высокие величины $\eta_w \sim \mu$, зажигается при $U = 210-215$ В и $pd = 1,95$ Торр см, что соответствует началу левой ветви кривой Пашена [34]. По мере возрастания U возрастает и I , достигая максимума при $U = 450-500$ В. Этот максимум реализуется при $E/N \approx 7,5 \times 10^{-15}$ В см² и соответствует максимуму величины α — коэффициента размножения Таунсенда [15]. Поэтому дальнейшее повышение U приводит к убыванию тока, которое тем больше, чем меньше δ . Это объясняется тем, что при повышенной величине δ поле "провисает" за анод, способствуя дополнительной инжекции ионов из ДП в разрядный зазор. При $U > 2$ кВ реализуются заметный вынос энергии из РЗ в ДП (рис. 1в) и новое возрастание I , которое обусловлено формированием ЭП и усилением фотоподсветки из ДП. При $U > 3,2$ кВ энергии, рассеиваемой в ДП, достаточно для генерации такого количества фотонов, при котором реализуется самостоятельный ФЭР.

Для получения большой величины $\eta_w \sim \mu$ требуется выполнение второго условия — максимального снижения тока ионов на катод. Это может быть достигнуто уменьшением α за счёт увеличения E/N и уменьшения δ , что препятствует вытягиванию ионов из ДП. Инжекцией (дрейфом) ионов из ДП объясняется снижение η_w при переходе от ОР с заземлённым анодом к ОР с плавающим потенциалом анода и к АР. Примечательно, что в АР также может преобладать фотоэмиссия. Однако из-за меньшей энергии быстрого электрона, вкладываемой в ДП (рис. 2б, в) условие самостоятельности фоторазряда в АР не выполняется. В ГР наносекундной длительности дополнительной причиной ограничения ионного тока является инерционность тяжёлых частиц [15]. Выполнение условия самостоятельности ФЭР приводит к быстрому возрастанию тока при $U > 3,2$ кВ до тех пор, пока разогрев газа и его вытеснение из объёма ячейки не стабилизируют разряд. Этот режим более ярко выражен при питании импульсами миллисекундной длительности (рис. 1а). Время развития разряда в этих условиях составляет около 150 мкс и определяется включением рекомбинационных процессов, усиливающих фотоподсветку [23].

II. *Об аргументах, якобы свидетельствующих о несостоятельности фотозлектронного разряда.* Эти аргументы можно условно разбить на две группы. К первой относятся выводы из работ автора [9]. Как показано выше, его результаты получены в условиях, лишь внешне напоминающих условия реализации ФЭР: а) в большинстве случаев не соблюдается условие $\delta \ll d$, при котором нет заметной эрозии катода [15]; б) автор работает с неизвестными по чистоте рабочими газами и, по-видимому, с недостаточно "тренированными" ячейками, что приводит к принципиальным отличиям в ВАХ. Поэтому нет предмета дискуссий и оснований для принятия во внимание полученных им экспериментальных результатов.

Вторая группа аргументов основана на интерпретации результатов других авторов. Ввиду ограниченности объёма настоящей статьи кратко коснёмся лишь некоторых, на наш взгляд важных, моментов.

1. Автор [9] строит аргументацию, ссылаясь либо на результаты работ, в которых исследовалась генерация ЭП при $p_{He} \sim 1$ Торр и $U < 10$ кВ, либо на результаты исследований по технологическим ЭП при $U > 100$ кВ и $p_{Ar} \sim 1$ Па. Вполне очевидно, что эти результаты нельзя переносить на ОР, на что указывалось ещё в работе [35].

2. Автор [9], приводя осциллограммы, представленные на рис. 2, из статьи [36], утверждает, что это "типичные" осциллограммы. На самом деле ни в одной из работ по ОР подобных осциллограмм, в которых ток ЭП начинается ранее, чем ток анода, нет. Уже в публикации [6] специально подчёркивалось, что осциллограмма тока анода всегда повторяет форму тока коллектора. Поэтому с полным основанием можно утверждать, что приведённая на рис. 2 осциллограмма, взятая из [36], на которой ток ЭП опережает ток анода, "уникальна" и, скорее всего, ошибочна. Что касается падения тока при уменьшении U , то автор [9] не принимает во внимание три механизма, увеличивающих фотоподсветку при возрастании U : а) возбуждение резонансных состояний не быстрыми атомами He, определяющее развитие разряда при $E/N > 4 \times 10^{-14}$ В см² [17]; б) возникновение и развитие индукционных и компенсационных токов [37], особенно важное на переднем фронте импульса; в) отражение электронов от КЭ. При низких рабочих давлениях процесс отражения электронов от КЭ практически целиком отвечает за свечение плазмы в ДП ([38], рис. 1а). В наших условиях этот процесс приводит в конечном итоге к выделению $\sim 23\%$ энергии на стенке (кривая 4 на рис. 2б) и к возрастанию общей рассеиваемой в ДП мощности при $U > 3,8$ кВ (рис. 2б, зависимость I), сохраняя самостоятельность ФЭР.

3. Результаты расчёта эффективности генерации ЭП в He, приведённые на рис. 3 в [9], нельзя распространять на смесь He—O₂ из [38]. Кроме того, результат из статьи [38] в одной точке "уникален", так как больше нигде не воспроизводится. Так, например, в более поздней расширенной работе [22] этих же авторов эффективность η_w при $U = 2,4$ кВ колеблется от 0,3 до 0,55 и ни в одном из случаев не достигает значения $\eta_w = 0,7$. Сам расчёт $\langle \gamma \rangle$ в He неверен, так как в нём не учитывается торможение быстрых атомов He атомами рабочей среды [39]. Учёт этого явления снижает $\langle \gamma \rangle$ в 2–4 раза [35, 40]. Использование более реальных величин γ_{ia} в самосогласованной и согласующейся с экспериментом модели гелиевого разряда приводит к величине $\langle \gamma \rangle = 0,98$ при $U = 4$ кВ [33], в отличие от $\langle \gamma \rangle \approx 5$ на рис. 3 из [9]. Учёт фотоэмиссии [32] при тех же величинах E/N , что и в работах [9, 33], даёт значение $\langle \gamma \rangle = 0,75$.

4. С ошибкой на много порядков величины рассчитаны поток фотонов на катод и, соответственно, вклад фотоэмиссии в ток разряда [21, 41] из-за непонимания физического смысла термина "коэффициент ускользания". Последний определяет не ослабление резонансного излучения, выходящего из плазменного объёма, как полагают авторы [21, 41], а лишь увеличение его времени выхода по сравнению с временем жизни атома в соответствующем состоянии (см. рис. 3 в [14]). Фактически автор [9] "запрещает" функционировать, помимо ФЭР, таким устройствам, как люминесцентные и натриевые лампы, плазменные дисплеи и др.

5. Автор [9] утверждает, что заторможенные в ДП электроны не могут достигнуть коллектора. На самом деле эти электроны дрейфуют к КЭ под действием объёмного заряда ЭП и тем самым замыкают ток разряда на КЭ. Для этого достаточно, чтобы потенциал коллектора незначительно уступал потенциалу анода. Подобным образом переносится ток в ГР от области отрицательного свечения через тёмное пространство к положительному столбу.

6. Игнорируется, что в He при $pd = 0,2$ Торр см, как в [21, 41], напряжение зажигания превышает 100 кВ [32]. Это сви-

детельствует о сильном загрязнении рабочей среды в [21, 41] и несоответствии моделей реальности.

III. По-видимому, автор [9] не знаком со многими работами, в которых обнаружены фазы и формы разряда с доминирующей фотоэмиссией. Приведём некоторые из них: а) начальные фазы ГР во всех благородных и некоторых молекулярных газах (см., например, [42–45]); б) высокочастотные ГР [46–48]; в) ГР большого объёма [48, 49]; г) ГР с относительно низкой величиной E/N [34] и др. Игнорируются также работы, например, [50, 51], в которых в ОР получена величина $\eta_w \approx 1$. Даже в разрядах наносекундной длительности при $p_{\text{не}} \approx 1$ атм и $U \approx 1$ кВ, когда заведомо нет убегающих электронов и, следовательно, выноса энергии из области КПП, фотоэмиссия также играет важную роль [52, 53].

7. Заключение

Совокупность вышеприведённых и полученных ранее результатов многих авторов доказывает, что ФЭР является давно известным явлением. Отличие наших работ от работ других авторов состоит в том, что известные формы и фазы разряда с преобладанием фотоэмиссии выделены, изучены и оптимизированы для высокоэффективной генерации ЭП. Что касается аргументов автора [9], то они основываются либо на использовании результатов исследований, заведомо неприменимых к ОР (разряды низкого давления), либо на проведённых им экспериментах в неконтролируемых условиях, непригодных для реализации ОР ячейках, а также на произвольном толковании теоретических и экспериментальных результатов других авторов и поэтому не выдерживают критики. Особо следует отметить, что только в чистых условиях могут быть получены воспроизводимые результаты исследования ОР.

Список литературы

1. Бохан П А, Сорокин А Р *ЖТФ* **55** 88 (1985); Bokhan P A, Sorokin A R *Sov. Phys. Tech. Phys.* **30** 50 (1985)
2. Dreicer H *Phys. Rev.* **115** 238 (1959)
3. Babich L P *High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment, and Natural Phenomena* (Arlington, Va: Futurepast, 2003)
4. Бохан П А, Колбычев Г В *Письма в ЖТФ* **6** 418 (1980); Bokhan P A, Kolbychev G V *Sov. Phys. Tech. Phys. Lett.* **6** 180 (1980)
5. Бохан П А, Колбычев Г В *ЖТФ* **51** 1823 (1981); Bokhan P A, Kolbychev G V *Sov. Phys. Tech. Phys.* **26** 1057 (1981)
6. Колбычев Г В, Самышкин Е А *ЖТФ* **51** 2032 (1981); Kolbychev G V, Samyshkin E A *Sov. Phys. Tech. Phys.* **26** 1185 (1981)
7. Колбычев Г В, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Томск, 1983)
8. Колбычев Г В, Пташник И В *Письма в ЖТФ* **11** 1106 (1985); Kolbychev G V, Ptashnik I V *Sov. Phys. Tech. Phys. Lett.* **11** 458 (1985)
9. Сорокин А Р *УФН* **188** 1354 (2018); Sorokin A R *Phys. Usp.* **61** (12) (2018) <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.10.038360>
10. Сорокин А Р *Письма в ЖТФ* **21** (20) 37 (1995); Sorokin A R *Tech. Phys. Lett.* **21** 832 (1995)

11. Бохан П А, в сб. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* Т. XI-4 (Отв. ред. С И Яковленко) (М.: Физматлит, 2005) с. 322
12. Bokhan P A, Zakrevsky Dm E, Gugin P P *Phys. Plasmas* **18** 103112 (2011)
13. Сыцько Ю И, Яковленко С И *Физика плазмы* **263** (1976); Syts'ko Yu I, Yakovlenko S I *Sov. J. Plasma Phys.* **2** 34 (1976)
14. Бохан П А, Закревский Д Э *ЖТФ* **77** 109 (2007); Bokhan P A, Zakrevsky D E *Tech. Phys.* **52** 104 (2007)
15. Бохан А П, Бохан П А, Закревский Д Э *Физика плазмы* **32** 599 (2006); Bokhan A P, Bokhan P A, Zakrevsky D E *Plasma Phys. Rep.* **32** 549 (2006)
16. Колбычев Г В, Пташник И В *ЖТФ* **59** (9) 104 (1989); Kolbychev G V, Ptashnik I V *Sov. Phys. Tech. Phys.* **34** 1018 (1989)
17. Бохан П А и др. *ЖТФ* **85** (10) 58 (2015); Bokhan P A et al. *Tech. Phys.* **60** 1472 (2015)
18. Schweigert I V et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **90** 044005 (2015)
19. Швейгерт И В и др. *Физика плазмы* **42** 658 (2016); Schweigert I V et al. *Plasma Phys. Rep.* **42** 666 (2016)
20. Сорокин А Р *Письма в ЖТФ* **29** (10) 15 (2003); Sorokin A R *Tech. Phys. Lett.* **29** 404 (2003)
21. Karelin A V *Laser Phys.* **14** 15 (2004)
22. Rocca J J et al. *J. Appl. Phys.* **56** 790 (1984)
23. Belskaya E V, Bokhan P A, Zakrevsky Dm E *Appl. Phys. Lett.* **93** 091503 (2008)
24. Phelps A V *Plasma Sources Sci. Technol.* **10** 329 (2001)
25. Marić D et al. *Eur. Phys. J. D* **21** 73 (2002)
26. Hayden H C, Utterback N G *Phys. Rev.* **135** A1575 (1964)
27. Utterback N G, Miller G H *Phys. Rev.* **124** 1477 (1961)
28. Бохан П А, Закревский Д Э *Письма в ЖЭТФ* **96** 139 (2012); Bokhan P A, Zakrevsky D E *JETP Lett.* **96** 133 (2012)
29. Bokhan P A, Zakrevsky D E *Phys. Rev. E* **88** 013105 (2013)
30. Baragiola R A, in *Low Energy Ion-Surface Interactions* (Ed. J W Rabalais) (Chichester: J. Wiley, 1994) p. 187
31. Utterback N G *Phys. Rev.* **129** 219 (1963)
32. Xu L et al. *Phys. Plasmas* **24** 093511 (2017)
33. Hartmann P et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **42** 3633 (2003)
34. Marić D et al. *Eur. Phys. J. D* **68** 155 (2014)
35. Колбычев Г В *Оптика атмосферы и океана* **14** 1056 (2001)
36. Колбычев Г В *Оптика атмосферы и океана* **6** 635 (1993)
37. Колбычев Г В *Изв. вузов. Физика* **42** (11) 84 (1999)
38. Yu Z, Rocca J J, Collins G J *J. Appl. Phys.* **54** 131 (1983)
39. Wilson W D, Haggmark L G, Biersack J P *Phys. Rev. B* **15** 2458 (1977)
40. Ульянов К Н, Чулков В В *ЖТФ* **58** 328 (1988); Ulyanov K N, Chulkov V V *Sov. Phys. Tech. Phys.* **33** 201 (1988)
41. Карелин А В, Сорокин А Р *Физика плазмы* **31** 567 (2005); Karelin A V, Sorokin A R *Plasma Phys. Rep.* **31** 519 (2005)
42. Phelps A V *Phys. Rev.* **117** 619 (1960)
43. Швейгерт В А *TBT* **26** 436 (1988)
44. Agache M, Fitaire M, Leduc E *J. Phys. D* **29** 1217 (1996)
45. Ganter R et al. *J. Appl. Phys.* **91** 992 (2002)
46. Баранов И Я *Физика плазмы* **28** 77 (2002); Baranov I Ya *Plasma Phys. Rep.* **28** 71 (2002)
47. Баранов И Я, Коптев А В *Физика плазмы* **33** 56 (2007); Baranov I Ya, Koptev A V *Plasma Phys. Rep.* **33** 54 (2007)
48. Tian P, Kushner M J *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 024005 (2017)
49. Nakamura K, Ando M, Sugai H *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **206** 798 (2003)
50. Mitko S V et al. *Rev. Sci. Instrum.* **76** 013101 (2005)
51. Митько С В, Очкин В Н, в сб. *Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления* (Под ред. В Ф Тарасенко) (Томск: STT, 2015) с. 403
52. Fierro A et al. *J. Phys. D* **50** 065202 (2017)
53. Donkó Z, Hamaguchi S, Gans T *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 054001 (2018)

On physical processes in the "open" discharge

P.A. Bokhan. *Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, prosp. Akademika Lavrent'eva 13, 630090 Novosibirsk, Russian Federation. E-mail: bokhan@isp.nsc.ru*

This paper reviews the key features of the "open" photoelectric discharge (FED) used for the high-efficiency generation of electron beams (EBs) in medium-pressure gases and for subnanosecond switching of high-voltage pulses. The energy efficiency of EB generation in both FEDs and anomalous discharges is measured and conditions for the predominance of photoemission are formulated. It is concluded that FED is a long-known phenomenon and that the arguments in *Usp. Fiz. Nauk* **188** 1354 (2018) [*Physics–Uspekhi* **61** (12) (2018)] against its existence are based on simplified discharge models and poorly performed experiments and make use of other authors' results of no direct relevance to the "open" discharge.

Keywords: open discharge, photoemission discharge, anomalous discharge, electron emission, electron beam generation, current–voltage characteristics

PACS number: 52.80.Tn

Bibliography — 53 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (12) 1361–1366 (2018)
 DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.04.038362>

Received 31 October 2017, revised 20 April 2018
Physics–Uspekhi **61** (12) (2018)
 DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.04.038362>