

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ АНОМАЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С ГЕНЕРАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ГЕЛИИ, КИСЛОРОДЕ И АЗОТЕ

© 2019 г. П. А. Бохан^а, П. П. Гугин^а, Д. Э. Закревский^{а, б, *}, М. А. Лаврухин^а

^а Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

^б Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

*e-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 22.03.2019 г.

После доработки 24.04.2019 г.

Принята к публикации 25.04.2019 г.

Проведены исследования вольт-амперных характеристик и эффективности генерации электронных пучков в разрядах в гелии, его смесях с кислородом и азотом, а также в чистых кислороде и азоте. Особое внимание обращалось на получение чистых условий при реализации разрядов в гелии. Показано, что в этом случае при давлении более 10 Торр по мере роста напряжения реализуется сначала быстро возрастающая вольт-амперная характеристика, затем замедление ее роста вплоть до получения падающего участка, а при напряжении более 1.5 кВ вновь реализуется быстро возрастающая характеристика. Эти особенности объяснены с точки зрения изменения механизмов эмиссии электронов и их убления из области катодного падения потенциала, приводящих к высокоэффективной, вплоть до 85% генерации электронных пучков. Введение молекулярных примесей меняет вольт-амперные характеристики, которые становятся плавно возрастающими с током намного большим, чем в гелии. В чистых кислороде и азоте также реализуются плавно возрастающие характеристики и высокая эффективность генерации электронных пучков, но с другим механизмом эмиссии. В чистом гелии он обеспечивается в основном за счет преобладания фотоэмиссии, в чистых кислороде и азоте за счет кинетической эмиссии под действием быстрых тяжелых частиц. В смесях гелия с кислородом или азотом необходимо принимать во внимание и другие механизмы эмиссии.

DOI: 10.1134/S0367292119100019

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на многолетнюю историю исследований и обилие публикаций, имеется лишь ограниченное количество работ, в которых изучались характеристики непрерывного (квазинепрерывного) аномального тлеющего разряда (АТР) в гелии при повышенных (более 1 кВ) напряжениях и давлениях. Полученные в этих условиях данные о свойствах этих разрядов имеют широкий разброс и противоречивы как по полученным вольт-амперным характеристикам (ВАХ), так и с точки зрения идентификации механизмов эмиссии электронов с холодных катодов. Это сдерживает прогресс в применении высоковольтных разрядов в различных областях науки и техники. Особый интерес вызывает использование АТР, в которых генерируются электронные пучки (ЭП) кэВ – диапазона энергий [1, 2] на основе эффекта убления электронов в сильных электрических

полях [3–5]. По одной из версий такие разряды, согласно работе [6], имеют ВАХ вид

$$j_0 = 2.5 \times 10^{-12} p_{\text{He}}^x U_c^y, \quad (1)$$

где $x = 2$; $y = 3$; j_0 [А/см²] – плотность тока; p_{He} [Торр] – давление гелия; U_c [В] – катодное падение потенциала (КПП), которое в условиях высоких U_c практически равно приложенному к разрядному промежутку напряжению U .

Соотношение (1) справедливо, как считается в работе [7], при преобладании эмиссии электронов с катода под действием тяжелых частиц с коэффициентом для ионов γ_i и быстрых атомов γ_s , взятых из работы [8]. Последние, как правило используются в качестве исходных данных для анализа процессов в высоковольтных разрядах различного типа [7, 9–12]. В то же время известны работы, в которых соотношение (1) не выполняется. Например, в работе [13] для Al – катода при $U = 3$ кВ в диапазоне давлений $p_{\text{He}} = 0.5–3$ Торр $x = 1.28$, а величина $y \approx 2.2$ при $U = 2–6$ кВ (при

разных p_{He}). Близкая величина $u \approx 2$ получена в работе [14]. В публикации [15] при $U = 4$ кВ показатель $x > 5$, причем данные по γ_i и γ_f существенно отличаются от результатов [8]. В работе [16] в диапазоне $U = 0.7-1$ кВ показатель $x \approx 5$. В широкоапертурных АТР показатели x и u существенно зависят от диаметра катода [17, 18]. В разрядах с катодной полостью [19–21] и в “открытом” разряде (ОР) [22] показатель u может изменяться от $u \approx -5$ до $u > 10$, а ВАХ в определенных условиях принимают Z-образный вид и не имеют ничего общего с ВАХ, описываемых соотношением (1) или результатами работы [7]. В работе [23] для АТР с генерацией ЭП на основе явления убегания электронов (высоковольтный тлеющий разряд) предсказывается отрицательная величина $x = -1.5$.

Перечисленные отличия теоретических и экспериментальных ВАХ по сравнению с аппроксимацией (1), которые можно продолжить, на наш взгляд обусловлены в основном тремя причинами: – несоответствием величин γ_i и γ_f из работы [8] реальным условиям в разряде в гелии; – пренебрежением в большинстве случаев вкладом фотоэмиссии с коэффициентом γ_{ph} в ток разряда; – неконтролируемыми условиями по составу рабочей среды и состоянием поверхности катодов.

Целью настоящей работы является исследование ВАХ и эффективности генерации ЭП в контролируемых условиях в разряде в гелии и влияния на них примесей азота N_2 и кислорода O_2 .

2. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследования проведены с газоразрядной ячейкой (рис. 1) с диаметром рабочей части охлаждаемого водой полированного катода из титана $D = 12$ мм, ограниченной многослойным изолятором из алундовой керамики толщиной по 0.3 мм и внутренним диаметром колец 20 мм и 12 мм. Такое устройство катодного узла предотвращает осаждение распыленного материала катода на боковые стенки изолятора, благодаря чему сохраняются свойства ВАХ на протяжении сотен часов работы.

На расстоянии 2 мм и 3 мм от катода по апертуре ячейки натягивались нити из молибденовой проволоки диаметром 50 мкм, выполняющие роль зондов. Их использование позволяет оценить величину и протяженность области КПП. На расстоянии 21 мм от катода устанавливался анод-коллектор электронов в виде сплошного Al-цилиндра диаметром 20 мм. Сверху к аноду с помощью теплопроводящей пасты приклеивался радиатор. Стеклообразная трубка с внутренним диаметром 17.5 мм, внешним – 20 мм и длиной 18.5 мм образовывала область дрейфового про-

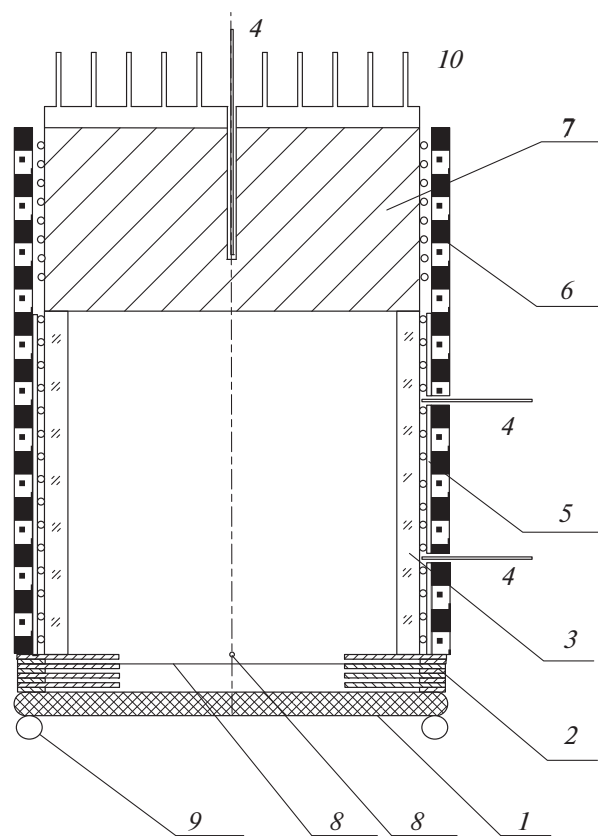


Рис. 1. Конструкция газоразрядной ячейки: 1 – катод; 2 – изолятор; 3 – трубка дрейфа; 4 – термопара; 5 – медные пластины; 6 – теплоизолятор; 7 – анод-коллектор; 8 – зонды; 9 – водяное охлаждение; 10 – радиатор.

странства быстрых электронов, ускоренных в области КПП.

Для определения эффективности генерации ЭП измерялся энерговклад как в дрейфовое пространство, так и рассеиваемый на коллекторе электронов. Для этого на боковой поверхности трубки дрейфа монтировался проволочный нагреватель, с помощью которого проводилась калибровка, и 2 термопары, расположенные на расстоянии 7 и 14 мм от катода и соединенные последовательно. По боковой поверхности нагреватель и термопары прикрывались медными полуцилиндрами из пластин толщиной 0.5 мм, служащих для выравнивания температуры по длине дрейфа. В свою очередь медные пластины закрывались слоем теплоизолятора – лентой из стекловолокна, что улучшало линейность характеристик термопарного измерителя мощности, входящей на боковую стенку трубки дрейфа. Для исключения электрического контакта между медными пластинами, нагревателем и термопарами они изолировались друг от друга каптоновой лентой с рабочей температурой до 400°C. Измерение

мощности проводилось при экспозиции, в зависимости от мощности рассеяния, от 30 до 300 с в диапазоне температур от комнатной до 100°C. Чувствительность системы регистрации составляла $\sim 10^\circ\text{C}/\text{мин} \times \text{Вт}$ при точности регистрации температуры $\Delta T = 0.1^\circ\text{C}$, что обеспечивало точность измерения не хуже 1% при рассеиваемой на стенке мощности более 1 Вт. Так как в условиях разряда часть тепла вследствие высокой теплопроводности гелия уходит на катодный узел и коллектор, то с учетом этого калибровка системы регистрации проводилась при том же давлении, что и измерения.

Для измерения мощности, рассеиваемой на коллекторе электронов, в его верхней части просверливалось отверстие диаметром 2 мм на глубину 10 мм, в которое помещалась термопара, изолированная от коллектора каптоновой лентой. Для улучшения теплового контакта отверстие заполнялось теплопроводящей пастой. На боковой стенке коллектора размещался нагреватель, укрытый слоем теплоизолятора из стекловолноконной ленты. На радиатор приклеивался терморезистор с $R_i \approx 20$ Ом при комнатной температуре, включенный в мостовую схему измерений из четырех идентичных терморезисторов, три из которых монтировались на массивном металлическом основании, что уменьшало дрейф показаний системы регистрации. Питание схемы осуществлялось от стабилизированного источника постоянного тока при напряжении 1.5 В, что обеспечивало чувствительность схемы измерения $400 \text{ мкВ}/\text{мин} \times \text{Вт}$ при дрейфе не более 10 мкВ в течение 300 с — максимального времени измерения. Чувствительность коллекторного термопарного датчика составляла $1.8^\circ\text{C}/\text{мин} \times \text{Вт}$ при точности $\Delta T = 0.1^\circ\text{C}$, поэтому он использовался как вспомогательный канал для контроля работоспособности мостовой схемы измерений. При рассеиваемой мощности ~ 10 Вт показания обеих схем регистрации совпадали с точностью не хуже 1%. Описанная схема регистрации позволяла измерять мощности тепловых потоков на боковую стенку и коллектор электронов в диапазоне 1–100 Вт с точностью не хуже 1%.

Исследования проведены с гелием чистотой не ниже 99.999%, обеспечиваемой подачей газа с исходной чистотой 99.99% через ловушку из активированного угля, охлаждаемую жидким азотом. Чистота рабочего газа в ячейках оценивалась по отношению светимостей молекулярных полос водорода H_2 , азота N_2 и кислорода O_2 . В варианте с ловушкой, охлаждаемой жидким азотом, эти светимости более чем в 10^3 раз слабее, чем в случае подачи газа через неохлаждаемую ловушку. Используемые азот и кислород не подвергались дополнительной очистке от исходного качества 99.99% (паспортное значение).

Критическое влияние на свойства разряда в гелии оказывала предварительная процедура тренировки ячейки и в особенности ее катода. В условиях настоящей работы ячейка первоначально откачивалась до остаточного давления $\sim 10^{-5}$ Торр (типичное натекание 10^{-4} Торр/час) и обезгаживалась при постепенном повышении температуры до $T \approx 150^\circ\text{C}$. В подготовленную таким образом ячейку подавался гелий в режиме постоянной прокачки со скоростью $\sim 10^{-3}$ л/с при давлении в ячейке $p_{\text{He}} \approx 5\text{--}10$ Торр. Обезгаживание и тренировка в режиме газового разряда начиналась с тока ~ 1 мА при экспозиции не более 1 мин и $U \approx 250\text{--}300$ В, соответствующему минимуму кривой Пашена в конкретных условиях. Затем разряд выключался и проводилась быстрая откачка ячейки до $\sim 10^{-5}$ Торр. Все последующие операции проводились с постепенным увеличением экспозиции, тока и напряжения при периодической откачке до тех пор, пока в светимости рабочего газа не достигалось преобладание линии гелия с $\lambda = 587.6$ нм, возбуждение которой в основном осуществляется по рекомбинационному каналу. При наличии следов молекулярных примесей происходит реакция перезарядки ионов гелия He^+ на примеси, что ослабляет рекомбинационное свечение гелия. После достижения такой степени чистоты обезгаживание и тренировка проводились в режиме постоянной прокачки до получения полной стабилизации ВАХ при рабочей $T \approx 110\text{--}120^\circ\text{C}$ и рассеиваемой мощности до 200 Вт. После этого включалось водяное охлаждение катода и проводились измерения ВАХ и эффективности генерации ЭП.

Длительное время тренировки с постепенным выходом на рабочий режим вызвано тем, что в процессе обезгаживания катода неизбежно легирование его поверхности примесями, содержащимися как в материале катода (адсорбированные и растворенные газы), так и в других конструктивных деталях ячейки. В результате ионной бомбардировки катода эти примеси попадают в рабочий газ и слабо удаляются из него. Причина состоит в том, что в разряде происходит перезарядка ионов гелия He^+ на атомах и молекулах примесей. В результате ионы примеси в области КПП приобретают энергию, сравнимую с величиной eU_c (e — заряд электрона), в то время как процесс обратной перезарядки иона примеси на атоме гелия невозможен из-за большой разницы в потенциалах ионизации. В результате ионы примеси снова внедряются в катод, так как время перезарядки He^+ на примеси много меньше чем время смены рабочего газа в ячейке. Так, уже при давлении азота $p_{\text{N}_2} \sim 10^{-5}$ Торр время перезарядки ионов гелия составляет $\sim 3 \times 10^{-2}$ с, в то время как время смены газа в ячейке равно ~ 10 с. Именно поэтому тренировку катода следует начинать с

тока разряда не выше 1 мА при возможно более низком напряжении горения. В противном случае ионы примесей приобретают значительную энергию, внедряются на большую глубину и поэтому время выхода ВАХ на стационарное значение значительно затягивается. Отметим, что в процессе подготовки ячейки ее ВАХ последовательно проходят практически все виды, наблюдавшимися другими авторами, однако их финальный вид кардинально отличается от известных, например, вычисленных по соотношению (1).

Измерения ВАХ и эффективности генерации ЭП в гелии проводились в отсутствие прокачки. В противном случае вследствие недостаточно глубокого вакуума в системе происходит постоянная подпитка рабочего газа в ячейке и легирование катода остаточным газом из вакуумной установки. Чтобы минимизировать его влияние на ВАХ, после заполнения ячейки до рабочего давления включался разряд при напряжении и токе выше максимальных, запланированных в соответствующей серии экспериментов. В результате происходит имплантация примесей на большую глубину до полного исчезновения их линий в спектре свечения ячейки, поэтому они не поступают в рабочий газ при последующих измерениях при более низких напряжениях. В случае исследований с N_2 и O_2 или их смесях с гелием, наоборот, измерения проводились в режиме постоянной прокачки рабочей среды вследствие быстрой имплантации молекул N_2 и O_2 в катод ("жестчение" газа). Поэтому только в таком режиме можно было добиться стационарного и воспроизводимого характера ВАХ.

В экспериментах питание ячейки осуществлялось: в режиме постоянного тока; полупериодами сетевого напряжения и высоковольтными прямоугольными импульсами с длительностью τ до 3 мс и фронтом ~ 10 мкс. Это позволяло сравнивать время развития разряда в разных условиях и оценивать влияние разогрева рабочего газа на ВАХ.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. ВАХ аномального тлеющего разряда в He, O_2 , N_2 и их смесях

ВАХ для аномального тлеющего разряда и условий, описанных выше, имеют существенно разный характер для разных давлений и напряжений. Примеры осциллограмм напряжения на ячейке и тока через нее при питании полупериодом сетевого напряжения и включением в цепь балластного сопротивления 20–60 кОм показана на рис. 2а,б. При $p_{He} < 8$ Торр после пробоя они имеют гладкий характер, причем осциллограмма тока практически повторяет осциллограмму напряжения. При $p_{He} = 10$ Торр (рис. 2а) на осциллограмме тока отчетливо проявляются небольшие

нерегулярности вблизи максимума и возникает асимметричность. При большем p_{He} появляются участки с падающей ВАХ и усиливается асимметрия, достигающие максимума при $p_{He} = 28$ Торр (рис. 2б). Асимметричность тока свидетельствует о нестационарности процессов эмиссии электронов в импульсе с $\tau = 10$ мс. Отметим, что такой же характер, но выраженный гораздо ярче, проявляется в осциллограммах ОР (рис. 2в из [22]) в ячейке с таким же диаметром рабочей части катода.

На рис. 3а представлены ВАХ непрерывного разряда в гелии для разных давлений $p_{He} = 4; 6; 8; 10; 12.5; 16; 20$ и 28 Торр. При $p_{He} < 4$ Торр они имеют гладкий возрастающий характер с показателем $y \approx 3$. Однако абсолютная величина плотности тока j отличается от рассчитанной по формуле (1) до трех порядков величины. В диапазоне $p_{He} = 6–28$ Торр характер ВАХ изменяется, демонстрируя 3 разные области. В первой из них при низких U ВАХ соответствуют ВАХ нормального и слабоаномального тлеющего разряда. Во второй области по мере роста U темп увеличения I замедляется, а при $p_{He} > 10$ Торр в диапазоне $U = 0.6–1.5$ кВ наблюдается падающая ВАХ с отрицательным показателем y , достигающего минимума $y \approx -0.3$ для $p_{He} = 28$ Торр. При $U > 1.6$ кВ начинается новый рост I , сначала медленный, затем более быстрый с достижением максимальной величины $y \approx 5.2$ при $p_{He} = 16$ Торр для диапазона $U = 2.3–2.64$ кВ и $y \approx 9.4$ при $p_{He} = 20$ Торр и $U = 2.54–2.66$ кВ. При $p_{He} = 28$ Торр величина показателя y для непрерывного режима снижается, однако при питании прямоугольным импульсом с $\tau = 1.5$ мс, в течение которого газ из-за нагрева не успевает вытесниться из рабочего объема ячейки, он достигает величины $y \approx 15.8$. Тем не менее, несмотря на столь высокие параметры показателя y абсолютное значение величины плотности тока j при $p_{He} = 28$ Торр и $U = 2.4$ кВ в ~ 275 раз ниже рассчитанного по формуле (1).

Введение молекулярных примесей полностью изменяет характер ВАХ, в частности, исчезают нерегулярности и резко увеличивается плотность тока (рис. 3б). Уже при небольшом содержании O_2 ($p_{O_2} = 8$ мТорр, или 0.2%) и $U = 2$ кВ ток возрастает в ~ 5.7 раза, а ВАХ с примесью O_2 становятся подобными ВАХ, полученным в работах [13, 14] с показателем $y \approx 2–2.3$. Увеличение содержания O_2 приводит к дальнейшему росту тока и при доле $O_2 \sim 1.6\%$ и $U = 1.63$ кВ (зависимость 4, рис. 3б) он достигает $\sim 50\%$ от величины, рассчитанной по формуле (1). Введение N_2 также изменяет ВАХ, но в меньшей степени, чем добавка O_2 . Влияние как кислорода, так и азота на ВАХ и состояние поверхности катодов настолько глубокое, что после работы с этими газами многократные циклы обезгаживания и тренировки катодов не приво-

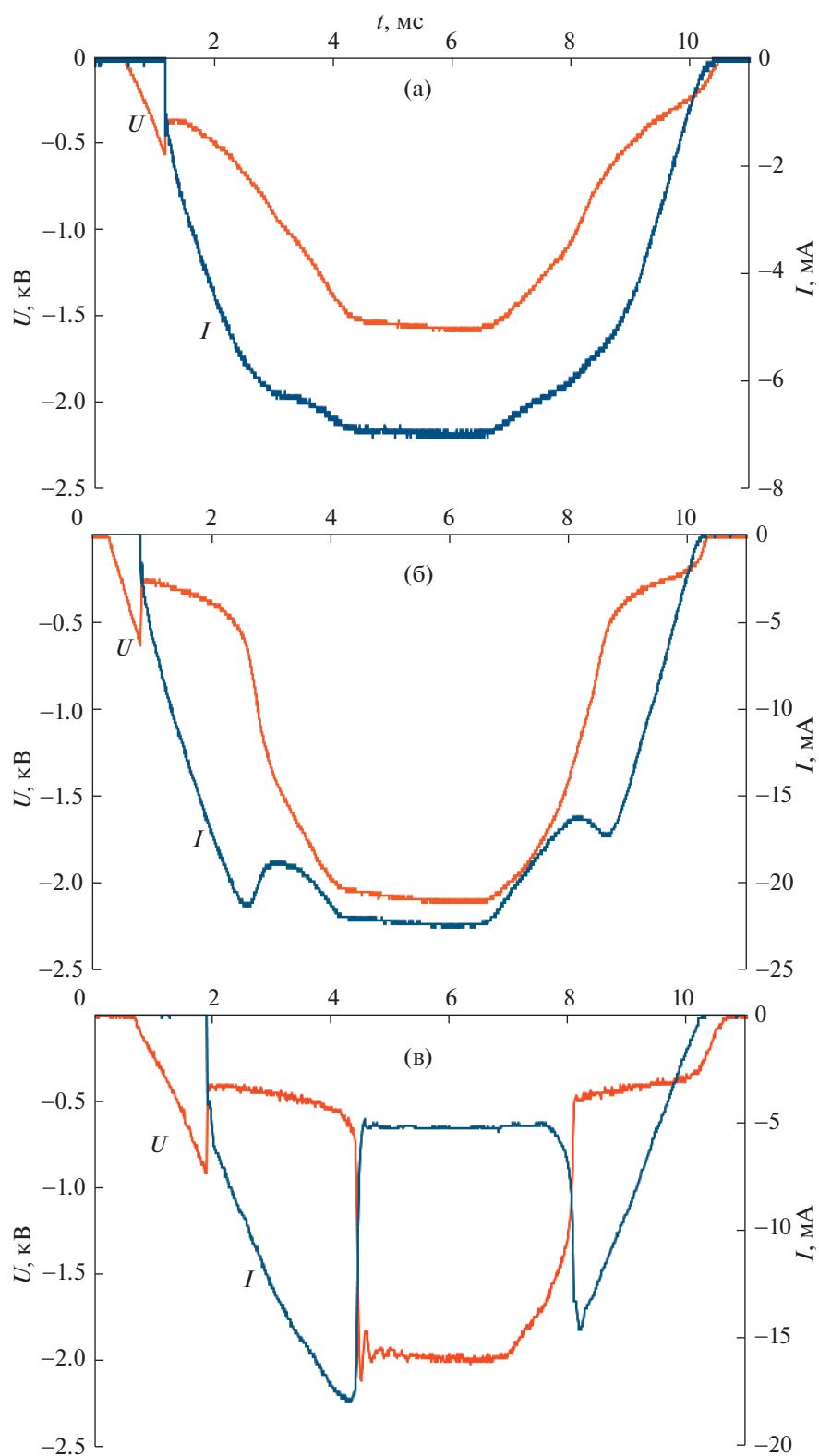


Рис. 2. Осциллограммы тока и напряжения на разрядном промежутке в АТР (а, б) и ОР (в). $p_{He} = 10$ (а), 28 (б), 30 Торр (в).

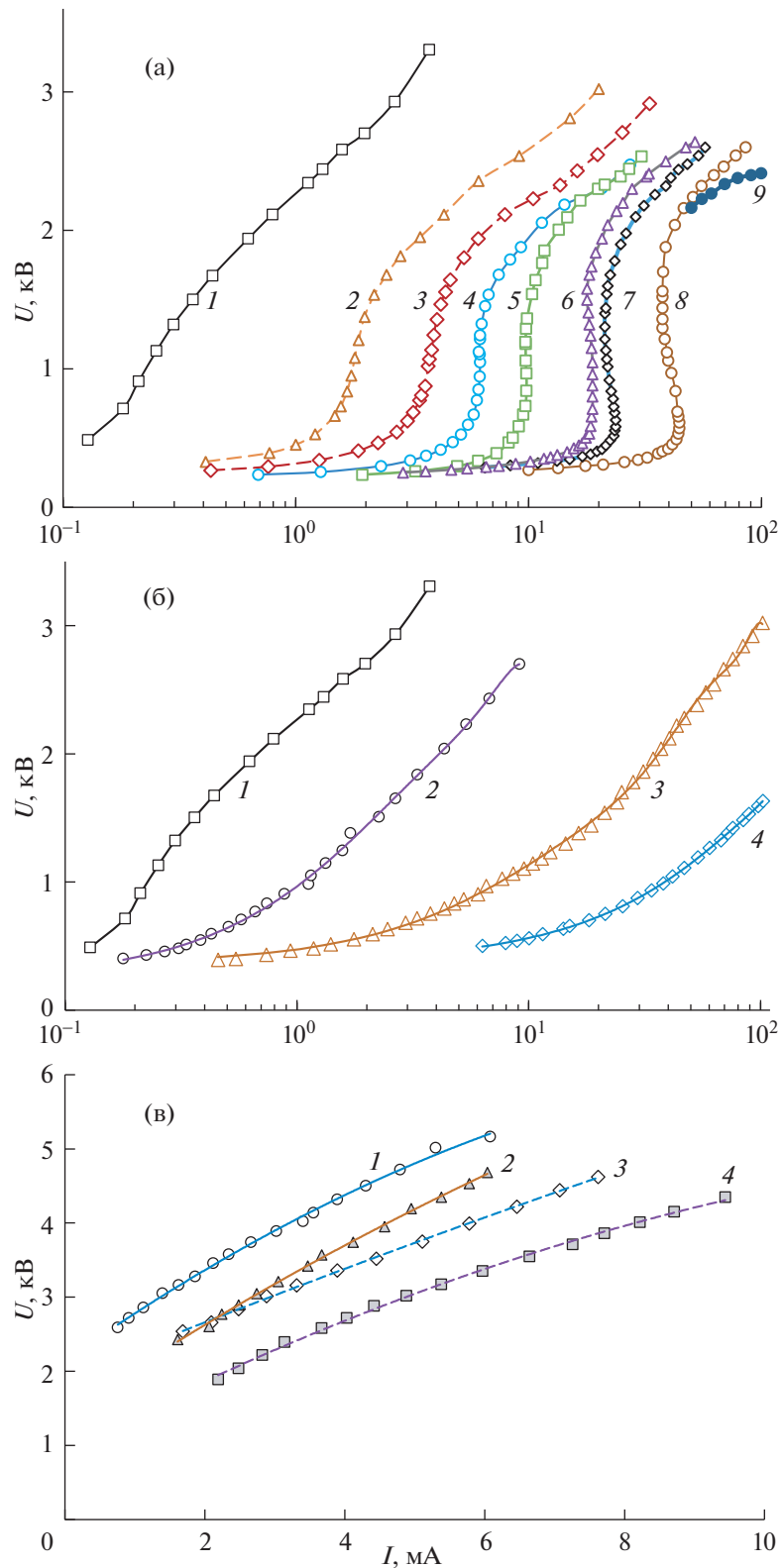


Рис. 3. а) – ВАХ непрерывного (1–8) и квазинепрерывного (9) разряда в He: $p_{He} = 4$ (1), 6 (2), 8 (3), 10 (4), 12.5 (5), 16 (6), 20 (7) и 28 Торр (8, 9); б) – ВАХ непрерывного разряда в He (1) и He- O_2 (2–4): $p_{He} = 4$ (1–4) Торр, $p_{O_2} = 8$ (2), 25 (3) и 65 (4) мТорр; в) – ВАХ непрерывного разряда в O_2 (1, 2) и N_2 (3, 4): $p_{O_2} = 73$ (1) и 110 (2) мТорр; $p_{N_2} = 73$ (3) и 115 мТорр (4).

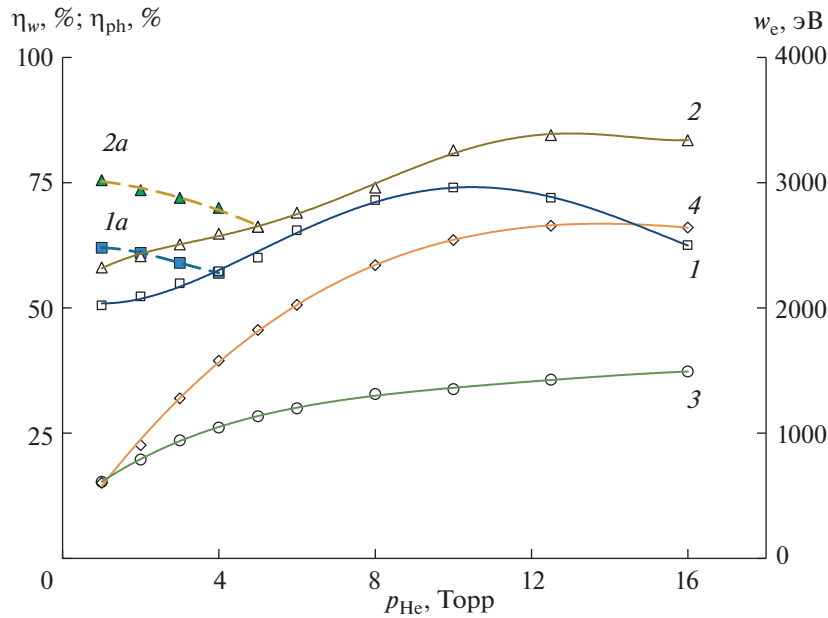


Рис. 4. Зависимости от давления гелия p_{He} эффективности генерации ЭП η_w в He (1, 2) и в He–O₂ $p_{O_2} = 15$ мТорр (1a, 2a); энергии w_e , рассеиваемой одним быстрым электроном в дрейфовом пространстве (3) и доля фототока η_{ph} (4) в токе разряда: $U = 2.5$ (1, 1a, 3, 4) и 3.5 (2, 2a) кВ.

дят к восстановлению их свойств и возвращению к ВАХ для разряда в гелии, показанных на рис. 3а, несмотря на итоговое распыление катода вплоть до глубины ~ 0.5 мм и перемыкание его с материалом, осаждающемся на изоляторе и зондах. Поэтому для снятия адекватных характеристик после работы с N₂, O₂ или их смесей с гелием требуется смена катода.

На рис. 3в показаны в качестве примера ВАХ-разряда в O₂ при давлениях $p_{O_2} = 73$ и 110 мТорр и в N₂ при $p_{N_2} = 73$ и 115 мТорр. В исследованном диапазоне давлений ~ 20 –200 мТорр и напряжений от порога зажигания до $U = 6$ кВ ВАХ имеют гладкий возрастающий характер с показателем $y \approx 2.5$ для O₂ и $y \approx 1.9$ для N₂. Из рис. 3в видно, что ток разряда в азоте выше, чем в кислороде, в то время как в смесях с гелием наблюдается обратная картина. Обращает на себя внимание то, что ток в смеси с гелием на 1–2 порядка величины выше, чем в чистых молекулярных газах при одинаковом давлении последних. При питании прямоугольным импульсом осциллограмма тока в разрядах в O₂ и N₂ следует за осциллограммой напряжения. В чистом гелии фронт установления тока значительно (на 100–150 мкс) затягивается.

3.2. Эффективность генерации электронного пучка в аномальном тлеющем разряде

На рис. 4 показана зависимость от p_{He} энергетической эффективности η_w генерации ЭП при

$U = 2.5$ кВ (режим постоянного тока) и $U = 3.5$ кВ (режим прямоугольного импульса с $\tau = 1.5$ мс, частота следования импульсов 25 Гц). Под энергетической эффективностью понимается величина $\eta_w = (P_{wall} + P_{col}) / (I \times U)$, где P_{wall} и P_{col} соответственно мощности, рассеиваемые на стенке трубки дрейфа и коллекторе, $I \times U$ – мощность, вкладываемая в ячейку, I – ток разряда. Справедливость этой формулы следует из того, что во всем исследованном диапазоне условий, согласно зондовым измерениям, $U_p \ll U$, где U_p – падение напряжения на промежутке второй зонд – анод. Фактически эта область, ограниченная анодом, является частью области отрицательного свечения. Необходимость использования импульсного (квазинепрерывного) режима при $U = 3.5$ кВ вызвана большой мощностью, вкладываемой в разряд (~ 300 Вт при $p_{He} = 12.5$ Торр), на которую не рассчитаны измерители. При $p_{He} \geq 4$ Торр измерения выполнены в чистом гелии, при $p_{He} \leq 4$ Торр измерения проведены как в чистом газе, так и в смеси He–O₂ при $p_{O_2} = 15$ мТорр. Зависимостью 3 показана величина $w_e(p_{He})$ – энергия [эВ], теряемая в пространстве дрейфа одним быстрым электроном при $U = 2.5$ кВ, рассчитанная по формуле

$$w_e = P_{wall} / \eta_w I \quad (2)$$

Для w_e также выполняется условие $w_e \gg eU_p$.

На рис. 5а в зависимости от U приведена эффективность генерации ЭП в кислороде при $p_{O_2} = 73$ и 110 мТорр и в азоте при $p_{N_2} = 73$ и

115 мТорр, а также энергия электрона ЭП, рассеиваемая на стенке. Здесь же приведены для сравнения такие же зависимости для гелия при $p_{He} = 12.5$ Торр и $U = 2-4$ кВ (расчетная зависимость) и экспериментальные данные для $U = 2.5$ и 3.5 кВ. Расчет проводился по соотношению $w_e = \Delta w + \beta(eU - \Delta w)$, где Δw – энергетические потери при распространении ЭП от границы области КПП до анода; $\beta \approx 0.2$ – коэффициент отражения электрона от анода [24]. На рис. 5б приведены зависимости от U доли мощности $\Delta w_e/eU$, переносимой на стенку, для разрядов в He, N₂, O₂. Из зависимостей рис. 4, 5 видно, что при малых давлениях ($p_{He} = 1$ Торр в He, $p_{O_2} = 110$ мТорр в O₂ и $p_{N_2} = 115$ мТорр в N₂) доля энергии, рассеиваемой на стенке одним быстрым электроном, слабо зависит от напряжения. Поэтому есть основания полагать, что она определяется в основном отраженными от анода электронами, которая для Al равна $w_e \approx 20\%$ для рассматриваемого диапазона энергий [24] и отвечает за свечение плазмы в дрейфовом пространстве при малых давлениях (см., например, рис. 1а в работе [25]). Определенный вклад вносят и рассеянные на большие углы электроны при их неупругих соударениях с частицами рабочего газа. С ростом p_{He} величина w_e возрастает, и ее доля превышает 60% от полной энергии быстрых электронов $w_e = eU = 2.5$ кэВ (зависимость 3 на рис. 4). Возрастание w_e обусловлено торможением электрона в дрейфовом пространстве. Измерение величины w_e позволяет рассчитать долю фототока η_{ph} в общем токе разряда в гелии по формуле:

$$\eta_{ph} = \gamma_{ph} \eta_{ex} w_e R / h\nu, \quad (3)$$

где $\gamma_{ph} \approx 0.3$ – коэффициент фотоэмиссии под действием резонансной линии гелия [26]; $\eta_{ex} \approx 0.3$ – доля энергии быстрого электрона, затрачиваемая на возбуждение резонансных состояний [27]; $h\nu \approx 22$ эВ – средняя энергия резонансных квантов; $R = 0.17$ – доля ВУФ-излучения, перехватываемая катодом, при условии равномерности светимости дрейфового пространства по всему объему. В действительности энергия, вкладываемая в дрейфовое пространство, складывается из энергии, теряемой быстрым электроном при его движении от области КПП к аноду и при его отражении от анода с дальнейшим рассеянием в рабочем газе и на стенке. Поэтому действующую величину R можно оценить исходя из того, что в ОР при $U > 4$ кВ более 95% тока ($\eta_w > 95\%$) переносится фотоэлектронами [22], а величина $\eta_{ph} \sim 1.32$. Так как в стационарном самостоятельном фоторазряде должно выполняться условие $\eta_{ph} \approx 1$, то отсюда можно заключить, что из-за неравномерности вклада энергии в дрейфовое пространство эффективная величина $R_{eff} = R\eta_w/\eta_{ph} \approx 0.122$. С уче-

том этого по формуле (3) можно рассчитать долю фотоэмиссионного тока в общем токе с катода. Она показана зависимостью 4 на рис. 4 и достигает величины $\sim 68\%$ при $p_{He} = 12.5$ Торр. Для O₂ и N₂, несмотря на наличие вычисленной по формуле (2) величины w_e , определение параметра η_{ph} затруднительно вследствие отсутствия данных как по эффективности преобразования энергии ЭП в резонансное излучение, так и по коэффициентам γ_{ph} для легированных кислородом и азотом поверхностей.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные в настоящей работе характеристики АТР в гелии значительно отличаются от имеющихся теоретических и экспериментальных результатов. Чтобы установить природу этих отличий, для этого в первую очередь, на наш взгляд, необходимо еще раз обсудить эмиссионные свойства холодных катодов в газовом разряде в дополнение к ранее выполненным исследованиям в работе [26].

4.1. Эмиссия электронов с холодных катодов в благородных и молекулярных газах

В работах [28, 29] было показано, что в газовом разряде коэффициент фотоэмиссии под действием резонансного излучения благородных газов γ_{ph} может на порядок превышать величину γ_{ph} в вакууме. Увеличение γ_{ph} обусловлено взаимодействием резонансного излучения с адсорбированными и имплантированными в поверхность катода атомами и позволяет рассчитать суммарный коэффициент эмиссии электронов $\langle \gamma \rangle$ под действием ионов и быстрых атомов, согласующийся с экспериментом [15, 26, 30, 31]. Прямыми экспериментами в работе [32] было установлено, что при бомбардировке поверхности вольфрама в вакууме ионами гелия He⁺ с энергией $W \sim 130$ эВ и токе ионов 0.3–0.4 мкА при максимальной дозе $\Phi \approx 10^{18}$ ион/см² содержание атомов гелия в поверхностном слое достигает десятков процентов от концентрации атомов матрицы. Отметим, что при $\sim 27\%$ содержании атомов гелия в вольфраме концентрация атомов гелия составляет $\sim 1.72 \times 10^{22}$ см⁻³ и равна плотности атомов в жидком гелии. Такие дозы в газовом разряде при $j = 1$ мА/см² реализуются за время ~ 1 мин, что выражается в близости данных работ [26, 32] по концентрации атомов гелия в поверхностном слое катода. Внедрение атомов гелия или примесей, содержащихся в рабочем газе, вызывает изменение эмиссионных свойств катода в газовом разряде и к соответствующему изменению ВАХ.

При принятии во внимание изменения физических свойств поверхности катода становится

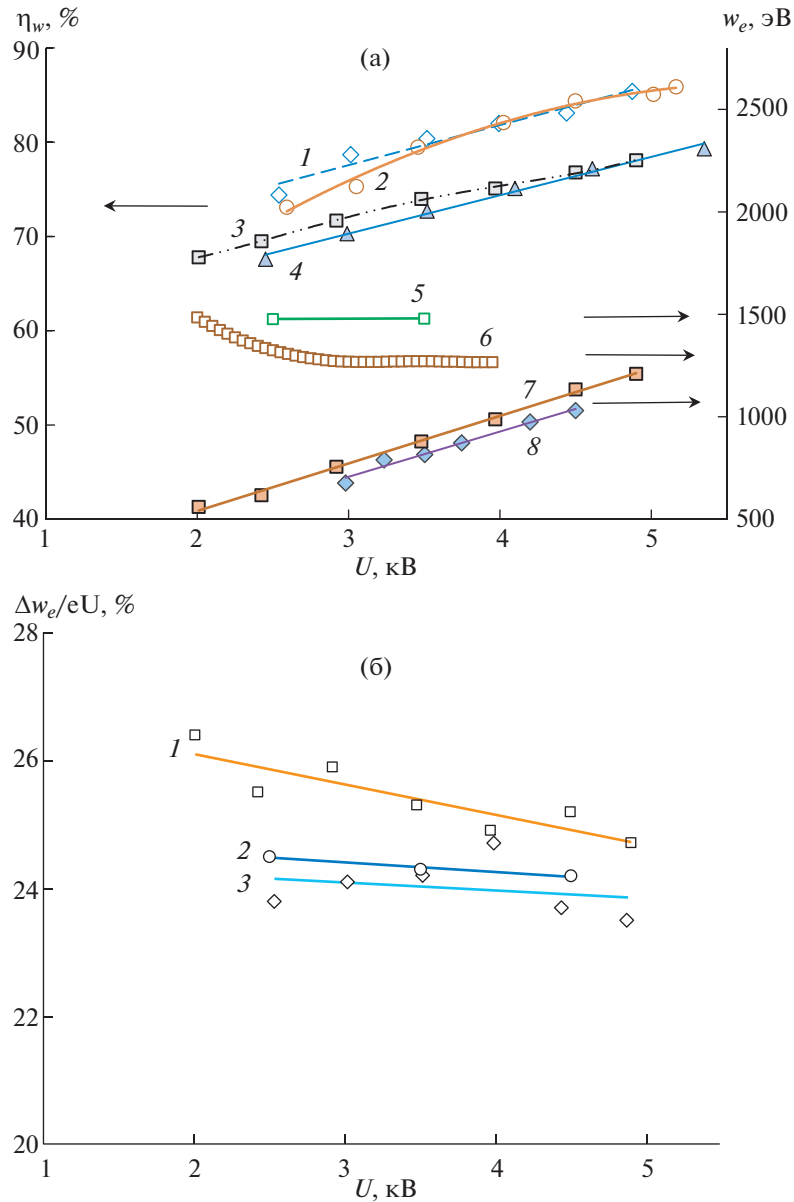


Рис. 5. а) – Зависимости от U эффективности генерации электронов η_w в O_2 (1, 2) и N_2 (3, 4) и энергия w_e , рассеиваемая одним электроном в дрейфовом пространстве в He (5, 6) в N_2 (7) и O_2 (8): $O_2 - p_{O_2} = 110$ (1) и 73 (2) мТорр; $N_2 - p_{N_2} = 115$ (3) и 73 (4) мТорр; He – $p_{He} = 12.5$ (5, 6) Торр: эксперимент (5); расчет (6); $N_2, p_{N_2} = 115$ (7) мТорр, $O_2, p_{O_2} = 110$ (8) мТорр; б) – зависимости от U доли мощности быстрых электронов, рассеиваемых на стенке Δw_e : $N_2 - p_{N_2} = 115$ мТорр (1); He – $p_{He} = 1$ Торр (2) и $O_2 - p_{O_2} = 110$ мТорр.

понятно, почему, несмотря на многочисленные исследования в течение многих лет вопрос о коэффициентах эмиссии под действием резонансных фотонов γ_{ph} , доминирующих в газовом разряде, а также быстрых атомов γ_f и ионов γ_i с энергией $W = 50-1000$ эВ, преобладающей в высоковольтных разрядах, остается дискуссионным. Поэтому некоторые авторы считают, что при моделировании коэффициенты γ должны рассматриваться как неизвестные величины [33]

и определяться как вторичные параметры из решения обратных задач на основе конкретных экспериментальных данных. В противном случае поведение электрических характеристик становится физически бессмысленным [34].

При моделировании разрядов в гелии, обсуждаемых в настоящей работе, величины γ_f и γ_i берутся чаще всего из публикации [8]. Ее особенность состоит в том, что эти результаты получены на установке, с которой авторы первоначально в

течение длительного времени работали с пучками N_2 и N_2^+ с энергией до 1 кэВ [35, 36]. Более того, пучки He и He⁺ в экспериментах [8] также содержат ионы N_2^+ . Следовательно, поверхностные слои эмитирующей мишени из золота в этих экспериментах сильно легированы атомами и молекулами азота, которые практически невозможно удалить в условиях проведения экспериментов в [8].

С использованием результатов работы [37] можно рассчитать время насыщения мишени азотом в работе [8]. Глубина пробега r частиц с молекулярной массой M_1 в мишени с молекулярной массой M_2 и плотностью упаковки n_{20} [см⁻³] можно вычислить из

$$n_{20}r = \rho/\pi a^2 \Gamma, \quad (4)$$

где $a = 0.8853a_0/(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{2/3}$, a_0 – борковский радиус; Z_1, Z_2 – заряд ядер соответствующих частиц, $\Gamma = 4M_1M_2/(M_1 + M_2)^2$ – приведенная масса; ρ – приведенный пробег, величину которого в диапазоне энергий $W = 10\text{--}2000$ эВ, согласно данным [37], можно аппроксимировать формулой:

$$\rho = 1.06\sqrt{\varepsilon} + 0.7\varepsilon, \quad (5)$$

где ε – приведенная энергия:

$$\varepsilon = aM_2W_1/Z_1Z_2e^2(M_1 + M_2), \quad (6)$$

где W_1 – энергия [эВ] частицы с массой M_1 . С учетом выражений (5) и (6) уравнение (4) для пары N_2 –золото принимает вид:

$$n_{20}r = (2.19 \times 10^{-3}W^{0.5} + 3.35 \times 10^{-6}W) \times 10^{18} \quad (7)$$

Для энергии молекулы азота $W = 1$ кэВ (максимальной в условиях работы [8]) глубина проникновения молекул азота в золото, согласно (7), составляет $r \approx 12$ нм при $\sim 10\%$ разбросе пробега вследствие рассеяния на небольшие углы [37], т.е. все заторможенные частицы группируются в слое толщиной ~ 1.2 нм. При условии насыщения этого слоя до уровня плотности упаковки молекул азота в жидком азоте общее количество молекул в слое с $\Delta r = 1.2$ нм составляет $n_{20}\Delta r = 2.6 \times 10^{15}$ см⁻².

Доза частиц, бомбардировавших мишень, составляет

$$\Phi = i\Delta t/eS, \quad (8)$$

где i – ток ионов, $S = 7.1 \times 10^{-2}$ см² – поперечное сечение пучка, Δt – интервал времени. Ток ионов в работах [8, 35, 36, 38] не указывается, однако его можно оценить из следующих предпосылок. Авторы работали при уровне потоков молекул азота

$N_{2f} \sim 10^9$ с⁻¹ [35]. Тогда i можно оценить из соотношения:

$$i = \frac{N_{2f}e}{\sigma^+ L p_{N_2} n_1}, \quad (9)$$

где $\sigma^+ = 2.8 \times 10^{-15}$ см² [8] – сечение перезарядки N_2^+ на N_2 ; $L = 4$ см – длина камеры перезарядки, $p_{N_2} = 2 \times 10^{-6}$ Торр – давление азота в камере перезарядки [8], $n_1 = 3.3 \times 10^{16}$ см⁻³ – концентрация молекул азота при $p_{N_2} = 1$ Торр и комнатной температуре. Из соотношений (8) и (9) следует, что

$$\Delta t = \frac{\Delta r n_{20} S \sigma^+ L p_{N_2} n_1}{N_{2f}} \quad (10)$$

Согласно (10) при $N_{2f} \sim 10^9$ с⁻¹ слой $\Delta r = 1.2$ нм насыщается молекулами азота за время $\Delta t \approx 9$ с. При другой величине W в интервале $30 < W < 1000$ эВ [8] насыщаются другие приповерхностные слои с общим затраченным на это временем ~ 90 с. Очевидно, что время, необходимое для настройки установки для измерений, значительно превышает 90 с. Поэтому есть все основания полагать, что полученные в [8] данные по γ_f, γ_i относятся к материалу мишени, легированной азотом.

На рис. 6а приведены σ_i – сечения ионизации молекул N_2 и O_2 быстрыми молекулами N_2 и O_2 и атомами He, взятые из работ [8, 38], а также σ_{ex} – сечение возбуждения He атомами He [39]. На рис. 6б приведены коэффициенты γ_f под действием атомов He [8] и молекул N_2 [36] (для мишени с имплантированными молекулами N_2) и под действием атомов He [26] в предположении эмиссии через возбуждение имплантированных атомов He, а также γ_f для условно чистых поверхностей для пар He–молибден [39] и чистых поверхностей для He–молибден [40], N_2^+ –вольфрам [41]. Наиболее интересным результатом является близость сечений ионизации молекулы N_2 азотом и гелием и их корреляция с соответствующими γ_f , а также близость коэффициентов эмиссии под действием N_2 и He. В то же время следует обратить внимание на то, что сечение ионизации азота гелием меньше, чем сечение ионизации азотом, в то время как для коэффициентов эмиссии наблюдается обратная картина. Эта особенность объясняется большей тормозной способностью золота для молекул азота, чем для гелия и соответственно меньшей долей энергии, затраченной на ионизацию.

Из данных на рис. 6а,б следует, что результаты [8, 26, 35, 36, 38] относятся к эмиссии электронов под действием быстрых частиц из легированных соответствующими частицами эмитирующих мишеней. Поэтому в разряде в чистом гелии ошибочно пользоваться данными по γ_f, γ_i из работы

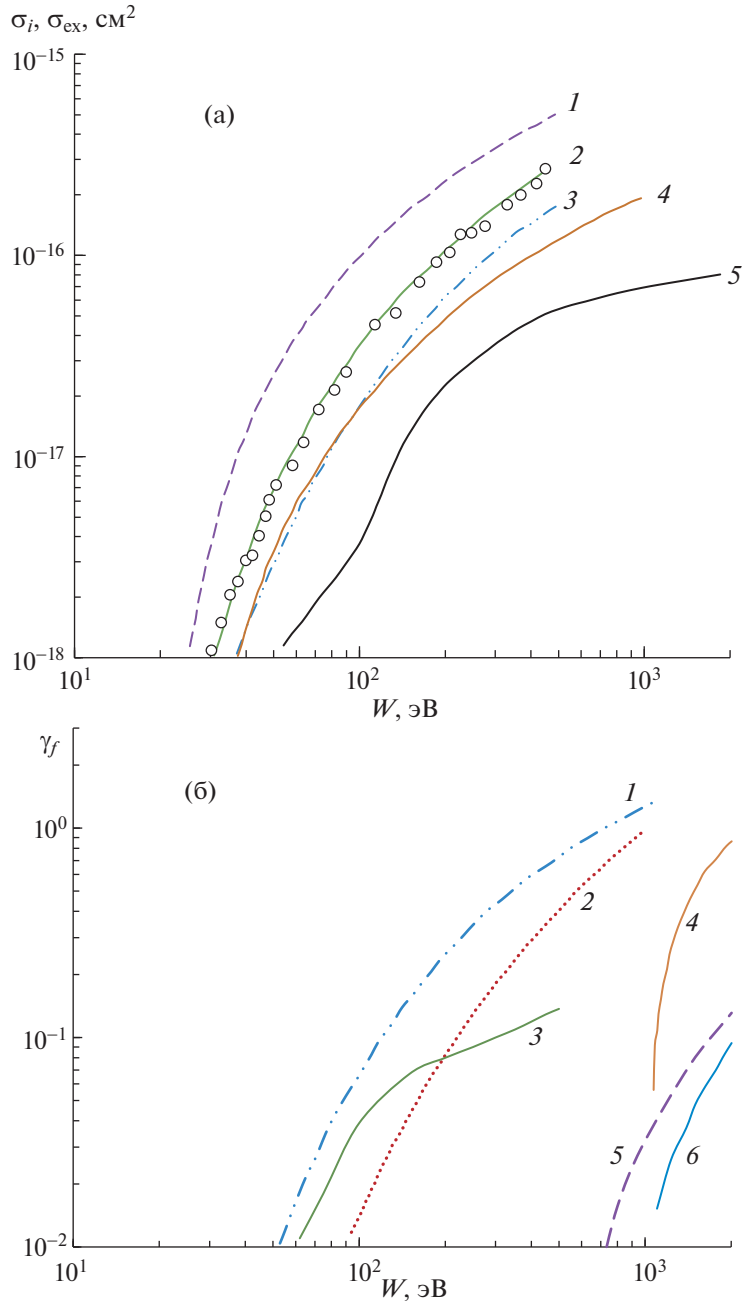


Рис. 6. а) – Зависимости от энергии сечений ионизации σ_i молекул кислорода O_2 молекулами O_2 (1) и азота N_2 (2); молекул азота N_2 молекулами азота N_2 (3) и атомами гелия He (4) и σ_{ex} – сечение возбуждения He(2^1P_1) атомами гелия (5); б) – Зависимости коэффициентов эмиссии электронов γ_f под действием тяжелых частиц 1 – He–золото [8]; 2 – N_2 –золото [35]; 3 – He–нержавеющая сталь [26]; 4 – He–молибден [39]; 5 – He–молибден [40]; 6 – N_2^+ –вольфрам [41].

[8]. Отметим, что для быстрых молекул O_2 не известны данные по γ_f . Однако можно предполагать, что при разрядах в чистых O_2 , N_2 и He или их смесях наилучшими эмиссионными свойствами под действием быстрых тяжелых частиц должны обладать смеси с O_2 , так как сечение ионизации O_2 молекулами O_2 наибольшее.

В условиях разряда в гелии с небольшим содержанием примесей, что является неизбежным в режиме тренировки (обезгаживания) катодов, при высоких напряжениях имплантация частиц примесей осуществляется на большую глубину. Например, для примеси N_2 в He увеличение энер-

гии ионами N_2^+ в области КПП, следуя данным по тормозной способности гелия из [37], для линейного распределения напряженности поля в области КПП можно описать уравнением:

$$\frac{dW}{dx} = \frac{2eU_c}{l_c} \left(1 - \frac{x}{l_c}\right) + 2.72 \times 10^{-2} W^{1.5} - 1.19 \times 10^2 W^{0.5} \quad (11)$$

Здесь l_c , l_n — длина области КПП соответственно в аномальном и нормальном тлеющем разряде в гелии, $l_c = 0.37l_n$ и, согласно зондовым измерениям, практически всегда выполняется для всех представленных ВАХ на рис. 3. При $p_{He} = 4$ Торр и $U = 2$ кВ энергия ионов N_2^+ , бомбардирующих катод, достигает величины $W_{N_2^+} = 0.86eU = 1.72$ кэВ. Предполагается, что на длине КПП не происходит перезарядка N_2^+ на молекулах. Это накладывает условие на концентрацию азота $n_{N_2} \leq 0.1/\sigma^+ l_c = 0.1/(3 \times 10^{-15} \times 0.142) = 2.35 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, или $n_{N_2} < 1.8 \times 10^{-3} n_{He}$ (n_{He} — концентрация атомов гелия). Поэтому тренировку катода необходимо начинать при минимально возможной величине U . При повышенных напряжениях время обезгаживания сильно увеличивается и условия тренировки для целей достижения свободных от молекулярных примесей поверхностей ужесточаются. В любом случае из-за изменения эмиссионных свойств катода параметры разряда эволюционируют в процессе предварительной тренировки от ВАХ, близких к описываемым соотношением (1), до достижения постоянных характеристик, показанных на рис. 2–5.

4.2. Механизм формирования ВАХ в аномальном тлеющем разряде различного состава

Как видно из рис. 3,4 ВАХ в аномальном тлеющем разряде имеют существенно разный характер в зависимости от сорта заполняющих ячейку газов и их состава. Рассмотрим вначале ВАХ в чистом гелии. В условиях настоящей работы он зажигается при $U = 190$ – 200 В, что соответствует нормальному разряду и частичному заполнению поверхности катода прикатодной плазмой. По мере роста тока площадь активной поверхности катода расширяется и после ее полного заполнения начинается рост U , сначала слабый, затем более быстрый. Исходя из действующей величины приведенной напряженности электрического поля E/n , в этом диапазоне напряжений (до $E/n = 10^{-14}$ В · см 2) эмиссия электронов происходит под действием ионов, метастабильных атомов и фотонов и слабо зависит от E/n [12, 42]. Таунсендовский коэффициент размножения α экспонен-

циально зависит от величины E/n [43], что приводит к экспоненциальной зависимости $I(U)$.

По мере увеличения U на ВАХ начинают оказывать влияние три дополнительных механизма: замедление роста $\alpha(E/n)$ с достижением максимума при $U = U_{max}$, соответствующему $E/n \approx 7.5 \times 10^{-15}$ В · см 2 , с последующим уменьшением [43, 44]; убегание электронов, начало которого примерно совпадает с достижением α_{max} [23], что сопровождается выносом энергии из области КПП и, следовательно, уменьшением ее влияния на формирование ВАХ; увеличение средней энергии быстрых атомов до величины, выше которой заметную роль может играть кинетическая эмиссия под их воздействием. Первые два процесса в первом приближении не зависят от содержания примесей в гелии (при их малой концентрации) и состояния поверхности катода. Для третьего процесса влияние примесей и состояния поверхности катода является определяющим. Поэтому ВАХ дифференцируются в зависимости от чистоты условий, в которых проводятся эксперименты.

Для чистого гелия суммарная величина коэффициента эмиссии под действием быстрых ионов и атомов невелика, $\langle \gamma \rangle$ меньше 1 вплоть до $U = 4$ кВ [15, 26, 39]. Поэтому совокупное действие уменьшения величины α и увеличение доли убегающих электронов приводит к замедлению роста $I(U)$ вплоть до получения участка с падающей ВАХ (рис. 3а). При $U \geq 1.8$ кВ, как и в ОР [22], начинается новый рост, который вызван двумя процессами: увеличением коэффициента $\langle \gamma \rangle$; ростом вложенной в дрейфовое пространство энергии, сопровождающимся усилением фотоподсветки и ее влияния на ВАХ. В диапазоне $U \approx 2.5$ – 3.5 кВ рассеиваемая в дрейфовом пространстве энергия в расчете на 1 быстрый электрон составляет $w_e \approx 1450$ эВ, что приводит согласно соотношению (3) к преобладанию фотоэмиссии в общем токе разряда (зависимость 4 на рис. 4). Оставшаяся часть тока обусловлена эмиссией под действием тяжелых частиц и размножению зарядов в катодном слое. Преобладание фотоэмиссии приводит к быстровозрастающей ВАХ, вплоть до показателя $y \approx 15$ при $U > 2$ кВ при прямоугольном импульсе возбуждения (рис. 3а), когда нагрев газа и его вытеснение из объема ячейки мало влияют, как и в ОР [22], на формирование ВАХ. Совокупность перечисленных выше процессов приводит к ВАХ при $p_{He} > 6$ Торр, не имеющих ничего общего с ВАХ, выраженной формулой (1) и ВАХ с $y \approx 2.0$ – 2.5 для высоковольтного тлеющего разряда в работах [14, 23]. Пренебрежение вкладом фотоэмиссии и использование завышенных величин γ_f , γ_i в [23] приводит к явному несоответствию зависимости $I(p_{He})$ в [23], $I \sim p_{He}^{-3/2}$ с результатами настоящей работы, в которой x достигает величины $x \approx 5$.

Введение молекулярных примесей, целенаправленное или возникающее при работе с недостаточно тренированными катодами или использовании загрязненного гелия приводит к перераспределению роли различных механизмов формирования эмиссионных свойств катодов и ВАХ. Легирование катода молекулярной примесью приводит к уменьшению концентрации атомов гелия в поверхностном слое и как следствие к падению коэффициента γ_{ph} с одновременным существенным ростом величины $\langle \gamma \rangle$ и ее более раннему по мере увеличения U влиянию на ВАХ по сравнению с разрядом в чистом гелии. Кроме того, при достаточной большой концентрации O_2 или N_2 в результате явления перезарядки в плазме дрейфового пространства начинают преобладать ионы молекулярных примесей, что приводит к ослаблению рекомбинационного излучения гелия и соответственно ослаблению фотоподсветки. Это приводит к уменьшению времени развития разряда в присутствии молекулярной составляющей по сравнению с разрядом в гелии, в котором рекомбинационные процессы играют значительную роль в заселении резонансных состояний, что, в частности, выражается в несимметричной форме осциллограмм тока на рис. 2а, б. Ослабление фотоподсветки катода резонансной линией гелия также вызывается усилением других цепочек распада населенности уровня 2^1P_1 помимо перехода в основное состояние. К ним относятся Пеннинговский процесс тушения в соударениях с молекулами и радиационный распад на метастабильное состояние 2^1S_0 , ускоряющийся по мере роста концентрации примеси. Это вызвано тем, что наличие примеси приводит к быстрому распаду населенности уровня 2^1S_0 и как следствие к ослаблению реабсорбции на переходе $2^1P_1-2^1S_0$ с возрастающей конкуренцией с распадом в основное состояние атома гелия 1^1S_0 . Можно показать, что уже при $n_{N_2} \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (~ 30 мТорр) основным каналом распада населенностей уровня 2^1P_1 становятся тушащие процессы.

Перечисленные явления приводят к сглаживанию ВАХ и их сближению с ВАХ, выраженной формулой (1). На рис. 7а приведены данные по отношению j/j_0 , т.е. реальной плотности тока разряда по сравнению с рассчитанной по формуле (1) в зависимости от содержания кислорода в смеси He– O_2 . При постоянном $p_{O_2} = 20$ мТорр и разных p_{He} (результаты работы [13]) отношения показаны зависимостями 1–4, а при постоянном $p_{He} = 4$ Торр и разном содержании O_2 зависимостями 5–8 показаны результаты настоящей работы. На рис. 7б показаны величины j/j_0 для разряда в чистом гелии. Из рисунков видно, что плотность тока в чистом гелии при $U < 500$ В близка, а при $U > 1$ кВ в несколько сот раз меньше вычис-

ленной по формуле (1). По мере роста содержания O_2 величина плотности тока стремится к вычисленной и практически сравнивается с ней при высоком содержании O_2 как в условиях настоящей работы, так и в [13]. Из рис. 7а также видно, что величина отклонений j от j_0 зависит от U , что означает изменение показателя α с изменением U . Это изменение, как и в чистом гелии, вызвано убеганием электронов, роль которого возрастает с увеличением U и приводит к ослаблению процессов размножения в катодном слое. Ослабление размножения не компенсируется фотоподсветкой ввиду малого давления гелия и, следовательно, малыми потерями энергии быстрыми электронами в дрейфовом пространстве. Аналогичного вида изменения, но в обратном порядке наблюдаются в процессе обезгаживания и тренировки катода. В начальных экспериментах ВАХ разряда близки к ВАХ, выраженной формулой (1) и зависимостям 1, 2, 5 на рис. 7а. Постепенная очистка, которая может продолжаться десятки часов, видоизменяет ВАХ, вплоть до достижения их финального вида, показанного на рис. 3а.

Таким образом, из вышесказанного следует, что ВАХ типа (1) относится к сильно загрязненному разряду в гелии. По-видимому, степень отличия реальных ВАХ от вида (1) также зависит от материала катода и режима его “тренировки”, что следует из сравнения зависимостей 4 и 6, рис. 7а. Отметим также, что особенность ВАХ в смесях He– O_2 (N_2) состоит в том, что j в смесях значительно выше, чем в чистых O_2 и N_2 при одинаковых концентрациях последних. Увеличение j может быть связано с тем, что ионы O_2^+ и N_2^+ в области КПП, длина которой определяется p_{He} , набирают энергию, сравнимую с величиной eU . Поэтому заметную роль начинает играть ионизация атомов гелия ускоренными молекулярными частицами, что увеличивает эффективную величину α в этих условиях. В любом случае при неконтролируемом содержании примесей, которое иногда называют “техническим вакуумом”, можно получить широкий набор ВАХ при одном и том же p_{He} , и поэтому для этих условий невозможно судить о реальных механизмах, поддерживающих горение разряда, как это делается, например, в работе [9] и многих других.

4.3. Эффективность генерации электронного пучка

Изменение механизмов эмиссии электронов при вариации напряжения, состава рабочей смеси и его давления позволяет объяснить сложную зависимость величины η_w от условий эксперимента, рис. 4. Полученные результаты можно разбить на 4 группы, заметно отличающиеся между собой условиями для получения высокой величины η_w : смеси He– O_2 ; чистый He при низком дав-

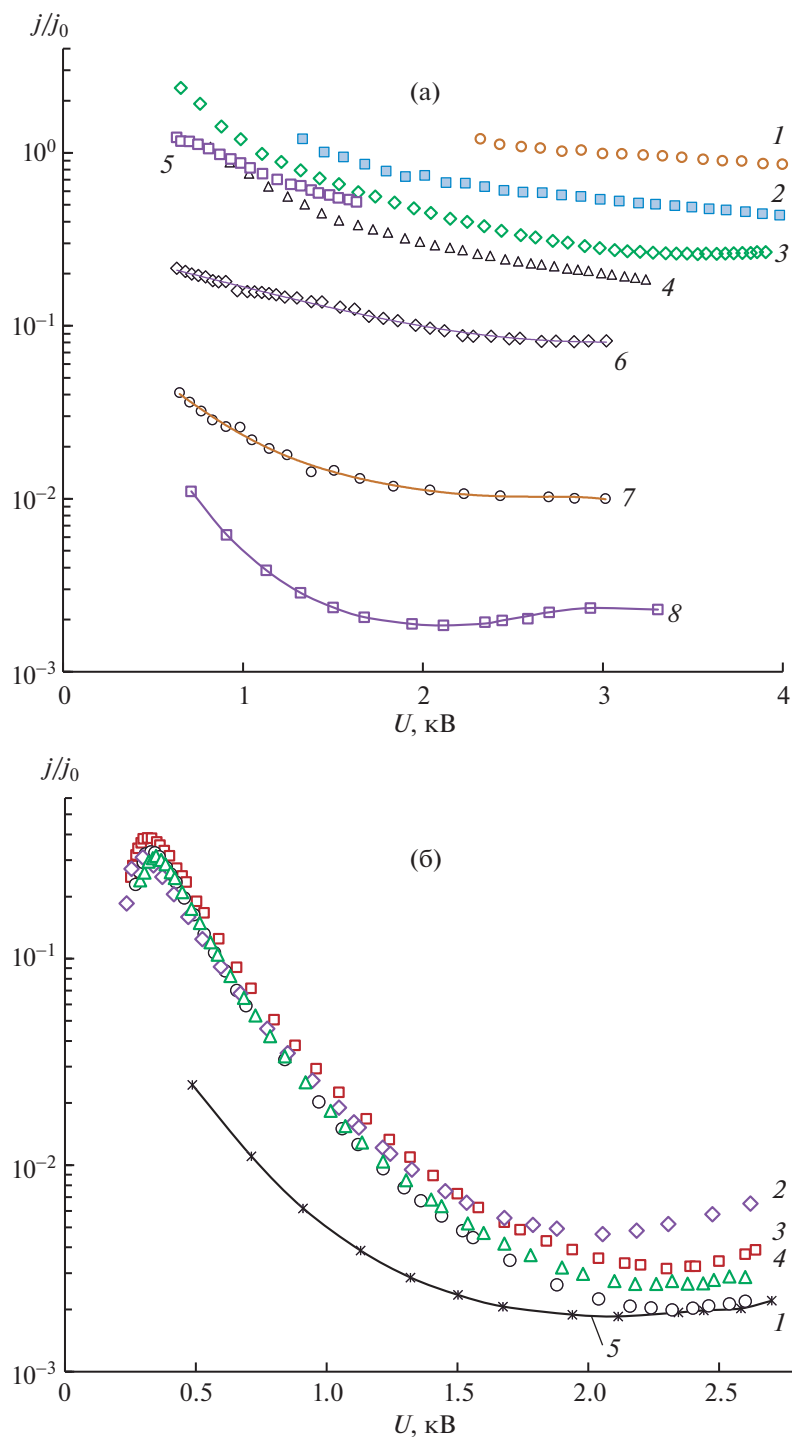


Рис. 7. Зависимости от U отношения j/j_0 : а) $He-O_2$ $p_{He} = 0.5$ (1), 1 (2), 2 (3) и 3 (4) Торр, $O_2 - 4$ (1), 2 (2), 1 (3), 0.67% (4) [13]; $He-O_2$: $He - p_{He} = 4$ Торр (5–8), $O_2 - 0$ (8), 0.2 (7), 0.63 (6), 1.63% (5); б) – He : $p_{He} = 4$ (1), 10 (2), 16 (3), 20 (4) и 28 Торр (5).

лении; чистые N_2 и O_2 ; чистый He при повышенном давлении.

Поведение параметра η_w в смеси $He-O_2$ в условиях настоящей работы становится понятным

при сравнении с данными работы [13]. В ней приведены подробные результаты по измерению η_w в смеси $He-O_2$ с использованием разнообразных катодов в условиях прокачки рабочей среды. Для

Al-катода и $p_{He} = 1$ Торр, когда имеется перекрытие результатов настоящей работы с данными из [13], получены следующие результаты. При $U = 3.5$ кВ и содержании $O_2 \sim 1.5\%$ в настоящей работе $\eta_w = 75\%$. В работе [13] при содержании $O_2 \sim 2\%$ величина $\eta_w = 67\%$, или в 1.2 раза меньше. Методика измерений в публикации [13] учитывает только мощность, выделяющуюся в калориметре, и не определяет потери за счет отраженных от анода электронов и потери энергии быстрым электроном в дрейфовом пространстве, протяженность которого равна 13 см. В работе [13] не описано устройство калориметра. Логично предполагать, что он сконструирован в виде цилиндра Фарадея. В этом случае остаются только потери энергии в дрейфовом пространстве, которые составляют ~ 260 эВ. При их учете $\eta_w \approx 74.4\%$. Как и в [13] η_w растет при увеличении U и уменьшается при повышении p_{He} .

Такое поведение η_w , как и в работе [13], логично связывать с преобладанием кинетической эмиссии под действием быстрых частиц. Однако, с учетом результатов анализа в разделах 4.1 и 4.2, эмиссия вызвана скорее всего бомбардировкой катода быстрыми ионами O_2^+ и молекулами O_2 , а не соответствующими частицами He. В условиях настоящей работы при $p_{O_2} = 15$ мТорр $\lambda^+ \sim l_c$ (λ^+ – длина свободного пробега иона O_2^+ относительно реакции перезарядки, l_c определяется p_{He}). Следовательно, ионы O_2^+ в области КПП приобретают энергию, как показано выше, порядка $W = eU$. Величина γ для катода с имплантированным кислородом для ионов O_2^+ с энергией $W \approx 3$ кэВ неизвестна. Однако, принимая во внимание, что величина γ для N_2^+ при $W = 1$ кэВ составляет $\gamma \approx 0.8-0.9$ и исходя из того, что сечение ионизации O_2 быстрыми молекулами O_2 в ~ 3 раза больше, чем сечение ионизации N_2 молекулами N_2 (рис. 6а), получим, что γ в смеси He– O_2 имеет значение $\gamma \approx 3$, что и обеспечивает величину $\eta_w = \gamma/(\gamma + 1) = 75\%$. Косвенным подтверждением преобладания эмиссии под действием быстрых частиц кислорода служит то, что величина η_w в чистом гелии при $p_{He} = 1$ Торр значительно ниже, чем в смеси He– O_2 (рис. 4).

При увеличении p_{He} в чистом гелии величина η_w , в отличие от смеси He– O_2 , растет, достигая максимума при $p_{He} = 10$ Торр, $U = 2.5$ кВ и при $p_{He} = 13$ Торр, $U = 3.5$ кВ. При $p_{He} = 1$ Торр, $\eta_w = 0.5$, т.е. $I_b = 0.5I$, где I_b – ток ЭП. Этот ток складывается из эмиссионного тока, вызванного потенциальной эмиссией с $\gamma_1 = 0.16$ [30], и фотоэмиссионного тока, вызванного возбуждением гелия отраженными от анода электронами. При

принятии для них величины $R = 0.1$ это приводит, согласно соотношению (3), к величине $\eta_{ph} = \gamma_2 = 0.26$. Кроме того, в токе ЭП присутствуют электроны с энергией $w \sim eU$, которые рождаются вблизи катода на первоначальном участке их ускорения, когда сечение ионизации гелия электроном велико [44]. Их вклад оценивается величиной $\gamma_3 \sim 0.04$. Оставшаяся часть тока ЭП обеспечивается эмиссией под действием быстрых тяжелых частиц, включая фотоподстветку за счет возбуждения атома He быстрыми атомами He в области КПП [26]. На ее долю остается примерно 5% тока ЭП, что говорит о второстепенности процессов эмиссии под действием быстрых тяжелых частиц при разряде в гелии даже при $p_{He} = 1$ Торр.

В чистых O_2 и N_2 эффективность преобразования энергии ЭП в резонансное излучение невелика, так как резонансные состояния располагаются выше границы диссоциации. Поэтому большая величина η_w в O_2 и N_2 обусловлена кинетической эмиссией под действием быстрых тяжелых частиц с высокой величиной γ . Так как $\eta_w = \langle \gamma \rangle / (\langle \gamma \rangle + 1)$, то в этом случае параметр $\langle \gamma \rangle$ достигает значения $\langle \gamma \rangle = 6$, согласно данным по η_w из рис. 5а для разряда в чистом O_2 и $\langle \gamma \rangle = 3.8$ для N_2 . Этот результат подтверждает предположение о большей величине γ_f для кислорода вследствие большего сечения ионизации O_2 быстрыми молекулами кислорода по сравнению с сечением ионизации N_2 быстрыми молекулами азота.

В разряде в гелии при $p_{He} > 1$ Торр, в дополнении к перечисленным выше механизмам формирования тока ЭП, увеличивается эмиссия за счет подсветки катода из пространства дрейфа, вызванной торможением электронов в неупругих соударениях с He. В результате в разряде в чистом He в отличие от смесей He– O_2 (N_2), величина η_w возрастает при повышении p_{He} , достигая значения $\eta_w = 74\%$ при $U = 2.5$ кВ, $p_{He} = 10$ Торр и $\eta_w = 85\%$ при $U = 3.5$ кВ, $p_{He} = 13$ Торр. Эти параметры выше чем в смеси He– O_2 и чистых O_2 и N_2 при той же величине U . Дополнительным преимуществом использования чистого гелия при повышенном давлении является значительно меньшая скорость распыления катода, т.к. средняя энергия тяжелых частиц, бомбардирующих катод в разряде в гелии, намного меньше.

Представляет интерес сравнение величины η_w для аномального тлеющего и “открытого” разрядов [22]. В ОР с учетом прозрачности сетки $\eta_w = 95\%$. Различие обусловлено тем, что в ОР ионный ток на катод блокируется благодаря установке сетки-анода на небольшом расстоянии от катода. Поэтому в ОР при $U > U_{max}$ наблюдается глубокое падение тока разряда (до 40 раз). При еще большем U снижение степени размножения заря-

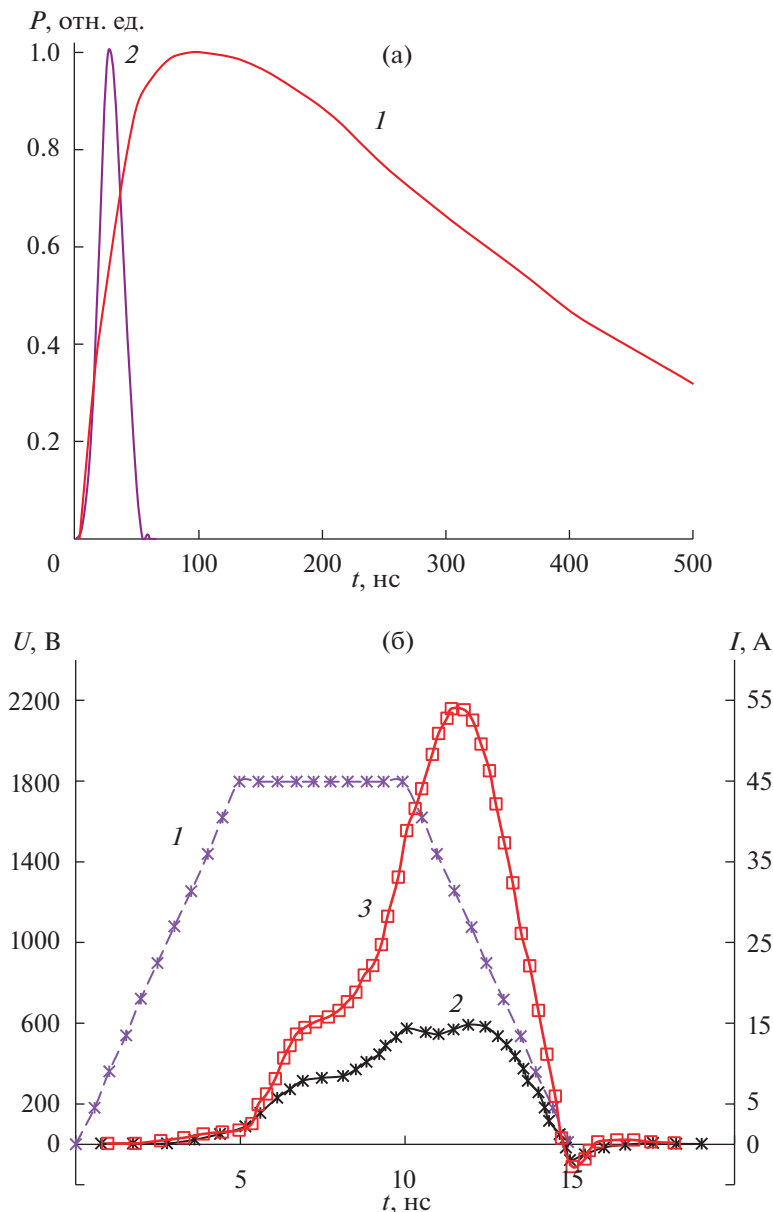


Рис. 8. Осциллограммы: а) – оптогальванического сигнала (I) при воздействии лазерного излучения (2) [26]; б) – импульсов напряжения (I), и тока разряда (2, 3), полученные при моделировании без учета (2) и с учетом фотонов (3). He ($p_{He} = 1$ бар) – N₂ (0.1%), разрядный промежуток 1 мм [49].

дов в разрядном промежутке продолжается из-за уменьшения α , а ток разряда практически целиком определяется фотоподсветкой из дрейфового пространства. Именно эти процессы определяют высокое значение η_w в ОР. В АТР, несмотря на малую степень размножения зарядов в области КПП, ничем не затруднен дрейф ионов из области отрицательного свечения), которая в высоковольтных разрядах является основным поставщиком ионов [15]. Поэтому падение тока в АТР при $U > U_{max}$ значительно меньше (в ~ 1.18 раза

при $p_{He} = 28$ Торр, рис. 4), а ВАХ разряда подстраивается под соответствующие эмиссионные процессы и механизмы образования ионов в разрядном промежутке и их дрейфе к катоду. Из-за подавления ионной составляющей суммарный ток в ОР при $U = 2$ кВ, когда фотоподсветка начинает преобладать, в 100 раз меньше чем в АТР при одинаковом $p_{He} = 28$ Торр.

Полученные выше выводы основаны на способности резонансного излучения достигать поверхности катода и поддерживать благодаря фотоэмиссии ток разряда. В ряде работ, часть из ко-

торых приведена в публикации [9], утверждается, что из-за большого поглощения резонансное излучение не может достигнуть катода и поэтому существование разрядов с преобладанием фотоэмиссии невозможно. Вынуждены констатировать, что авторы работ, например, [9, 45], не воспринимают физический смысл термина “коэффициент ускользания”, введенного в работах [46, 47]. Он определяет не ослабление резонансного излучения, достигающего границы плазменного объема, а лишь увеличение его времени выхода по сравнению с временем жизни атома в соответствующем состоянии, в нашем случае $\text{He}(2^1P_1)$. Нетрудно показать, что в диапазоне давлений, используемых в настоящей работе, время выхода резонансного излучения τ_{PI} вычисляется исходя из фойхтовского уширения линии (а не доплеровского, как, например, в работе [45]), практически не зависит от p_{He} и равно $\tau_{PI} = 0.94 \times 10^{-6} l^{0.5}$ [с] [48], где l — расстояние от места излучения до границы плазмы, в данном случае катода. В условиях настоящей работы τ_{PI} составляет от долей до единиц микросекунд.

Динамику излучения можно проиллюстрировать осциллограммами на рис. 8а, взятыми из работы [26]. В гелии под воздействием импульса излучения гелиевого лазера с $\lambda = 2.056$ мкм с длительностью на полувывоте 25 нс часть населенности уровня 2^1S_0 переводится в резонансное состояние 2^1P_1 . Последующий распад населенности уровня 2^1P_1 сопровождается резонансным излучением на $\lambda = 58.4$ нм, вызывающим фотоэмиссию с катода и увеличение тока разряда (оптогальванический сигнал). Благодаря столкновительному уширению в ансамбле возбужденных атомов всегда есть такие, которые излучают на длине волны $\lambda \pm \Delta\lambda$, мало подверженной реабсорбции. В результате появление оптогальванического сигнала совпадает с началом модулирующего лазерного импульса, а длительность фронта определяется длительностью лазерного импульса. Моделирование также подтверждает появление фототока одновременно с током разряда, рис. 8б [49]. Время затухания определяется временем диффузии фотонов, включая переизлучение, резонансные соударения и др. к границе плазмы. Конкурирующими процессами являются: излучение на оптическом переходе $2^1P_1-2^1S_0$ с $\lambda = 2.056$ мкм и тушащие соударения, главным образом, с электронами. Можно показать, что в условиях настоящей работы они не играют заметной роли, поэтому практически все возбужденные в резонансное состояние атомы рассеиваются путем излучения на $\lambda = 58.4$ нм. Способность плазмы в надлежащих условиях излучать главным образом на резонансных переходах атомов (до ~70% от вложенной в разряд мощности) широко используется в современной науке и

технике, например, в люминесцентных ртутных и ксеноновых лампах, в натриевых осветительных лампах, в плазменных дисплеях и др. [50]. Современное состояние проблемы транспорта резонансного излучения в гелии, включая наносекундный интервал времени, можно найти в [49, 50]. Они подтверждают высокую долю фототока (до 50%) в разряде в гелии и при использовании в моделях даже заниженной величины $\gamma_{ph} = 0.1$ по сравнению $\gamma_{ph} = 0.2-0.3$, полученных в экспериментах [26, 51] и при сравнительно низких $U \approx 1$ кВ, когда роль убегающих электронов и выноса ими энергии из КПП незначительна.

5. ВЫВОДЫ

Проведенные в настоящей работе исследования газового разряда в чистом He, в смесях He–O₂(N₂) и в чистых O₂ и N₂ показали, что на его характеристики глубокое влияние оказывает чистота гелия. При недостаточно чистых, а по существу неконтролируемых условиях (“технический вакуум”), возможна реализация самых разнообразных ВАХ. Поэтому анализ механизмов, поддерживающих горение разряда и генерацию ЭП, в этих условиях не может быть выполнен с удовлетворительной степенью достоверности.

В разряде в гелии по мере очистки ячейки и в первую очередь катода также реализуются самые разнообразные ВАХ. В финальной стадии, когда не регистрируются полосы молекулярных газов, ВАХ приобретают вид, ранее не наблюдавшийся в других работах. В частности, в области напряжений $U = 0.6-1.5$ кВ при $p_{\text{He}} > 10$ Торр реализуются падающие $\text{ВАХ } j \sim U^{\beta}$ с отрицательной величиной показателя β , а при $U > 2.5$ кВ и $p_{\text{He}} > 20$ Торр получены быстро возрастающие ВАХ с показателем $\beta \approx 5-15$. Однако во всем диапазоне исследованных условий плотность тока разряда в чистом He намного меньше, чем в ранее выполненных работах других авторов. Целенаправленное введение молекулярных примесей O₂ и N₂ приводит к быстрому росту тока и к сближению с ранее полученными ВАХ. Поэтому с высокой степенью вероятности можно полагать, что в опубликованных ранее работах авторы не смогли добиться чистых условий для высоковольтного разряда в гелии.

Сложный характер ВАХ, полученных в настоящей работе, объяснен с позиций изменения механизмов эмиссии электронов с холодных катодов и процессов ускорения электронов в области КПП. Показано, что использующийся в большинстве работ данные по коэффициентам кинетической эмиссии γ_f , взятые из публикации [8], относятся к случаю легирования азотом приповерхностных слоев холодного эмиттера (катода) и поэтому не могут быть использованы для реали-

стического моделирования разряда в гелии. Для чистых условий γ_f намного меньше, чем получено в [8], а коэффициент фотоэмиссии γ_{ph} , наоборот, намного больше, чем использовался ранее. Поэтому в разряде в чистом гелии по мере подъема напряжения ВАХ последовательно проходит 3 стадии, что принципиальным образом отличает их от полученных другими авторами. При низком U эмиссия осуществляется в результате потенциальной эмиссии под действием ионов и метастабильных атомов и резонансных ВУФ-фотонов, мало зависит от действующего напряжения, а ВАХ близки к величинам, вычисленным по формуле (1). По мере роста U экспоненциально возрастает коэффициент размножения зарядов α в области КПП и соответственно ток разряда. Затем рост α замедляется, проходит максимум при $E/n \approx 7.5 \times 10^{-15} \text{ В} \times \text{см}^2$ с последующим падением. Одновременно при $E/n > 7.5 \times 10^{-15} \text{ В} \times \text{см}^2$ существенным становится вклад эффекта убегающих электронов с выносом энергии из области КПП. Поэтому начиная с $U \approx 600 \text{ В}$ рост тока прекращается, а затем становится возможным (при $p_{\text{He}} > 10 \text{ Торр}$) появление участков с падающей ВАХ. При $U > 1.5 \text{ кВ}$ начинается новый рост тока, который обеспечивается в основном фотоподсветкой из пространства между катодом и анодом, где выделяется значительная часть энергии электронов, ускоренных в области КПП. В этих условиях получена высокая (до 85%) энергетическая эффективность генерации ЭП при малом распылении катода, а ВАХ принципиально отличаются от полученных ранее.

Введение молекулярных примесей O_2 и N_2 сглаживает ВАХ и по мере роста их давления приближает характеристики разряда к известным ранее. Это изменение вызвано ослаблением влияния фотоподсветки и усилением кинетической эмиссии из легированных примесями катодов. В чистых O_2 и N_2 она становится основным поставщиком электронов в разряд. Благодаря высокой величине γ_f с использованием в качестве рабочих газов O_2 и N_2 также получена высокоэффективная генерация ЭП, соответственно 86% и 80%. Однако распыление катода в этих условиях намного сильнее, чем в разряде в чистом гелии.

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0306-2019-0020, при частичной поддержке РФФИ, проект № 17-08-00121.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления / Под ред. В.Ф. Тарасенко. Томск: STT, 2015.
2. Головин А.И., Шлойдо А.И. // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. С. 439.
3. Dreicer H. // Phys. Rev. 1959. V. 115. № 2. P. 238. doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.115.238>
4. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160 (7). С. 49. <https://doi.org/10.3367/UFN.0160.199007b.0049>
5. Babich L.P. High-energy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. Arlington, Virginia, Futurepast Inc, 2003.
6. Клименко К.А., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1990. Т. 60 (9). С. 138.
7. Головин А.И. // Прикладная физика. 2016. Т. 4 (1). С. 27.
8. Hayden H.C., Utterback N.G. // Phys. Rev. 1964. V. 135. P. A1575. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.135.A1575>
9. Сорокин А.П. // УФН. 2018. Т. 188. С. 1354. <https://doi.org/10.3367/UFN.2017.10.038360>
10. Ульянов К.Н., Чулков В.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. С. 328.
11. Marić D., Kutasi K., Malović G., Donkó Z., Petrović Z.Lj. // Eur. Phys. J. D. 2002. V. 21. P. 73. <https://doi.org/10.1140/epjd/e2002-00179-x>
12. Jelenković B.M., Phelps A.V. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 016410. doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.71.016410>
13. Rocca J.J., Meyer J.D., Farrell M.R., Collins G.J. // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. P. 790. <https://doi.org/10.1063/1.334008>
14. Туркин А.В. // ЖТФ. 2014. Т. 84 (11). С. 14.
15. Hartmann P., Matsuo H., Ohtsuka Y., Fukao M., Kando M., Donkó Z. // Jpn. J. Appl. Phys. 2003. V. 42. P. 1. P. 3633. <https://doi.org/10.1143/JJAP.42.3633>
16. Derzsi A., Hartmann P., Korolov I., Karácsony J., Bánó G., Donkó Z. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 225204. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/22/225204>
17. Бохан А.П., Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29 (20). С. 81.
18. Belskaya E.V., Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 091503. <https://doi.org/10.1063/1.2978350>
19. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28 (2). С. 74.
20. Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 2526. <https://doi.org/10.1063/1.1511289>
21. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 853.
22. Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44 (23). С. 96. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2018.23.47016.17398>
23. Ульянов К.Н. // Теплоф. высоких температур. 2005. Т. 43. С. 645.
24. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969.
25. Yu Z., Rocca J.J., Collins G.J. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 131. <https://doi.org/10.1063/1.331738>

26. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // ЖТФ. 2007. Т. 77 (1). С. 109.
27. Сыцько Ю.И., Яковленко С.И. // Физика плазмы. 1976. Т. 2 (1). С. 63.
28. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96 (2). С. 139.
<https://doi.org/10.1134/S0021364012140032>
29. Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. // Phys. Rev. E. 2013. V. 88. P. 013105.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.88.013105>
30. Бохан А.П., Бохан П.А., Закревский Д.Э. // ЖТФ. 2005. Т. 75 (9). С. 126.
31. Bokhan A.P., Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. P. 151503.
<https://doi.org/10.1063/1.1901819>
32. Дудка О.В., Ксенофонтов В.А., Мазилев А.А., Сада-нов Е.В. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39 (21). С. 52.
33. Phelps A.V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. V. 10 (2). P. 329.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/10/2/323>
34. Marić D., Kutasi K., Malović G., Donkó Z., Petrović Z.Lj. // Eur. Phys. J. D. 2002. V. 21. P. 73.
<https://doi.org/10.1140/epjd/e2002-00179-x>
35. Utterback N.G., Miller G.H. // Rev. Sci. Inst. 1961. V. 32. P. 1101.
<https://doi.org/10.1063/1.1717173>
36. Utterback N.G., Miller G.H. // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 1477.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.124.1477>
37. Wilson W.D., Haggmark L.G., Biersack J.P. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. P. 2458.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.15.2458>
38. Utterback N.G. // Phys. Rev. 1963. V. 129. P. 219.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.129.219>
39. Xu L., Khrabrov A.V., Kaganovich I.D., Sommer T.J. // Phys. of Plasmas. 2017. V. 24. P. 093511.
<https://doi.org/10.1063/1.5000387>
40. Арифов У.А., Рахимов Р.Р., Джуракулов Х.Д. // Радиотехника и электроника. 1963. Т. 8. С. 299.
41. Cook N., Burt R.B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1975. V. 8. P. 800.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/8/7/012>
42. Marić D., Savić M., Sivoš J., Skoro N., Radmilović-Radjenović M., Malović G., Petrović Z. Lj. // Eur. Phys. J. D. 2014. V. 68. P. 155.
<https://doi.org/10.1140/epjd/e2014-50090-x>
43. Бохан А.П., Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 599.
44. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29 (16). С. 54.
45. Карелин А.В., Сорокин А.Р. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 567.
46. Holstein T. // Phys. Rev. 1947. V. 72. P. 1212.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.72.1212>
47. Holstein T. // Phys. Rev. 1951. V. 83. P. 1159.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.83.1159>
48. Phelps A.V. // Phys. Rev. 1960. V. 117. P. 619.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.117.619>
49. Donkó Z., Hamaguchi S., Gans T. // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 054001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aac301>
50. Fierro A., Moore Ch., Scheiner B., Yee B.T., Hopkins M.M. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 065202.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa506c>
51. Jones F.L., Morgan C.G., Davies D.K. // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 85. P. 351.
<https://doi.org/10.1088/0370-1328/85/2/317>