

А.Р. Сорокин

Электронные пучки в разрядах: открытом и с полым анодом

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск

Поступила в редакцию 7.10.2001 г.

Вновь ставится дискуссионный вопрос: является ли затрудненный разряд с сетчатым анодом – открытый разряд (ОР) – фотоэлектронным? По возможности с наиболее общих позиций, с привлечением новых экспериментальных данных рассматривается формирование электронных пучков (ЭП) в различных условиях тлеющего разряда.

Автор приходит к своему прежнему выводу, что в ОР, так же как давно и надежно установлено для частного случая ОР с «сеткой» в одно отверстие – разряде с полым анодом, необходимая для формирования высокоэффективных ЭП эмиссия электронов обеспечивается бомбардировкой катода быстрыми атомами, возникающими в процессах перезарядки ионов.

1. Условия формирования ЭП в тлеющем разряде обычно связываются с левой ветвью кривой Пашена. Однако в ОР часто используются условия вблизи минимума кривой Пашена ($p_{He}d)_{min} = 4$ торр · см и даже глубоко на правой ветви, как, например, в [1], где исследовался лазер на ионах Eu^+ при давлениях до 1 атм.

В данной статье путем анализа особенностей формирования ЭП на левой и правой ветвях Пашена в разрядах различного типа попытаемся выяснить, имеются ли какие-либо принципиальные различия формирования пучков в этих двух случаях, и если имеются, то не выводят ли они нас за пределы известных форм тлеющего разряда?

В основу рассмотрения положим предложенную в [2] нетрадиционную классификацию форм тлеющего разряда, наиболее просто и ясно отображающую саму суть тлеющего разряда (рис. 1). Область 1 – простейший разряд (поле в промежутке слабо искажено зарядами); область 2 – плотный разряд (искажение поля существенно); промежуточная область 3 – нормальный тлеющий разряд. Для простейшего разряда сечение в плоскости U, pd дает кривую Пашена, сечение в плоскости U, j – вольтамперная характеристика (ВАХ). Из рис. 1 видно, что у плотного разряда характер подъема ВАХ одинаков для левой и правой ветвей Пашена. Если для нормального разряда откладывать по оси j отношение тока не ко всей площади катода, а только к действительно занимаемой разрядом площади, что только и имеет смысл, то область 3 исчезнет, что еще больше подчеркнет идентичность процессов, происходящих на обеих ветвях.

Фактически на правой ветви, т.е. при достаточной свободе развития электронных лавин, в процессе электрического пробоя промежутка в результате флуктуаций ток зарядов в одной из лавин оказывается достаточным для существенного искажения поля. В результате поле у катода локально возрастает, формируется катодное падение потенциала КПП и

включается механизм обратной связи – эмиссия электронов с катода под действием бомбардировки катода тяжелыми частицами. Напряжение падает, а ток растёт

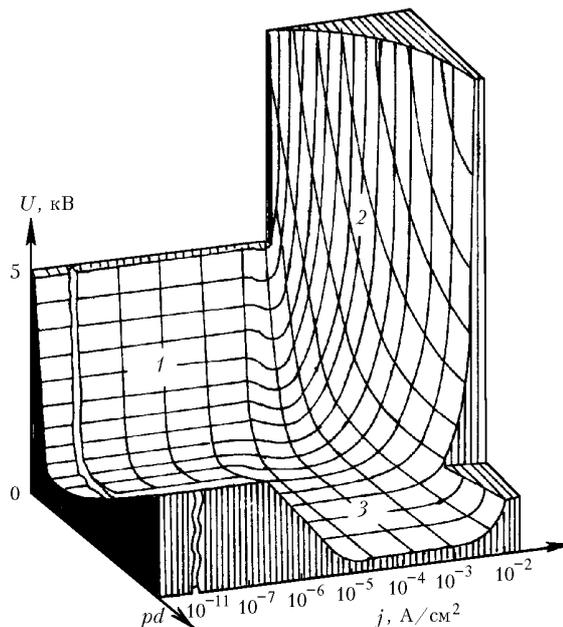


Рис. 1. Формы тлеющего разряда в системе координат U, j, pd [2]

до значения, определяемого величиной балластного сопротивления. Этим определяется и занимаемая разрядом площадь катода. Если слегка увеличить U , то появившийся избыток ионов распространится в сторону из столба разряда, площадь катода, занимаемая разрядом, возрастет, а U упадет до прежней величины и т.д., пока разряд не распространится по всей поверхности катода. С дальнейшим ростом U начнется плотный разряд.

Дополним представленную картину. Известно, что при перемещении анода к катоду разряд не меняет своей формы, пока в промежутке присутствует

хотя бы приграничная область отрицательного свечения. На левой ветви подъем кривых в плотном разряде как раз указывает на проникновение отрицательного свечения в промежутки. На правой ветви отрицательное свечение присутствует еще в форме нормального разряда, который по своей физической сути уже является плотным разрядом.

2. Обратимся к электронным пучкам. Тлеющий разряд с анодной плазмой широко используется в электронно-лучевых трубках со второй половины XIX в., а с конца 60-х гг. XX в. в технологических электронных пушках в форме разряда с полым анодом (рис. 2). Давно установлено [3], что такие разряды поддерживаются потоком ионов из прианодной плазмы, куда затруднено проникновение сильного поля, ибо в нем ($E/p_{\text{He}} > 150 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$) электроны «убегают» от столкновений и ионизация чрезвычайно ослаблена. Фотоэмиссия с катода считается малой, и ею пренебрегают ($\gamma_v \approx 0$).

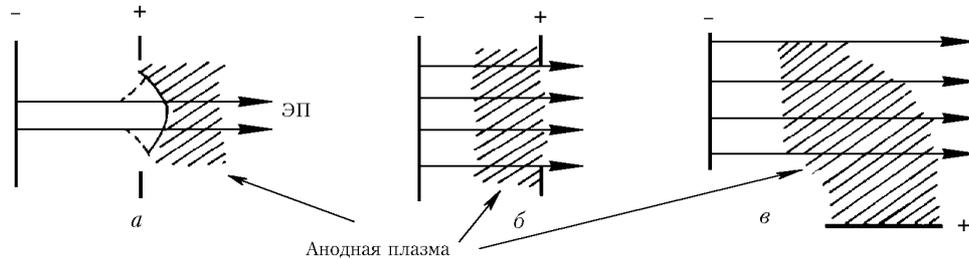


Рис. 2. Разновидности электронных пучков с анодной плазмой

В глубине левой ветви Пашена плазма образуется в ослабленном провисшем поле за анодом. Поскольку тяжелые ионы двигаются по силовым линиям, то они совместно с возникающими в перезарядочных процессах быстрыми атомами вызывают эмиссию по центру отверстия. В результате формируется узкий ЭП (рис. 2,а). По форме – это простейший разряд, усиленный потоком ионов из заанодной плазмы.

В условиях правой ветви, а также левой, если длина l КПП занимает лишь часть d (минимальное значение $l_m = 0,37(pl_n)p^{-1}$ [4], где l_n берется для нормального разряда, $p_{\text{He}}l_n = 1,3 \text{ торр} \cdot \text{см}$), образуется преданодная плазма (рис. 2,б) и пучок занимает всю апертуру отверстия (в этом случае параметры разряда могут мало измениться, если взять анод сплошным, или расположить его произвольным образом, например, как на рис. 2,в, на что обращено внимание в [5]). По форме это плотный разряд, иногда усиленный ионизацией в остаточном провисшем поле.

Коэффициент полезного действия формирования ЭП – отношение мощности, выделяемой на аноде (измеряется калориметром), к общей в разряде – определяется обобщенным коэффициентом эмиссии $\gamma = \gamma_i + \gamma_a$ [3]: $\xi = \gamma(\gamma + 1)^{-1}$. Типичные рабочие давления в пушках с полым анодом – сотые, десятые доли торра, а напряжение – от десятков до сотен киловольт.

Если включить параллельно множество разрядов с полым анодом, взяв анодом сетку, то получим открытый разряд [6]. Теперь удовлетворить условиям эффективного формирования пучков на большой

площади можно при давлениях до сотен торр, если взять $A, d < 1 \text{ мм}$ (A – размер отверстий в сетке). Рабочие напряжения в ОР, как правило, не превышают $15 \div 20 \text{ кВ}$. Коэффициент прохождения пучка η будет лежать в пределах $\eta = \xi \div \xi \cdot \mu$ (μ – геометрическая прозрачность сетки); $\eta \approx \xi$, если ток на перемычки сетки пренебрежимо мал, что может реализовываться в простейшем разряде, и просматривается на начальной стадии еще не успевшего развиваться плотного разряда при импульсном возбуждении [7]. В открытом разряде η обычно определяется отношением тока пучка (измеряется коллектором) к полному току, что несколько завышает истинные значения η, ξ (часть электронов, регистрируемых коллектором, рождаются в ослабленном или провисшем поле анода и ускоряются лишь в части приложенного U). Во всех случаях в оптимальных условиях ξ близок к 1. Такой разряд был специально разработан для возбуждения лазеров и оказался весьма перспективным.

3. В работе [6] 1985 г. для ОР был предложен нетрадиционный механизм разряда – фотоэлектронный, наиболее ярко сформулированный в [8]: ОР «является, по сути, несамостоятельным с инициацией и поддержкой УФ-подсветкой из заанодной области». Такое предположение понятно, ведь область дрейфа, откуда идет фотоподсветка, может иногда в сто раз превышать объем самого разрядного промежутка; в ОР геометрия фотоподсветки много лучше, чем в полном аноде. Поэтому с переходом к ОР возможны качественные изменения. Процессы ионизации в промежутке стали считать вредным фактором, снижающим кпд. Действительно, для фоторазряда ($\gamma_v \gg \gamma_i + \gamma_a$) получается $\xi = \gamma_v(\gamma_v + I_i/I_{\text{ЭП}})^{-1}$, где $I_i, I_{\text{ЭП}}$ – токи ионов и ЭП.

Критика фоторазряда дана в [9] и последующих работах с итогом в [10]. В них было показано, что ОР, так же как и разряд с полым анодом, сохраняет все свойства известных форм тлеющего разряда, а фотоэлектронный механизм находится в глубоких и неразрешимых противоречиях с опытом.

Противоречий множество и, что очень важно, они носят общий характер. Приведем наиболее яркие. Для фоторазряда коэффициент фотоэмиссии γ_v должен быть больше единицы, иначе разряд не начнется. Тогда ток будет нарастать до величины, ограничиваемой законом степени «3/2» [9]. Но такие токи в ОР не достигаются.

Далее, было обращено внимание [10] на характерный для ОР ход кривой тока от длины разрядного промежутка (рис. 3), который присущ тлеющему

разряду (сравним рис. 3 с сечением в плоскости pd , j на рис. 1). Поведение этой кривой совершенно не укладывается в рамки фоторазряда. Ведь речь идет

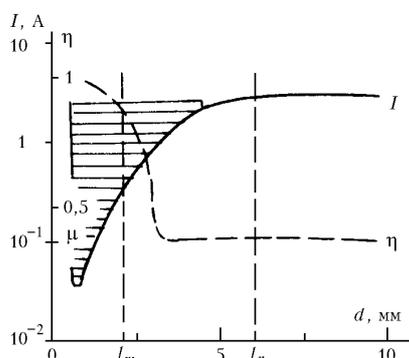


Рис. 3. Зависимости полного тока I и коэффициента прохождения электронного пучка η от расстояния между электродами d [10]. Амплитудное значение напряжения $U_0 = 10,8$ кВ, $p_{\text{He}} = 2,2$ торр

об изменении тока на два порядка. Возникает вопрос: причем здесь фоторазряд? Он не может так зависеть от d . Заметим, в опыте сохранялся КПД, близкий к единице ($\xi \sim 1$), причем даже при $d > l_n$ нормального тлеющего разряда, когда наличие отверстий в аноде уже не сказывается на параметрах разряда. Отверстия здесь выполняли лишь роль окон для вывода ЭП из промежутка.

Однако работы в поддержку фоторазряда продолжают публиковаться, например [11]. Все это затрудняет выбор режимов ОР. По-видимому, из-за больших различий, отмеченных выше, в использовании режимов работы пушек и ОР приверженцы фоторазряда не уделяют должного внимания давно и хорошо изученным процессам, происходящим в пушках с анодной плазмой, которые напрямую приложимы к ОР. Различия же диктуются исключительно различием применений пушек и ОР.

Поэтому продолжим рассмотрение ОР, уделяя внимание условиям на правой ветви Пашена при больших d в широком диапазоне давлений, поскольку все опыты с ОР для давлений более 1 торр были ранее выполнены для промежутков, не превышающих 1 мм, а параметр pd не может служить параметром подобия для фоторазряда.

Начнем с разряда в конструкции, представленной на рис. 4. Предварительно посмотрим разряд с полым анодом, когда сетка отсутствует.

При малых напряжениях и давлениях до нескольких торр пучок формируется лишь в узкой (несколько миллиметров) центральной части катода. С ростом U объемные заряды все более спрямляют силовые линии поля, по которым двигаются ионы, и пучок захватывает все большую поверхность катода и затем равномерно заполняет всю апертуру отверстия $A = 20$ мм. Начиная с токов ~ 50 А/см², наблюдается самофокусировка пучка и в центре дрейфа возникает ярко светящаяся перетяжка пучка.

Все перечисленные эффекты сохраняются, если отверстие прикрыть сеткой, в том числе наблюдаются узкие пучки, поскольку сплошная часть анода искажает поле.

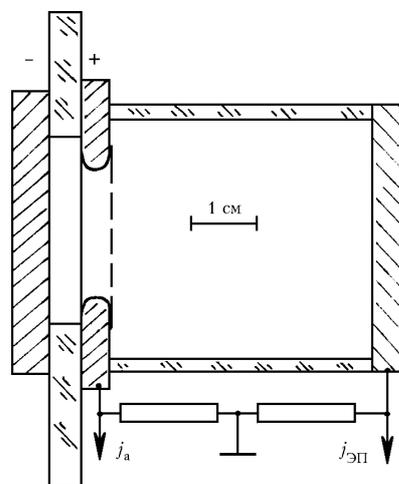


Рис. 4. Конструкция разрядной ячейки. Геометрическая прозрачность сетки $\mu' = 0,85$, полная прозрачность анода $\mu = 0,37$, катод дюралевый

При низком давлении даже в своем максимуме ток пучка представлял почти весь ток разряда (рис. 5).

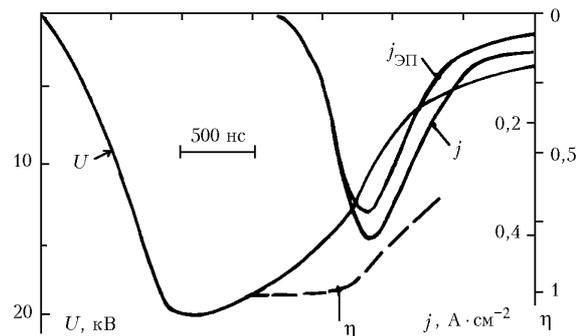


Рис. 5. Осциллограммы, иллюстрирующие разряд в конструкции рис. 4: $j_{\text{ЭП}}$, j – токи электронного пучка и полного тока разряда; $p_{\text{He}} = 0,2$ торр

Коэффициент пропускания η был больше геометрической прозрачности сетки $\mu' = 0,85$ (рис. 6), т.е. пучок проходил сквозь сетку, не задевая ее перемычек. С ростом давления начинает формироваться разряд на перемычки сетки и сплошную часть анода и η снижается почти до полной геометрической прозрачности анода $\mu = 0,37$. Интересный эффект: с дальнейшим ростом давления η не падает, а растет и при 1 кПа вновь почти сравнивается с μ' . Это происходит из-за сокращения длительности тока более чем на порядок, когда разряд на сплошную часть анода не успевает развиваться.

Заметим, что для малых d в начальной стадии разряда, когда он работает на провисании поля, $\eta \sim 1$ даже при высоких давлениях (в работе [7] для $d = 0,5$ мм, $p_{\text{He}} = 30$ торр).

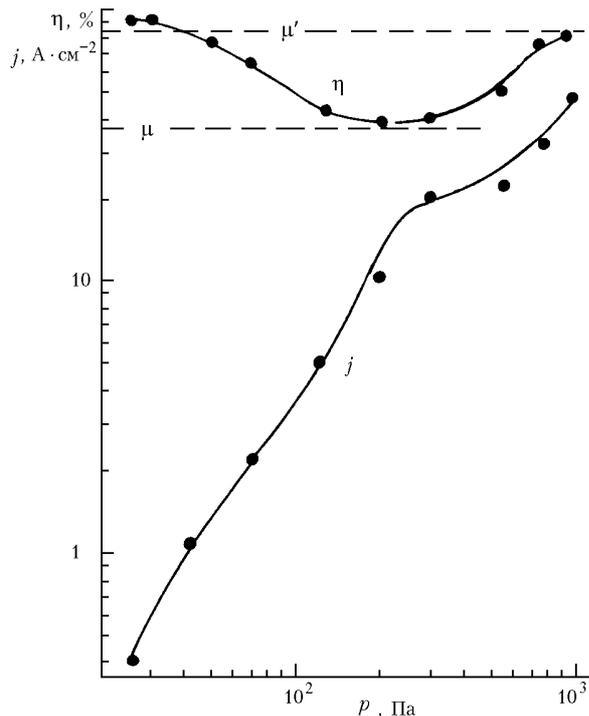


Рис. 6. Изменение полного тока $j = I/S$ (S – площадь отверстия в кольцевом аноде) и коэффициента пропускания электронного пучка η от давления газа p , конструкция (рис. 4). Для увеличения стабильности разряда в гелий добавлен 1% кислорода, первые две точки соответствуют разряду без добавления кислорода. $U_0 = 18,3$ кВ

Совсем иная картина наблюдается при еще больших d (чем на рис. 4). Обратимся к опытам с разрядом, когда расстояние между дюралевым катодом и сеткой составляло $d = 26$ мм. В дрейфе располагался подвижный коллектор из пористого графита (для уменьшения влияния отраженных от него электронов). Положение коллектора никак не сказывалось на параметрах разряда. Его можно было вплотную придвинуть к сетке. Поэтому термин «открытый разряд» здесь не уместен, поскольку процессы в дрейфе на разряд не влияют.

Для малых давлений (рис. 7,а), когда поле в промежутке слабо искажается зарядами, наиболее благоприятные условия для ионизации реализуются вблизи сетки. Родившийся там в перезарядке атом с энергией $W_a = U(d\sigma_{ct}N_{He})^{-1} = 690$ В (сечение перезарядки $\sigma_{ct} = 1,5 \cdot 10^{-15}$ см², $U = 20$ кВ) пересечет промежуток d за время $t_a = d/v_{He} = d(0,69 \cdot 10^6 \sqrt{U})^{-1} = 1,4$ мкс. Ионы при своем движении к катоду будут сразу давать вклад в анодный ток j_a , а эффективная эмиссия с катода включится по прибытию на катод быстрых атомов, т.е. спустя t_a , и тогда η сравняется с $\mu = 0,64$, что и наблюдается в опыте. Соответствующие времена совпадают.

С ростом давления облегчаются условия ионизации во всем промежутке. Поле стягивается к катоду быстрее, быстрее включается эффективная эмиссия электронов с катода и раньше η сравнивается с μ (рис. 7,б,в).

Отметим, что в условиях рис. 7,в,г пучок уже самосфокусировался: для рис. 7,в за сеткой, а для

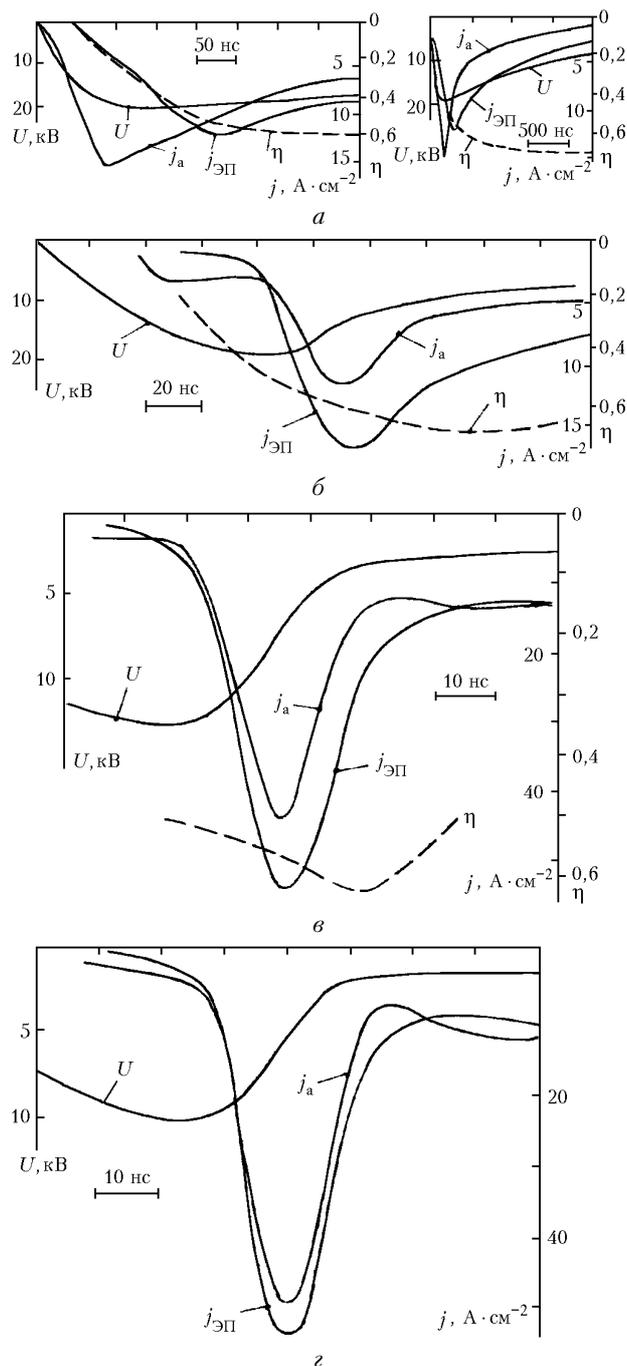


Рис. 7. Осциллограммы разряда в ячейке с $d = 26$ мм, $\mu = 0,64$. Давление гелия: а – 0,2, б – 3, в – 9,6, г – 13,7 торр; $j_{ЭП}$, j_a – токи пучка и анодный; η – коэффициент пропускания электронного пучка

рис. 7,г – перед ней. Возникающие плазменные колебания частично экранируют прохождение пучка на коллектор и приводят к эффективной дополнительной ионизации и, если пучок фокусируется в промежутке, к росту тока. Поэтому в условиях рис. 7,г ток $j = j_a + j_{ЭП} = 104$ А/см² почти в два раза превышает ток аномального разряда [4] $j_{ан} = p^2 U^3 \cdot 2,5 \cdot 10^{-12} = 59$ А/см², а в условиях рис. 7,в почти в точности совпадает с ним: $j = 90$ А/см², $j_{ан} = 98$ А/см².

Обратим внимание на качественно различный ход осциллограмм для низкого и высокого давлений. При низком (рис. 7,а) ток плавно нарастает почти сразу после подачи U на промежуток – разряд проходит стадию, по форме близкую к простейшему. Переход к плотному разряду (если он есть, здесь $l_m = 21$ мм) также плавный. В правой ветви Пашена (рис. 7,б–з), кроме слаботочной стадии, виден характерный импульсный пробой промежутка с резким спадом U – разряд как бы проходит слаботочную форму простейшего разряда, а затем, в процессе пробоя и перехода к плотному разряду, проскакивает форму нормально-го разряда с формированием КПП, анодной плазмы и ростом тока на $1\div 2$ порядка. Подобное поведение ОР наблюдалось ранее (p_{He} до 30 торр), но не нашло своего объяснения с позиций фоторазряда [8], на что было обращено внимание в [10].

Необходимо отметить (рис. 7,в,з), что на начальной стадии разряда в еще неискаженном заряде поле энергия атомов ничтожна мала и не превышает 10 эВ, поэтому $\gamma_a = 0$ и только в процессе формирования КПП их энергия растет и включается обратная связь – эмиссия электронов с катода, достаточная для эффективного формирования ЭП. Заметим также, что, например, параметр $p_{\text{He}}d = 36$ торр · см на порядок превышает $(p_{\text{He}}d)_{\text{min}} = 4$ торр · см (рис. 7,з), т.е. мы находимся глубоко на правой ветви Пашена.

4. Приведенный анализ формирования ЭП в различных условиях тлеющего разряда основан на наиболее общих подходах и поэтому с очевидностью обобщается на весь диапазон условий, практически реализуемых в ОР. Важно еще раз подчеркнуть, что тлеющий разряд с положительной ВАХ, который обычно используется в ОР, при любых параметрах pd принадлежит к одной его разновидности – плотному разряду, поэтому не меняется в нем и механизм генерации ЭП.

Рассмотрение упрощается, если параметр pd фиксирован (см. рис. 1). Так, если для условий рис. 7,в ($pd = 25$ торр·см, $U \approx 5$ кВ) перейти к $d = 0,5$ мм, то получим, что аналогичные параметры разряда должны реализоваться при $p = 500$ торр. Однако из-за возможной потери устойчивости разряда, когда поле у катода превышает $E > (1\div 5) \cdot 10^5$ В/см [3, 4], рабочее давление придется снизить, в нашем случае до $p < (p_{\text{He}} l_m)E/2U = 5\div 25$ торр. Практически в импульсном режиме, когда l_m или неустойчивость разряда не успевают сформироваться, рабочее давление при $d = 0,5$ мм достигает сотни торр. Например, в условиях рис. 7,б l_m полностью не сформировано ($j = 28$ А/см², $j_{\text{ан}} = 56$ А/см²), хотя $d/l_m = 16$. Для уменьшения E можно снизить U , но в определенных пределах, чтобы сохранить высокий кпд (расчет в [12]).

5. В широком диапазоне существования известных форм тлеющего разряда с наиболее общих позиций показано, что атом-электронная эмиссия обеспечивает высокий кпд формирования электронных пучков, если во всем разрядном промежутке или в прикатодной области поле обеспечивает рождение в перезарядочных процессах достаточно быстрых атомов, что было подтверждено ранее расчетом и что находится в согласии с давно установившимися представлениями о тлеющем разряде.

Предположение о фотоэмиссионном открытом разряде не подтверждается в экспериментах, которые всегда лежат в основе изучения физических явлений. Если теория или расчет противоречат опыту, то они не верны.

1. Бохан П.А. Столкновительные лазеры на ионах Ca^+ и Eu^+ с высокой удельной энергией излучения // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 3. С. 161–164.
2. Клярфельд Б.Н., Гусева Л.Г., Покровская-Соболева А.С. Тлеющий разряд при низких давлениях и плотностях тока до $0,1$ А/см² // Ж. техн. физ. 1966. Т. 36. Вып. 4. С. 704–713.
3. Завьялов М.А., Крейнделль Ю.Е., Новиков А.А., Шантуриин Л.П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
4. 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.
5. Yu Z., Rocca J.J., Collins G.J. Studies of a glow discharge electron beam // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. № 1. P. 131–136.
6. 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.
7. 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.
8. Колбычев Г.В., Колбычева П.Д., Пташник И.В. Исследование объемного разряда с убегающими электронами при граничных напряжениях // Ж. техн. физ. 1996. Т. 66. Вып. 2. С. 59–67.
9. Сорокин А.Р. Является ли открытый разряд фотоэлектронным? // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 20. С. 37–40.
10. Сорокин А.Р. Открытый разряд: структура, развитие, роль фотоэмиссии // Ж. техн. физ. 1998. Т. 68. Вып. 3. С. 33–38.
11. Бохан А.П., Бохан П.А. Механизм эмиссии электронов в открытом разряде // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 6. С. 7–12.
12. Сорокин А.Р. Формирование электронных пучков в открытом разряде // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 24. С. 89–94.

A.R. Sorokin. Electron beams in open and hollow anode discharges.

We return to discussion whether an impeded discharge with grid anode, i.e. an open discharge (OD), is a photoelectron one. Based on the most general point of view and new experimental data, the formation of electron beams (EB) under different conditions of glow discharge is considered. The author returns to his conclusion that the electron emission, necessary for formation of high-efficient EB, is created in OD by bombardment of cathode with fast atoms appeared in the process of ion recharging.