

04; 11

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЛИ ФОТОЭФФЕКТА НА КАТОДЕ НА ДИНАМИКУ РАЗРЯДА С УБЕГАЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Г. В. Колбычев, И. В. Пташник

Представлены результаты исследования развития разряда в узком газовом сильноперенапряженном промежутке в момент генерации в нем интенсивного пучка убегающих электронов (УЭ). Экспериментально доказано и изучено влияние УФ подсветки из заанодной области на генерацию пучка УЭ. Полученные результаты подтверждают выдвинутое в [7] предположение о том, что действие УФ подсветки заключается в стимулировании фотоэлектронной эмиссии катода и зажигания в промежутке специфического режима самостоятельного разряда — фотоэлектронного разряда (ФЭР). Показано, что ФЭР стимулирует зарождение и формирование в промежутке высоковольтного тлеющего разряда (ВТР). Показано также, что генерация пучка УЭ с высокой (~100 %) эффективностью происходит только в режиме ФЭР.

Известно, что объемный разряд в сильно перенапряженных узких промежутках в газе среднего давления (0.1—20 кПа) способен генерировать пучки убегающих электронов (УЭ) [1—3]. В начальной фазе такого разряда длительностью от единиц до сотен наносекунд получено до 10^{13} УЭ/см² поверхности катода со средней энергией 4—6 кэВ, причем в ряде случаев УЭ переносят практически весь ток разряда.

Несмотря на интенсивные исследования объемных наносекундных разрядов и эффекта убегающих электронов в газе в последние 20 лет, во взаимодействии эти два явления не рассматривались, и поэтому картина генерации пучков УЭ в объемных разрядах остается неизвестной. Тем не менее в ряде работ исследуются отдельные аспекты этой проблемы. В [4, 5] рассмотрено развитие лавины УЭ в газе и показано, что в сильных полях оно кардинально отличается от экспоненциального закона нарастания Таунсенда и весьма мало на дистанции в несколько миллиметров от ее начала. Ясно, что это обстоятельство резко снижает интенсивность ионизации газа электронным ударом и позволяет другим процессам, более слабым в обычных условиях, конкурировать с этим механизмом при развитии разряда. В частности, в [3, 6, 7] обнаружено положительное влияние на генерацию пучка УЭ УФ подсветки катода и установлено, что генерация осуществляется при реализации двух различных режимов разряда: в переходной стадии высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) и в фотоэлектронном разряде (ФЭР). Последний реализуется при определяющем влиянии на динамику разряда фотоэлектронной эмиссии с катода под действием УФ подсветки из заанодной области, индуцированной проходящим через нее пучком УЭ, при достаточном ослаблении интенсивности ионизационных процессов в газоразрядном промежутке. Получено, что в ВТР эффективность генерации пучка УЭ η не превышает ~20—30 %, тогда как в ФЭР она может достигать ~100 %. Далее, путем простейших оценок в [3] показано, что при заполнении межэлектродного промежутка анодной плазмой эффективность генерации УЭ снижается, следовательно, генерация пучка УЭ с η , близкой к 100 %, реализуется лишь при отсутствии плазмы в промежутке. Этот вывод согласуется с наблюдавшимся снижением η при увеличении межэлектродного расстояния d . Таким образом, налицо некоторый прогресс в общем представлении процесса генерации пучков УЭ в узких промежутках, которое, однако, требует дополни-

тельной проверки и дальнейшего развития. Назрел ряд вопросов, требующих скорейшего разрешения. В условиях экспериментов [1-3, 7] рассчитанное значение коэффициента размножения электронов в промежутке не превышает 1—2 см [6]. В таких условиях механизм зажигания в промежутке ВТР непонятен и требует дополнительного прояснения. В работе [8] поставлен вопрос о роли зарядов, возникающих в заанодной области и способных под действием электростатического поля пучка УЭ проникать через сетчатый анод в разрядный промежуток. И наконец, в работе [9] при анализе экспериментальных данных сделан вывод, что эффективная генерация пучка происходит только при сформированной области катодного падения потенциала в разрядном промежутке, размер которой значительно меньше d . Этот вывод противоречит имеющимся представлениям и нуждается в дополнительном обсуждении. Поэтому в настоящей работе ставилось целью дальнейшее исследование процесса генерации пучка УЭ в узком межэлектродном промежутке в условиях, переходных от режима ВТР к ФЭР.

Техника и методика эксперимента

Исследования проводились на установке, подобной разработанной в [1, 2] для генерации пучков УЭ. Разрядный промежуток образован плоским полированным стальным катодом и параллельным ему сетчатым анодом с геометрической прозрачностью $\mu_g = 0.75$. Анод выполнен в виде натянутых на рамку проволок $\varnothing 50$ мкм, расположенных с шагом 200 мкм. Рабочая поверхность катода $\varnothing 12$ мм ограничена керамической диафрагмой. За анодом расположена заанодная область, ограниченная с противоположного аноду конца коллектором УЭ в виде цилиндра Фарадея. Расстояние между катодом и анодом 0.5 мм, между анодом и коллектором 43 мм. На катод через коммутатор (тиратрон ТГИИ-1000/25) подключалась заряженная до 4—10 кВ емкость КВИЗ-470 пФ \times 16 кВ, а параллельно разрядному промежутку присоединена перезарядочная емкость 200 пФ того же типа. Анод и коллектор УЭ заземлены через омические малоиндуктивные токоизмерительные шунты сопротивлением 1 Ом. Разрядная камера из кварца помещена в экран, имеющий продольные окна для визуального наблюдения за разрядом и свечением газа в заанодной области. Поперек заанодной области расположен пакет плоских металлических мелкоячеистых сеток, прочно соединенных между собой и анодом. Пакет сеток выполняет роль ослабителя УФ подсветки катода излучением из заанодной области. Его геометрическая прозрачность μ_0 менялась сменой сеток в пакете от 0.17 до 0.75. Разрядная камера заполнялась гелием при давлении 1—5 кПа.

При срабатывании коммутатора напряжение на разрядном промежутке достигает своего амплитудного значения за ~ 110 нс. Генерация пучка УЭ начинается во время пробоя разрядного промежутка и достигает максимума при напряжении на нем ~ 0.7 — 0.8 от его амплитудного значения. Перезарядочная емкость $C_{\pi} = 220$ пФ позволяет исключить влияние индуктивности внешней цепи на скорость нарастания тока в разряде, т. е. гарантирует, что передний фронт импульсов тока в анодной цепи I_a и тока УЭ на коллекторе I_c , а также спад напряжения на промежутке U_d полностью обусловлены процессами в разрядной камере. Часть тока пучка УЭ перехватывается анодом и ослабителем, так что в заанодную область попадает лишь $\mu_a \cdot \mu_0$ -я его часть. Часть УФ излучения газа в заанодной области, индуцированная пучком УЭ, через анод и ослабитель достигает катода и генерирует с него поток фотоэлектронов. Во избежание инжекции через анод в разрядный промежуток зарядов из плазмы, образованной пучком УЭ в заанодной области, между анодом и соединенным с ним коротко ослабителем оставлен зазор 1.5 мм. Расстояние между анодом и коллектором УЭ, а также величины сопротивления токоизмерительных шунтов в цепях анода и коллектора подобраны с таким расчетом, чтобы сток на них объемного заряда, индуцированного в заанодной области пучком УЭ, не вносил в исследуемые сигналы существенного искажения [1, 3].

В эксперименте исследовались поведение импульсов тока в анодной цепи и тока пучка УЭ на коллекторе (скорость их нарастания и амплитуды, временное расположение относительно друг друга и длительность), величины напря-

жения на промежутке в момент максимума импульса U_{max} , задержка пробоя от момента подачи импульса напряжения на промежуток при вариации давления гелия и начального напряжения на промежутке в зависимости от величины геометрической прозрачности ослабителя. От отдельного шунта измерялся полный ток разряда.

Для анализа режима переходной стадии объемного разряда в [7] было предложено рассматривать поведение приведенной скорости нарастания тока разряда $F(U) = d \ln I / dt$. Эта функция способна играть роль вольт-амперной характеристики импульсного разряда. В самом деле, известно, что протекание тока разряда в том или ином режиме происходит с преобладанием некоторых конкретных механизмов высвобождения и переноса заряда, вообще-то немногочисленных, скорость протекания которых определенным образом зависит от величины электрического поля и плотности газа. Эту зависимость и отражает функция $F(U)$. Действительно, построенные таким образом ВАХ разряда (в логарифмических координатах) имеют вид отрезков прямых с различным наклоном β . В частности, в [7] теоретически и экспериментально показано, что в режиме ФЭР $F \propto U^\beta$ с $\beta \leq 1$. Аналогичным образом можно получить, что в режиме ВТР

$$I \propto \exp \frac{(\gamma_i k(d) - 1) t}{T},$$

где γ_i — коэффициент эмиссии электронов с катода при бомбардировке его ионами и нейтронами, T — характерное время стока ионов на катод, $k(d)$ — коэффициент размножения ионов в промежутке.

При малой β в области сильного поля величине $k(d)$ должна, очевидно, существовать область слабого поля, обеспечивающая генерацию необходимого для развития разряда количества ионов [10]. Поэтому $k(d)$ скорее всего растет при увеличении напряжения на этой области. Далее, при кинетической энергии ионов в сотни электрон-вольт и более $\gamma_i \propto U$, $T \propto U^{-m}$, где $m > 0.5$ [11]. Отсюда получаем, что в переходной стадии ВТР $F \propto U^\beta$ с $\beta > 1.5$. В [7], например, в ВТР получено $\beta \approx 2.5$, причем в исследованных условиях величина β остается почти постоянной.

Величина F в настоящей работе определялась следующим образом. За dI/dt принималась средняя скорость нарастания тока от 0.1 до 0.9 его амплитудного значения. Некоторый произвол существует в выборе величины U при определении β , поскольку напряжение на промежутке во время нарастания тока монотонно снижается (см., например, осциллограммы U , I_s в [3]). Однако, принимая во внимание технику определения dI/dt , за величину U можно принять любое заранее оговоренное промежуточное значение напряжения во время нарастания тока, например $U_{s, \text{max}}$ или просто амплитудное значение U_0 ; на величину β этот произвол в выборе U практически не сказывается.

Результаты эксперимента и их обсуждение

1. В целом временная картина расположения импульсов тока электронного пучка на коллекторе I_s , тока разряда в анодной цепи I_a и напряжения на промежутке U_a , приведенная в [3, 5-7], сохраняет свой вид. Все же детали этой картины при вариациях амплитуды напряжения U_0 , давления газа P и геометрической прозрачности ослабителя μ_0 заметно меняются.

Величина напряжения пробоя промежутка и зажигания в нем разряда, а также время задержки пробоя от момента подачи U_0 уменьшаются с увеличением P и μ_0 . В частности, напряжение пробоя уменьшается от 5 кВ ($\mu_0 = 0.17$, $P = 1.3 - 4$ кПа) до ~ 2.2 кВ при $\mu_0 = 0.62 - 0.75$. Время задержки пробоя менялось от нескольких микросекунд при $U_0 = 6$ кВ, $P = 1.3$ кПа, $\mu_0 = 0.17$ до ~ 200 нс при $U_0 = 8$ кВ, $P = 4$ кПа, $\mu_0 = 0.62 - 0.75$. Оказалось, что она весьма чувствительна к чистоте газа: неконтролируемые примеси постоянных газов давлением меньше 1 Па, выделяемые электродами и стенками камеры, обуславливают значительный разброс задержки пробоя.

При низких значениях U_0 (< 7 кВ при 1.3 кПа и < 5 кВ при 4 кПа) импульс I_s опережает I_a по вершинам на сотни наносекунд; с повышением U_0 запаздыва-

вание импульсы I_a сокращается до нуля, но никогда I_a не происходит с опережением. Более того, начало протекания анодного тока, отсчитанное от 0.1 его амплитуды, заметно запаздывает от начала протекания тока в цепи коллектора, хотя амплитуды этих импульсов одного порядка величины. Скорость нарастания тока в анодной цепи dI_a/dt всегда в несколько раз больше скорости dI_e/dt (от 3 до $\sim 8-9$ раз), тогда как величины $d \ln I_a/dt$ отличаются от $d \ln I_e/dt$ незначительно, как правило, не более чем в 2 раза увеличиваясь с μ_0 , U_0 , P . Для примера на рис. 1 приведены зависимости отношения

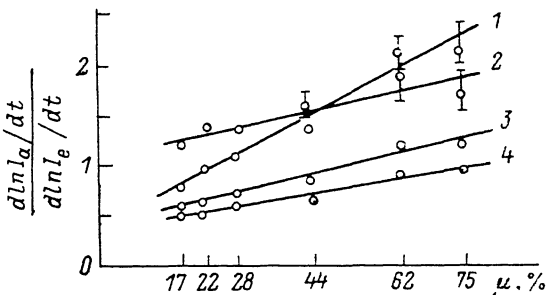


Рис. 1.

$$\frac{d \ln I_a / dt}{d \ln I_e / dt}$$

от параметра μ_0 ($U_0 = 7$ (1), 9 (2), 6 (3), 5.5 кВ (4)).

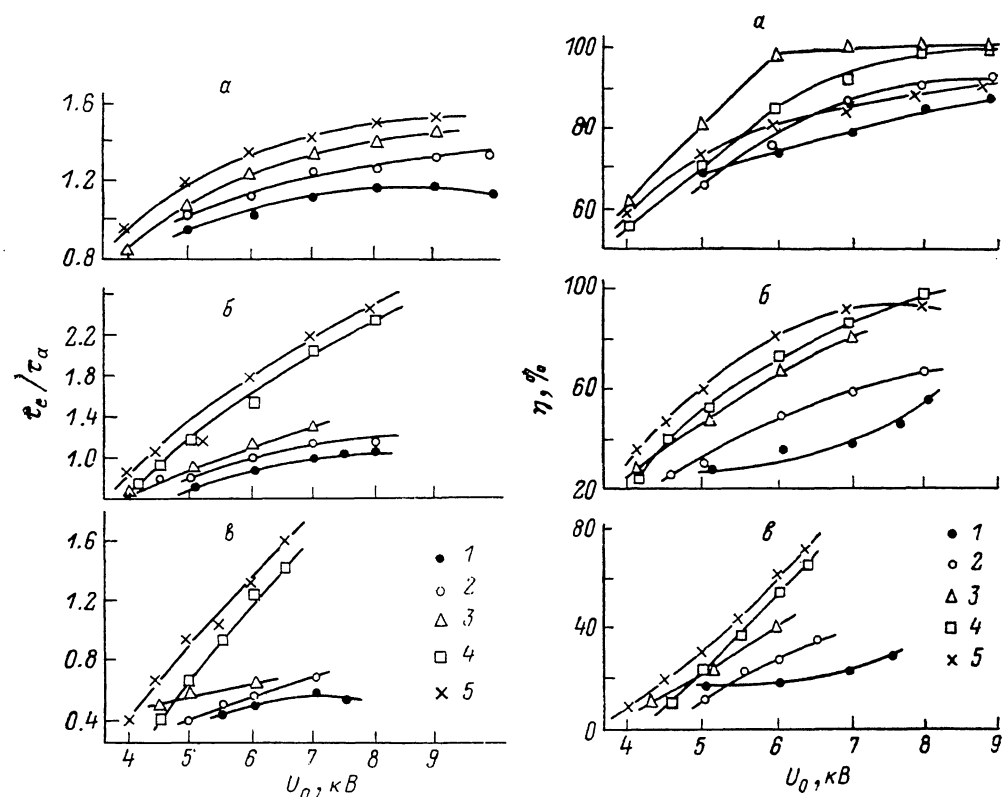


Рис. 2. Отношение длительностей токовых импульсов в анодной и коллекторной цепях в зависимости от амплитудного напряжения U_0 при давлении гелия P и прозрачности ослабителя μ_0 .

P , кПа: а — 1.3, б — 2.6, в — 4.0; μ_0 : 1 — 0.17, 2 — 0.22, 3 — 0.44, 4 — 0.62, 5 — 0.75.

Рис. 3. Зависимость эффективности генерации пучка УЭ в разряде от амплитудного напряжения U_0 при различных значениях давления гелия P и прозрачности ослабителя μ_0 .

Параметры такие же, как на рис. 2.

Соотношение длительностей токовых импульсов в анодной и коллекторной цепях τ_e/τ_a , измеренных на полувысоте импульсов, также не остается постоянным. Поведение τ_e/τ_a представлено на рис. 2. Обращает на себя внимание бы-

строе возрастательной относительно длительности τ_e/τ_a с повышением напряжения на промежутке, причем рост τ_e/τ_a происходит за счет более раннего развития I_e по отношению к I_a .

По окончании эксперимента обнаружено весьма значительное распыление катода, в результате чего его поверхность приобрела рельеф, четко воспроизводящий анодную сетку. С помощью микроскопа установлено, что распылению подверглась поверхность, расположенная напротив ячеек анодной сетки, тогда как участки под проволочками сетки практически не распылялись. В предыдущих экспериментах [1-3], проведенных при более высоких плотностях, распыление катода отсутствовало, а отпечаток анодной сетки (конечно, более размытый) имел вид нагара на катоде. Этот факт свидетельствует о том, что основным поставщиком ионов в разрядном промежутке являются полости анодной сетки. В нашем случае, когда перенос заряда из заанодной области исключен близким расположением ослабителя, становится очевидным, что генерация ионов происходит в области ослабленного поля при провисании потенциала в полостях анодной сетки. Вследствие малых размеров полостей (< 0.1 мм) провисание потенциала в них невелико ($\leq 10\%$). Электроны, рожденные здесь пучком УЭ, в режим убегания не переходят, электронные лавины растут по экспоненциальному закону Таунсенда [11, 12]. Легко показать, что если в условиях эксперимента заряд от анода к катоду переносится ионами гелия, то поперечное смещение последних к катоду меньше радиуса проволочек анодной сетки. Следовательно, ионы гелия вполне способны создавать наблюдаемую картину распыления катода в виде отпечатка сетки. Ситуация еще более упрощается при наличии в газе малых количеств примеси. В этом случае положительный заряд переносится в основном ионами примеси, которые слабо тормозятся гелием, приобретая, таким образом, при пробеге к катоду энергию, практически равную приложенной разности потенциалов. Добавим, что, скорее всего именно ионы примеси ответственны за генерацию пучка УЭ в противоположном от анода направлении при сетчатом катоде в экспериментах [9]. Вывод авторов работы [9] о существовании области катодного падения потенциала в промежутке катод—анод на расстрянии длины перезарядки от катода противоречит полученным значениям тока разряда и допустимым значениям напряженности поля на катоде.

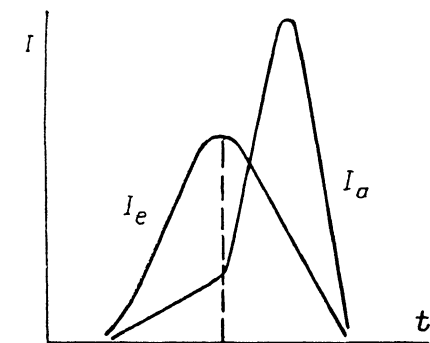


Рис. 4. Характерный вид импульсов тока на аноде и коллекторе.

2. По результатам измерений амплитудно-временных параметров импульсов тока I_a и I_e определялась эффективность генерации пучка УЭ в разряде

$$\eta = \frac{I_e \tau_e}{\mu_0 (I_e \tau_e + I_a \tau_a)},$$

где I_e , I_a — амплитудные значения импульсов I_e , I_a .

На рис. 3 приведены значения η при различных давлениях газа и геометрической прозрачности ослабителя в зависимости от начального напряжения на промежутке. Видно, что эффективность генерации пучка УЭ существенно зависит от интенсивности УФ подсветки из заанодной области, которая при прочих равных условиях увеличивается с повышением давления газа, поскольку определяется тормозной способностью газового столба между ослабителем и коллектором. Приведенные на рис. 3 результаты показывают, что при 1.3 кПа гелия УФ подсветка настолько слаба, что практически роли не играет, но уже при 4 кПа она более чем вдвое увеличивает η при изменении μ_0 от ~ 0.2 до 0.75. Вследствие слабости УФ подсветки при низком давлении разряд локализуется в полостях анодной сетки, и поэтому анод полностью прозрачен для генерируемого пучка УЭ. При повышенном давлении газа ситуация иная: УФ подсветка вызывает интенсивную эмиссию фотоэлектронов однородно со всей площади

катода, поэтому часть электронного пучка перехватывается анодной сеткой. Иными словами, при интенсивной УФ подсветке необходимо учитывать неполную прозрачность анода для пучка УЭ, действительная эффективность генерации УЭ выше приведенной на рис. 3, но не более чем в μ_a^{-1} раз, и зависит от степени однородности полного тока электронов, эмиттированных катодом.

3. Следует заметить, что γ является интегральной характеристикой генерационной способности разряда. На рис. 4 приведены характерный вид и взаимное расположение импульсов тока на аноде и коллекторе. Временное расположение импульсов свидетельствует о том, что мгновенная эффективность генерации пучка УЭ снижается в течение развития разряда. Для примера рассмотрим конкретный случай: $\mu_0=0.62$, $P=2.7$ кПа, $U_0=8$ кВ. Получены импульсы

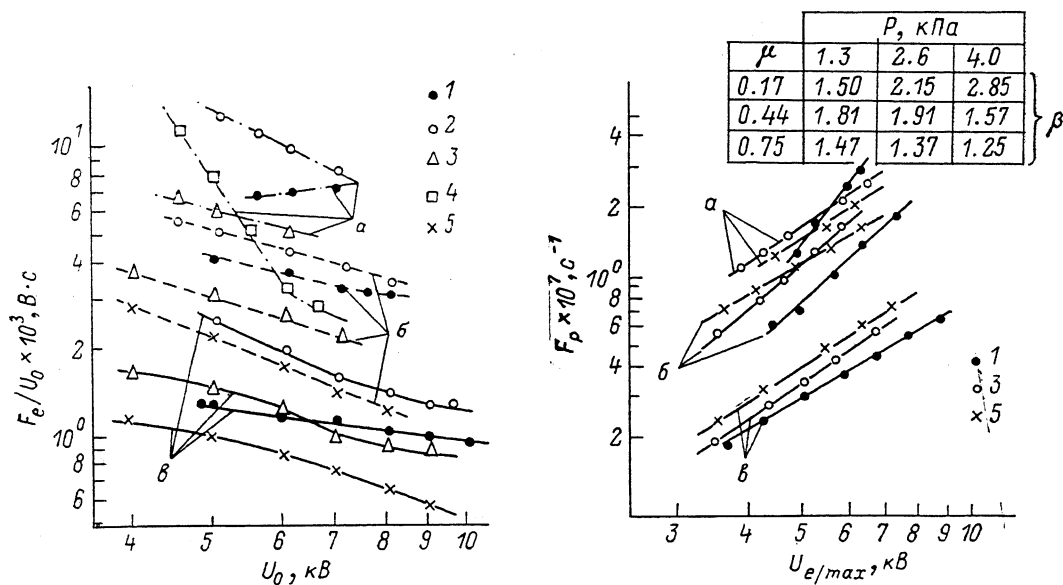


Рис. 5. Приведенные ВАХ пучка УЭ при давлении гелия P и прозрачности ослабителя μ_0 . P , кПа: а — 4.0, б — 2.6, в — 1.3. Значения μ_0 те же, что и на рис. 2.

Рис. 6. ВАХ разряда $F_p(U)$ при различных значениях давления гелия и прозрачности ослабителя.

Параметры такие же, как на рис. 2.

тока: $I_e=11.9$ А, $\tau_e=160$ нс, $I_a=17$ А, $\tau_a=67$ нс. Интегральная эффективность генерации пучка $\sim 100\%$. Она достигается вследствие того, что длительное время (~ 100 нс) генерируется электронный пучок при малом токе формирующегося в ячейках анодной сетки ВТР (рис. 4). На этой стадии ток на аноде растет главным образом за счет доли УЭ, попадающих на сетку (μ_0). Затем происходит резкое увеличение скорости нарастания тока анода и одновременно начинается уменьшение тока УЭ на коллекторе. Это говорит о том, что в этой стадии возрастает роль развившегося ВТР. Мгновенная эффективность генерации пучка УЭ падает, ионный ток на катоде достигает 10 А, а индуцированный им в γ_e -процессах электронный ток с катода до ≤ 5 А. При этом ток фотоэлектронов составляет ~ 14 А, т. е. мгновенная эффективность генерации пучка УЭ не превышает 65%.

4. На рис. 5 представлены приведенные функции пучка

$$\frac{F_e(U)}{U} = \frac{d(\ln I_e)}{dt}$$

Эти результаты свидетельствуют о существенном влиянии УФ подсветки на динамику генерации пучка. Видно, что практически для всех P , μ_0 функция

$F_p(U)/U \sim U^{\beta-1}$ с $\beta < 1$, причем β тем меньше, чем больше интенсивность УФ подсветки. Таким образом, ВАХ пучка УЭ оказалась соответствующей фотоэлектронному режиму разряда [7]. Отсюда можно заключить, что основным механизмом извлечения убегающих электронов из катода является фотоэлектронная эмиссия под действием УФ подсветки из заанодной области.

5. На рис. 6 приведены ВАХ разряда функции

$$F_p = \frac{d(\ln I_p)}{dt},$$

рассчитанные по амплитудно-временным параметрам импульса полного тока разряда $I_p (I_p = I_e + I_a)$, измеряемые с помощью отдельного шунта. Видно, что $F_p(U) \sim U^{\beta}$ с $\beta \approx \text{const}$ для каждой функции, но изменяется при изменении давления газа и прозрачности ослабителя. Значения β для семейства $F_p(U)$, P , ρ_0 , сведены в таблицу на рисунке. С учетом связи интенсивности УФ подсветки с давлением газа, несмотря на значительный разброс рассчитанных значений β , представленные результаты, как и в случае ВАХ пучка УЭ, свидетельствуют о заметном влиянии УФ подсветки на динамику разряда. Однако в данном случае по величине β нельзя судить о преобладании ФЭР или ВТР, поскольку β полного тока разряда — величина интегральная. Она усреднена по двум протекающим одновременно режимам и не указывает однозначно на преобладание того или иного из них. Это видно, в частности, из того, что передний фронт импульса тока разряда, как можно понять из рис. 4, будет отличаться от линейного и величина dI_p/dt приобретает усредненное значение.

Заключение

Впервые проведены детальные исследования развития разряда в узком промежутке в момент генерации в нем интенсивного пучка убегающих электронов. Анализ полученных данных показал следующее.

1. Развитие разряда в узких промежутках в сильном электрическом поле протекает замедленно из-за снижения интенсивности ионизационных процессов в газе, вызванного переводом электронов в режим убегающего, что является экспериментальным подтверждением расчетов [4-5].

2. На генерацию пучка УЭ существенное влияние оказывает УФ подсветка разряда излучением из заанодной области, вызванным при возбуждении газа в ней проходящим пучком УЭ. Действие УФ подсветки заключается в стимулировании фотоэлектронной эмиссии катода. Эти результаты эксперимента также подтверждают расчеты [5, 6]. Одной только обратной связи через УФ подсветку недостаточно для зажигания в промежутке с металлическим холодным катодом специфического режима самостоятельного разряда — фотоэлектронного (ФЭР) [7].

3. Фотоэлектронный разряд стимулирует формирование в промежутке высоковольтного тлеющего разряда (ВТР), сосредоточенного в полостях анодной сетки вследствие провисания в них потенциала. Показано, что длительность переходной стадии разряда от режима ФЭР к ВТР может быть весьма значительной и достигать сотен наносекунд.

4. Генерация пучка УЭ с эффективностью, близкой к 100 %, происходит только в ФЭР. По мере развития ВТР эффективность генерации падает.

5. Эффективная генерация пучка УЭ (в десятки процентов) происходит до формирования в промежутке катод-анод области катодного падения потенциала, подтверждая экспериментально правильность выводов [3].

6. В практическом плане полученные результаты позволяют надеяться, что путем уменьшения размеров ячеек анодной сетки можно будет продлить стадию ФЭР и увеличить количество электронов в пучке, генерируемых за разрядный импульс.

Список литературы

- [1] Божан П. А., Колбычев Г. В. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 7. С. 418—421.
- [2] Божан П. А., Колбычев Г. В. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 9. С. 1823—1831.
- [3] Колбычев Г. В., Самышкин Е. А. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2032—2037.

- [4] *Kolbychev G. V.* // Papers of XV intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Minsk, 1981. Part II. P. 619—620.
- [5] *Колбычев Г. В.* Автореф. канд. дис. Томск, 1983. 17 с.
- [6] *Kolbychev G. V.* // Proc. XVII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Budapest, 1985. Vol. 2. P. 602—604.
- [7] *Колбычев Г. В., Пташник И. В.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 18. С. 1106—1110.
- [8] *Fujü K., Moya T., Takahashi T.* et al. // Proc. XVII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Budapest, 1985. Vol. 2. P. 673—675.
- [9] *Бозан П. А., Сорокин А. Р.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 88—95.
- [10] *Крейндель Ю. Е.* Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. 144 с.
- [11] *Лозанский Э. Д., Фирмов О. Б.* Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 271 с.
- [12] *Дорожкин А. А., Мишин А. Н., Артемьев В. П.* // Физическая электроника. Л.: Изд-во ЛПИ, 1975. С. 18—21.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР
Томск

Поступило в Редакцию
6 февраля 1987 г.
В окончательной редакции
9 июня 1987 г.