

04;12

Особенности сеточного управления током в разряде с катодным пятном на цезиевом жидкометаллическом катоде

© В.Б. Каплан, А.М. Марциновский, И.И. Столяров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: stolyarov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 10 декабря 2010 г.)

Представлены результаты успешной реализации полного сеточного управления в цезиевом разряде с катодным пятном. Осуществлено гашение разряда отрицательным сеточным импульсом при плотности разрядного тока в плоскости сетки до 75 A/cm^2 при коммутации напряжения до 100 V в области давлений $0.5\text{--}1.5 \text{ Pa}$, при падении напряжения на разряде $5\text{--}6 \text{ V}$. Показано, что гашение носит обрывный характер. Обнаружен эффект „откачки“ тяжелой компоненты (ионов) из области сетка–анод в катодную область, приводящий в рассматриваемых условиях к необычно большому (сотни микросекунд) времени установления стационарного состояния в разряде.

Введение

В [1] были представлены предварительные результаты попытки реализовать полное сеточное управление (поджиг и гашение разряда) в разряде с катодным пятном. Такую задачу можно было поставить в связи с успехами в разработке плазменных ключей с полным сеточным управлением (ПКС) для инвертирования низкого постоянного выходного напряжения ($\sim 10\text{--}100 \text{ V}$) термоэмиссионных реакторов–преобразователей для космических энергоустановок, а также благодаря подробному выяснению физики процессов, обуславливающих гашение разряда отрицательным сеточным импульсом напряжения при больших плотностях тока, ранее считавшееся невозможным [2]. Были созданы ПКС, использующие режим кнудсеновской цезиевой низковольтной дуги с термоэмиссионным катодом, на модулируемые токи $\sim 1\text{--}10 \text{ A/cm}^2$ и частоты до 100 kHz при прямых падениях напряжения всего $1.5\text{--}2 \text{ V}$, способные работать при высоких уровнях радиации и температуры окружающей среды (что является основным требованием для космических ядерных энергоустановок) [3,4].

ПКС могли бы найти и наземные применения в первую очередь для экстремальных условий, но этому мешает ряд их недостатков, выходящих на первый план в наземных условиях. Это необходимость нагревать прибор до температуры $\sim 200^\circ\text{C}$ и стабилизировать температуру жидкой фазы цезия для обеспечения рабочего давления его паров, значительные затраты энергии на разогрев катода и стабилизация его температуры, относительно небольшие модулируемые токи. Последнее является принципиальным — при рабочих давлениях в несколько Па самые эффективные катодные материалы не могут обеспечить необходимую эмиссию, а увеличение давления резко уменьшает эффективность сеточного гашения [5]. Поэтому возникла идея снять ограничение тока, используя разряд с катодным пятном на жидком цезии, поскольку, как показывает опыт ртутных выпрямителей, пятно на жидкометаллическом катоде никак

не ограничивает срок службы прибора. Катодное пятно в принципе может исключить и необходимость предварительного разогрева корпуса прибора, оно решает и непростой вопрос подавления термоэмиссии сетки. Эти преимущества достигаются за счет сравнительно небольшого увеличения прямого падения, поскольку катодное пятно на цезии поддерживается при минимальных напряжениях $\sim 6 \text{ V}$ [6,7].

Разработка таких ключей упиралась в проблему гашения сеткой разряда при наличии катодной струи, создающей дополнительную концентрацию атомов и ионов Cs. Многочисленные исследования катодной струи показывают, что эти концентрации могут быть достаточно велики даже на значительных расстояниях от пятна [6–8]. Первоначально такая задача казалась даже невыполнимой. Однако надежду на успех давало отсутствие ограничения на максимальный ток с катода при наличии катодных пятен, что делало возможным реализацию обрывного гашения, значительно менее чувствительного к давлению паров цезия.

Исследования кинетики сеточного гашения позволили установить существование двух различных по своей физической природе механизмов сеточного гашения [4,9,10]. Первый механизм связан с тем, что при подаче импульса на сетку за счет расширения ленгмюровских слоев у ее витков происходит частичное запираание тока, что вызывает появление скачка потенциала в плоскости сетки, ускоряющего электроны из области катод–сетка в область сетка–анод [4,11]. Это резко увеличивает температуру электронов в области сетка–анод за счет возбуждения ленгмюровских колебаний электронным пучком, формирующимся на этом барьере, и передачи энергии колебаний электронам плазмы за счет столкновительного затухания [11,12,13]. С ростом T_e увеличивается скорость ступенчатой генерации ионов и растет концентрация плазмы в анодной области, стремящаяся восстановить токопрохождение за счет уменьшения размера ленгмюровских слоев у витков сетки и увеличения ее электрической прозрачности [4,10]. Если

давление цезия не превышает $1-2 \text{ Pa}$, то при достаточно большой амплитуде сеточного импульса (десятки вольт) и коротком фронте ($\sim 0.1 \mu\text{s}$) нарастание концентрации в анодной области из-за инерционности ступенчатой генерации может не успевать компенсировать рассасывание плазмы в катодной области после начального запираания тока, и разряд гаснет. Если амплитуда сеточного импульса недостаточна, ток после начального запираания восстанавливается, и гашения не происходит. Этот механизм гашения работает при плотностях тока вплоть до $\sim 10 \text{ A/cm}^2$. При больших токах гашение обычно не наступает. Однако при плотностях разрядного тока порядка хаотического тока плазмы при предельной степени ионизации атомов цезия гашение разряда сеткой снова реализуется, но уже за счет совершенно другого физического механизма, а именно за счет известного явления самопроизвольного обрыва тока (так называемое „обрывное гашение“). В этом случае уменьшение электрической прозрачности сетки после подачи на нее отрицательного импульса приближает плотность тока в ее ячейках к хаотическому току плазмы, это вызывает неустойчивость токопрохождения и прерывание тока [8,9]. На такое гашение мы и рассчитывали.

1. Конструкция экспериментального прибора и порядок измерений

Конструкция разработанного нами экспериментального прибора для попытки реализации сеточного управления приведена на рис. 1. Его особенностями, по сравнению с традиционными плазменными ключами являются большое расстояние между катодом и управляющей сеткой ($\sim 1-2 \text{ cm}$) и боковое по отношению к поверхности катода расположение анодно-сеточного узла. И то, и другое сделано для уменьшения влияния катодной струи на разряд в области сетки.

При предполагаемой концентрации атомов цезия в катодной области $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ длина свободного пробега иона составляет $\sim 1 \text{ mm}$. Поэтому в нашем случае катодная область не является кнудсеновской, и время рассасывания плазмы после прерывания тока может достигать сотен микросекунд. При обычно применяемых гашениях сеточных импульсах длительностью $10 \mu\text{s}$ это должно было бы для термоэмиссионного разряда приводить к восстановлению тока после окончания сеточного импульса. Однако авторы рассчитывали на то, что для разряда с катодным пятном восстановления тока не должно происходить из-за малого времени жизни катодных пятен после прерывания тока.

Стеклянная колба 1 имела шарообразную верхнюю часть объемом $\sim 1000 \text{ cm}^3$, которая должна была демпфировать колебания давления в приборе при возможном вылете капель цезия из катодного пятна. Весь прибор помещался в термостат, температура которого была на $25-50 \text{ K}$ выше температуры стеклянного отростка с жидким цезиевым катодом 2. Температура этого отростка, помещенного в отдельный термостат стабилизировалась с точностью до $\sim 0.2 \text{ K}$ и определяла исходное

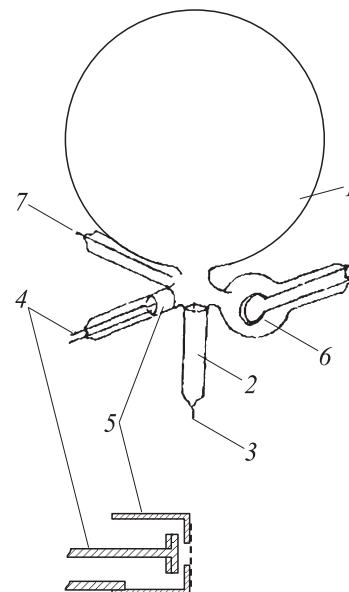


Рис. 1. Конструкция прибора. 1 — демпфирующая колба, 2 — отросток с жидким катодом, 3 — токоввод катода, 4 — анод основного разряда, 5 — диафрагма с сеткой, 6 — катод вспомогательного разряда, 7 — анод вспомогательного разряда.

давление паров Cs в приборе. Длинный молибденовый токоввод катода 3 при заполнении отростка цезием выступал над поверхностью цезия на $3-5 \text{ mm}$. Подобная мера применялась в ртутных выпрямителях для локализации катодного пятна на границе двух металлов и существенного уменьшения массового расхода жидкого металла из пятна.

В отличие от обычных ключей с термоэмиссионным катодом, где разряд легко поджигается при подаче на сетку положительного импульса напряжения, в случае катодного пятна поджиг дуги представлял определенную сложность. Для снижения напряжения пробоя в пятно был использован вспомогательный разряд с термоэмиссионным прямонакальным катодом, который перед подачей высоковольтного поджигающего импульса создавал над поверхностью жидкого цезия плазму достаточно высокой концентрации. В результате оказалось возможным ограничиться напряжениями $\sim 1-3 \text{ kV}$ [14]. Катод и анод вспомогательного разряда были впаяны в отдельные отростки, колбы (рис. 1).

В отдельный отросток был впаян и анодно-сеточный узел основного разряда, конструкция которого показана внизу на рис. 1. Анод 4 представлял собой диск из никеля диаметром $\sim 4 \text{ mm}$. Молибденовая диафрагма 5 диаметром 8 mm имела в центре отверстие диаметром 3 mm , затянутое плетеной проволочной сеткой с диаметром проволоки 0.03 mm и шагом 0.18 mm . Наличие диафрагмы позволило на порядок снизить ток пятна, необходимый для достижения высоких плотностей тока в плоскости сетки (порядка хаотического). Это было сделано потому, что был неизвестен массовый расход

цезия из катодного пятна в наших условиях. Расстояние между сеткой и анодом составляло 1 мм как в обычных плазменных ключах. Охранный цилиндр диафрагмы по диаметру совпадал с внутренним размером стеклянного отрезка, что должно было гарантировать отсутствие огибающего паразитного разряда между катодом и анодом.

Испытания прибора проводились в импульсном режиме. Схема приведена на рис. 2, а временные диаграммы напряжений, подаваемых на электроды, показаны на рис. 3. Между прямоканальным катодом 6 и анодом 7 поджигался вспомогательный импульсный периодический термоэмиссионный разряд при давлении 1 Па с частотой 10–20 Hz и длительностью импульса 10–100 μ s. В конце действия импульса термоэмиссионного разряда на жидкометаллический катод 2 подавался короткий импульс отрицательной полярности ~ 1 –3 kV, приводящий к пробое, возникновению катодного пятна, отпиранию вентилей 9 и появлению тока основного разряда. Весь этот ток проходил через управляющую сетку и замыкался на анод 4. Длительность импульса основного разряда составляла до 400 μ s, и выбранный момент основного импульса (с задержкой от 0 до 400 μ s) на сетку подавался гасящий импульс. Он имел длительность 10 μ s, фронт 0.1 μ s, величину до 60 V. Напряжение источника анодного питания E_a могло устанавливаться от 3 до 100 V.

Оказалось, что, несмотря на наличие молибденового штыря, выступающего над поверхностью цезия, катодное пятно всегда возникало на границе жидкого цезия

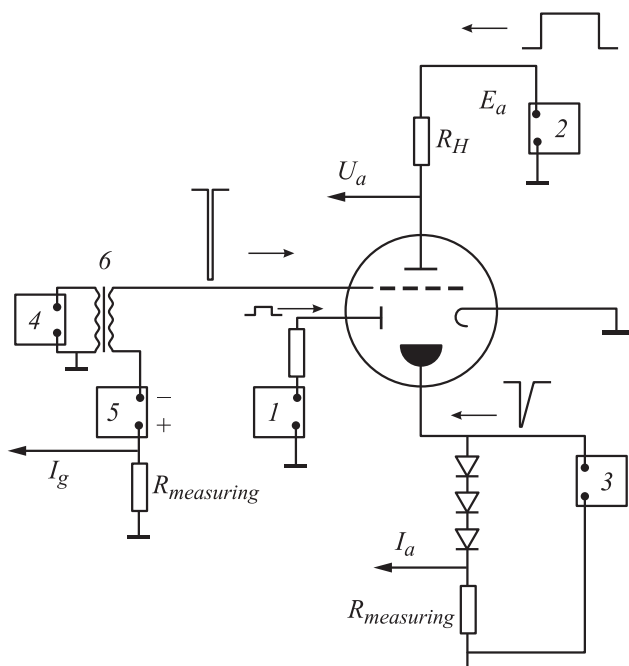


Рис. 2. Электрическая схема испытаний прибора. 1 — генератор импульса вспомогательного разряда, 2 — генератор импульса анодного (коммутируемого) напряжения, 3 — генератор импульса высокого напряжения для поджига пятна, 4 — генератор сеточного импульса, 5 — источник постоянного сеточного смещения.

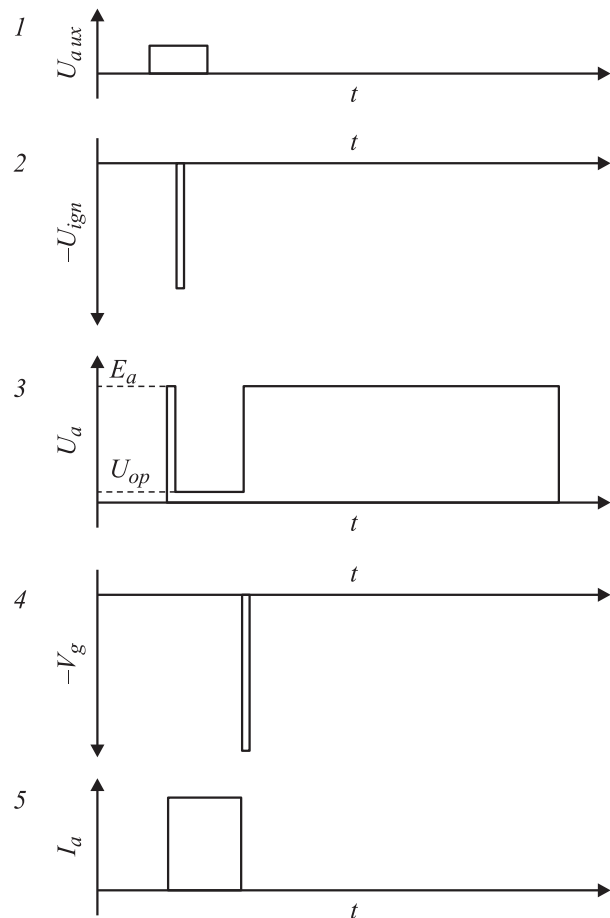


Рис. 3. Временная диаграмма рабочих напряжений. 1 — напряжение на вспомогательном разряде, 2 — высоковольтный импульс, поджигающий катодное пятно, 3 — эпора анодного напряжения, 4 — гасящий сеточный импульс, 5 — эпора анодного тока.

и поверхности стеклянного отрезка и при горении разряда осуществляло движение по этой границе. Но растрескивания стекла, как можно было бы ожидать не происходило даже при самых высоких токах (~ 10 A). При исходном давлении 0.6 Па минимальное значение устойчивого разрядного тока составляло ~ 0.25 A.

Благодаря хорошей воспроизводимости результатов от импульса к импульсу измерения проводились методом стробируемого интегрирования.

2. Осуществление модуляции тока

Прежде всего нами были сняты вольт-амперные характеристики (ВАХ) основного разряда, представленные на рис. 4. Измеренные значения токов и напряжений соответствуют задержке 400 μ s после поджига разряда с пятном, при этом характеристики снимались до момента обрыва разряда при максимальном токе. Из рисунка видно, что при увеличении давления характеристики сдвигаются по напряжению очень незначительно, однако предельный ток при этом существенно увеличивается. Для сравнения приведена характеристика разряда,

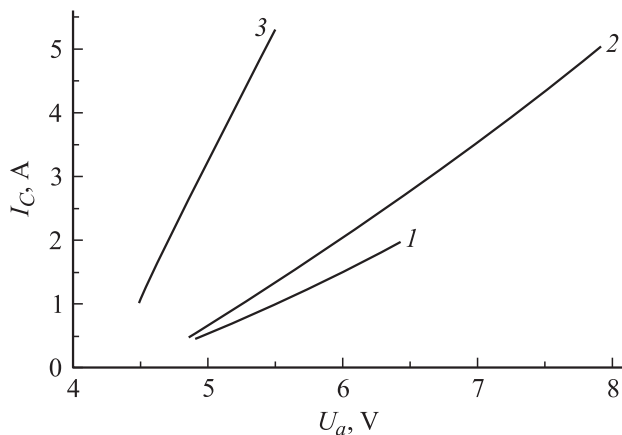


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики. 1, 2 — триодные режимы для давлений 0,6 Па, 1,2 Па. 3 — диодный режим (для тех же давлений кривые совпадают).

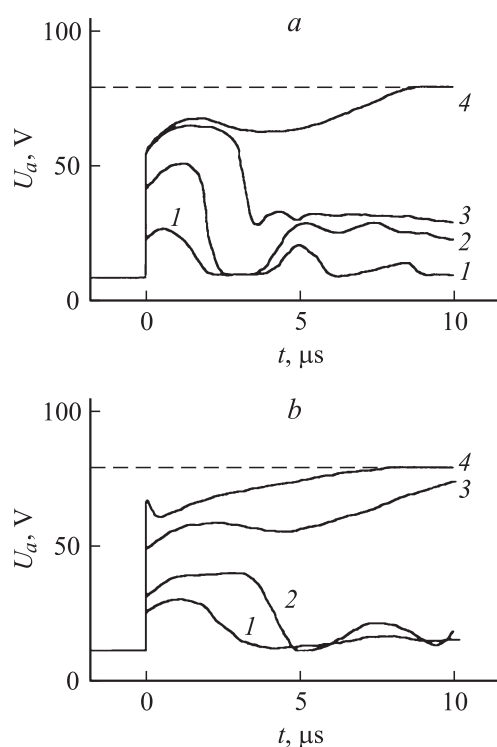


Рис. 5. Осциллограммы анодного напряжения после подачи на сетку отрицательного сеточного импульса для давления 0,6 Па, *a* — ток катода 1,0 А, кривые 1–4 соответствуют величине управляющего импульса 8, 15, 23, 24 В; *b* — ток катода 2,0 А, кривые 1–4 соответствуют величине управляющего импульса 5,6, 8, 19,2, 30,4 В.

в котором в качестве анода использовалась диафрагма с сеткой. Это позволило оценить дополнительное падение напряжения на разряде, связанное с введением в него сетки — оно оказывается, как это можно было предполагать по результатам исследований обычных ключей, небольшим, порядка 1 В. Вместе с малым сдвигом ВАХ по напряжению с ростом давления это

позволило сделать вывод о том, что падение напряжения на разряде обусловлено в основном катодным падением, минимальная величина которого (4,5 В) хорошо согласуется с литературными данными (6,2 В) [6].

Для давлений в диапазоне 0,5–1,4 Па для всех точек ВАХ наблюдалось гашение разряда отрицательными сеточными импульсами амплитудой 60 В при коммутируемых напряжениях до 90 В. Типичные осциллограммы напряжения на аноде после подачи сеточного импульса при разных значениях амплитуды сеточного импульса приведены на рис. 5 (штрихами показано значение напряжения анодного питания). Кривые 4 соответствуют гашению разряда, а 1–3 — восстановлению тока после окончания сеточного импульса. Качественно осциллограммы подобны тем, что наблюдаются при сеточном управлении током термоэмиссионного разряда [4], но отличаются более медленным (почти на порядок) спадом

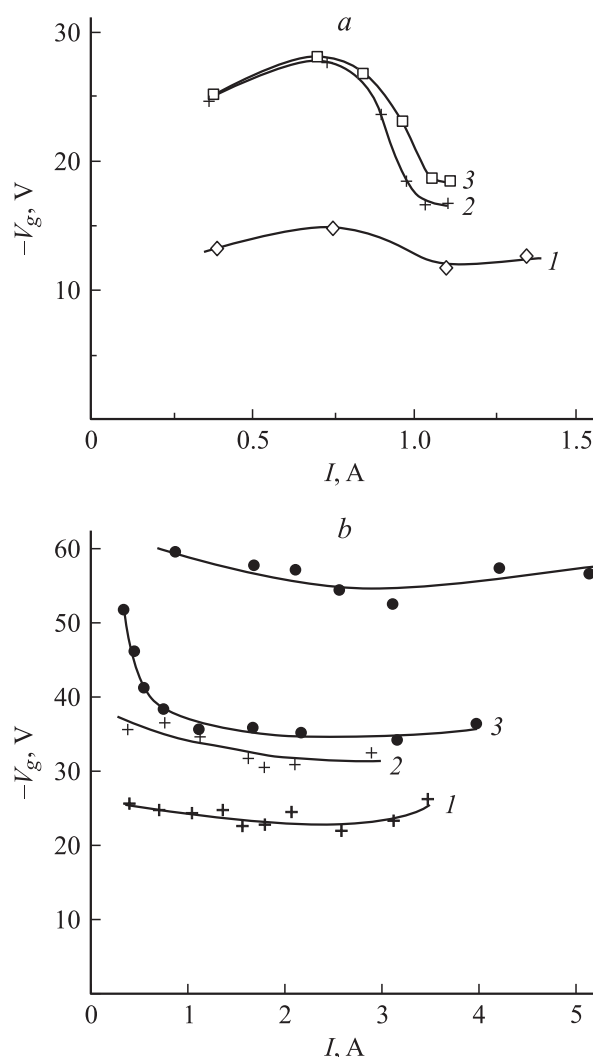


Рис. 6. Зависимость минимальной амплитуды гасящего сеточного импульса от коммутируемого тока при различных анодных (коммутируемых) напряжениях E_a . *a* — $P_{Cs} = 0,6$ Па, E_a : 1 — 18, 2 — 48, 3 — 88 В; *b* — кривые (1–3) — $P_{Cs} = 1$ Па, E_a : 1 — 28, 2 — 48, 3 — 88 В; кривая 4 — $P_{Cs} = 1,4$ Па, $E_a = 88$ В.

тока при гашении и его таким же медленным восстановлением при отсутствии гашения. Причина этого будет рассмотрена ниже.

На рис. 6 приведена основная характеристика эффективности сеточного управления током — зависимость величины гасящего сеточного напряжения от величины тока разряда при постоянном модулируемом напряжении. Для давления 0.6 Па (рис. 6, а) эта зависимость оказалась такой же, как и для термоэмиссионного разряда при больших плотностях тока в плоскости сетки — кривые имеют характерный максимум, связанный со сменой механизма гашения, который наблюдался в работах [8,9,15]. Возрастание сеточного напряжения с ростом тока разряда в области малых значений тока связано с увеличением концентрации плазмы в анодной области разряда в стационарном проводящем состоянии и соответственно менее значительным влиянием сеточного импульса на ленгмюровские слои и электрическую прозрачность сетки. Уменьшение гасящего напряжения при увеличении тока разряда в области больших плотностей тока связано с приближением к точке самопроизвольного обрыва тока.

Возникновение самопроизвольных обрывов тока обычно связывается с достижением в анодной области разряда состояния с полностью ионизованной плазмой (точнее, состояния с предельной степенью ионизации). Необходимая для такого состояния температура электронов в анодной области достигается благодаря инжекции электронного пучка из катодной области, ускоренного на скачке потенциала в плоскости сетки, и его релаксации.¹

Разумно предположить, что для такого режима выполняется критерий Ленгмюра [16] для плотности электронного тока j_e из катодной области в анодную и ионного j_i в противоположном направлении

$$j_e/j_i = (M/m)^{1/2}, \quad (1)$$

где M и m — массы иона и электрона соответственно. Этот критерий точно выполняется для случаев, когда две плазмы разделены слоем пространственного заряда, а начальные энергии частиц намного меньше величины энергии, приобретаемой заряженными частицами при прохождении слоя. Хотя последнее условие может быть не выполнено строго, можно оценить концентрацию плазмы в анодной области в проводящем состоянии для этих режимов, считая j_i ионным током насыщения для

¹ Как показали зондовые измерения [10,15,17], при плотности тока ~ 1 А в проводящем состоянии сеточного ключа с термоэмиссионным катодом основная генерация ионов происходит в области катод–сетка и в плоскости сетки существует значительный отрицательный скачок потенциала, ограничивающий электронный ток из катодной области в анодную. По мере увеличения тока скачок уменьшается и при плотностях тока в плоскости сетки $\sim 5\text{--}10$ А/см² меняет знак, начиная ускорять электроны из катодной области в анодную, куда и переходит основная генерация ионов. В наших условиях при наличии диафрагмированной сетки такие плотности тока и тянущий скачок потенциала должны реализоваться уже при анодных токах $> \sim 0.5$ А.

плазмы анодной области, а значение электронной температуры в анодной области взять равным 1 eV, опираясь на результаты многочисленных исследований в приборах с термоэлектронными катодами (тем более, что оно слабо влияет на точность результата). Если электрическую прозрачность сетки определять в соответствии с [17,18], то концентрация составляет $1.5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ для значения разрядного тока в 2 А, а соответствующее значение прозрачности 0.47 (геометрическая прозрачность используемой сетки составляет 0.7). Заметим, что исходная концентрация атомов цезия при отсутствии разряда, определяемая по температуре термостата цезиевого резервуара, для давления 0.6 Па составляет $\sim 1.2 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Приведенное оценочное значение концентрации плазмы хорошо соответствует самому факту хорошей управляемости разряда при подаче на сетку отрицательного импульса, что видно из осциллограмм рис. 5. Управляющее напряжение подавалось на сетку через 100 μ s после поджига разряда. Половинному первоначальному запирающему току по расчету в соответствии с [17] при приведенном значении концентрации плазмы соответствует значение падения потенциала на ленгмюровском слое у витка сетки равное 34 В. Неизвестное значение электронной температуры T_e в расчет также было принято равным 1 eV, что допустимо, поскольку величина падения потенциала слабо зависит от T_e ($\sim T_e^{1/3}$). Кривой 2 рис. 5, а соответствует половинное первоначальное запирающее току при величине импульса сеточного напряжения относительно общего провода схемы -8 В. При этом разность потенциалов между сеткой и анодом по данным эксперимента равна 51 В, что неплохо согласуется с приведенным расчетным значением, которое представляет собой разность потенциалов между сеткой и плазмой анодной области разряда.

Однако при увеличении давления цезия характер зависимости $V_g^{\min}(I_a)$, как это видно из рис. 6, б, меняется, при этом в целом влияние тока на минимальную амплитуду гасящего сеточного импульса заметно ослабевает. Изменение характера зависимости, очевидно, свидетельствует о наличии каких-то дополнительных факторов, которые накладываются на действия упомянутых выше механизмов гашения. Возможно, одним из таких факторов является необычный эффект, наблюдаемый на исследованном приборе — существенное изменение условий в самом разряде после его поджига в течение достаточно длительного времени, причем в ряде случаев равновесное состояние вообще не достигается из-за самопроизвольного обрыва тока, который происходит в этом случае без подачи гасящего импульса на сетку.² Этот эффект представляет самостоятельный интерес и подробно рассмотрен ниже.

² Нельзя в принципе исключить влияние катодной струи, которая мала при низких разрядных токах и влияние которой должно возрастать по мере увеличения токов с ростом исходного давления цезия. Поскольку точка поджига пятна и оно само перемещаются по кромке штенгеля, вклад струи в концентрацию ионов и атомов в области сетки при таком перемещении должен меняться. В процессе эксперимента преимущественная локализация пятна может постепенно меняться, с чем и может быть связан сложный характер наблюдаемых кривых.

3. Специфика перехода разрядной плазмы в стационарное состояние в сеточном ключе с катодным пятном

На рис. 7, 8 показано изменение анодного напряжения и сеточного тока со временем после поджига разряда для двух исходных давлений при разных значениях проходящего тока и постоянного сеточного потенциала. Концам кривых, оканчивающихся при временах меньших $400 \mu\text{s}$, соответствуют самопроизвольные обрывы тока. Это наблюдается при достаточно больших анодных токах и сеточных смещениях.

Прежде всего обращает на себя внимание то, что почти во всех режимах не достигается квазистационар-

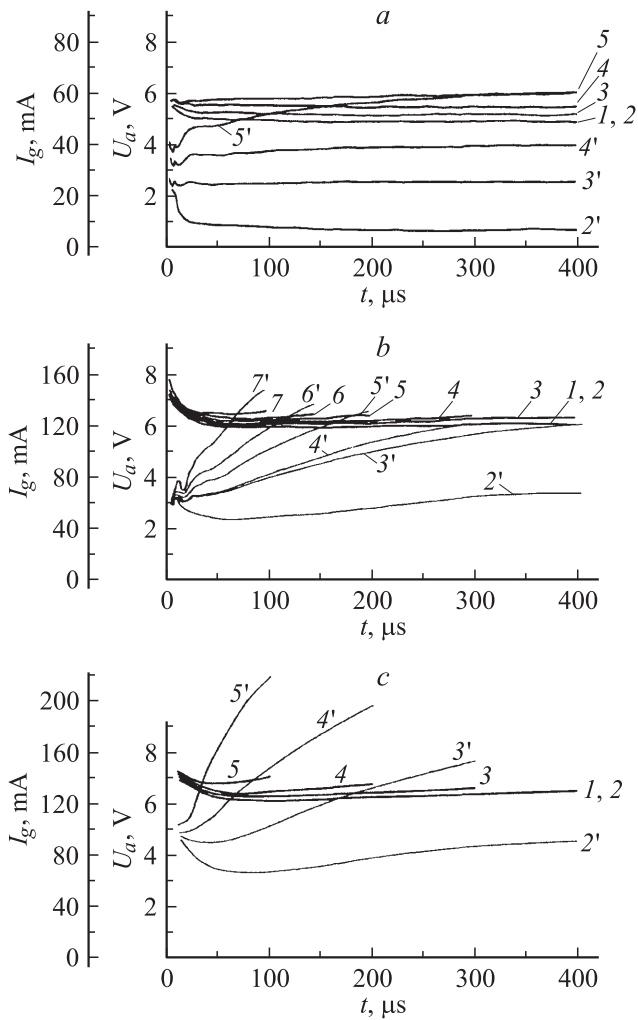


Рис. 7. Зависимости от времени анодного напряжения и тока на управляющий электрод (цифры со штрихами) после поджига разряда для различных значений тока катода I_c при различных значениях напряжения между управляющим электродом и катодом U_g . $P_{CS} = 0.6 \text{ Pa}$ *a* — $I_c = 0.5 \text{ A}$; U_g, V : 1 — 2.33, 2 — 1.33, 3 — (-0.17), 4 — (-1.94), 5 — (-6.11); *b* — $I_c = 1.5 \text{ A}$; U_g, V : 1 — 3.22, 2 — 2.57, 3 — 1.6, 4 — 1.25, 5 — 0.15, 6 — (-0.59), 7 — (-2.38); *c* — $I_c = 2.0 \text{ A}$; U_g, V : 1 — 3.35, 2 — 3.00, 3 — 2.58, 4 — 1.21, 5 — (-0.54).

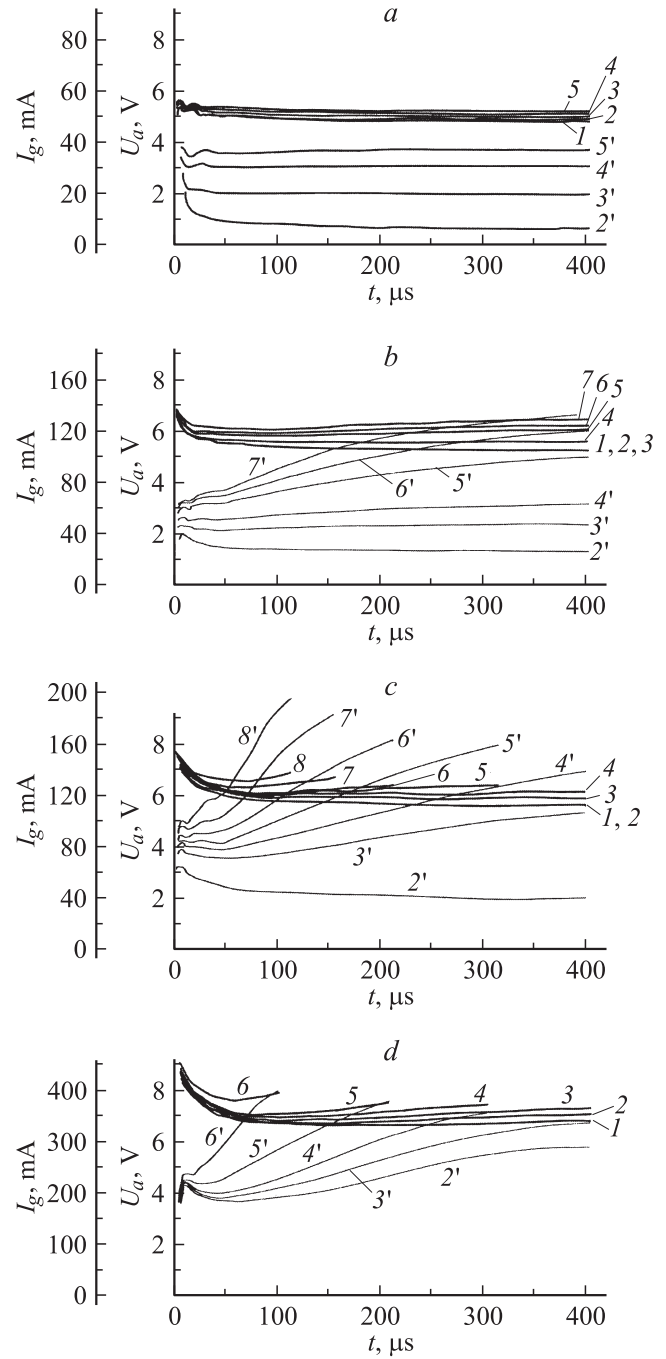


Рис. 8. Зависимости от времени анодного напряжения и тока на управляющий электрод (цифры со штрихами) после поджига разряда для различных значений тока катода I_c при различных значениях напряжения между управляющим электродом и катодом U_g . $P_{CS} = 1.2 \text{ Pa}$ *a* — $I_c = 0.5 \text{ A}$; U_g, V : 1 — 2.62, 2 — 2.19, 3 — (-3.5), 4 — (-9.08), 5 — (-12.52); *b* — $I_c = 1.0 \text{ A}$; U_g, V : 1 — 2.85, 2 — 2.23, 3 — (-2.87), 4 — (-6.54), 5 — (-9.75), 6 — (-11.61), 7 — (-12.52); *c* — $I_c = 1.5 \text{ A}$; U_g, V : 1 — 3.15, 2 — 2.57, 3 — (-2.49), 4 — (-4.5), 5 — (-6.5), 6 — (-8.64), 7 — (-10.89), 8 — (-12.73); *d* — $I_c = 3.0 \text{ A}$; U_g, V : 1 — 2.33, 2 — 1.33, 3 — (-0.17), 4 — (-1.94), 5 — (-6.11).

ное состояние в разряде, хотя длительность разрядного импульса составляет $400 \mu\text{s}$. Поэтому само понятие статических ВАХ, приведенных выше на рис. 4 для триодных режимов, в исследуемом приборе носит условный характер.

Причина столь больших времен установления, не наблюдавшихся ранее при исследовании кнудсеновских разрядов в парах цезия, заключается в специфической конструкции анодно-сеточного узла прибора, которая как указывалось, была призвана исключить всякую возможность паразитного разряда. При этом обмен тяжелыми частицами между катодной и анодной областями прибора возможен только через отверстие диафрагмы. Отвлечемся от влияния катодной струи на концентрацию атомов. Как будет видно в дальнейшем, такое влияние действительно невелико. Давлению 0.6 Pa в наших условиях соответствует значение исходной концентрации атомов $1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Соответствующее значение плотности потока атомов составляет $10^{18} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, причем концентрация поддерживается за счет нагретой жидкой поверхности цезия в катодной области, а в анодную область частицы свободно проникают через сетку, так что концентрации в исходном состоянии одинаковы по обе стороны сетки, и встречные потоки атомов через отверстие диафрагмы из катодной области в анодную и обратно равны. Такой баланс нарушается после поджига разряда уже потому, что вследствие появления скачка потенциала в плоскости сетки ионы из катодной области разряда не могут проникать через сетку в анодную. В то же время поток ионов из анодной области в катодную через электрически прозрачную часть ячейки сетки как раз и обеспечивает токопрохождение через сетку в соответствии с соотношением (1). Величина плотности потока ионов по оценке из соотношения (1) при разрядном токе 2 A составляет $\sim 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, что всего в 2.5 раза меньше, чем значение тепловой плотности потока атомов в исходном состоянии до поджига разряда. При этом в катодной области разряда, примыкающей к отверстию, концентрация тяжелых частиц должна уменьшиться вследствие необходимости выполнения баланса давлений, где основной вклад в давление при высокой степени ионизации будет вносить электронная компонента. В частности, при степени ионизации $n_e/(N_a + n_e) = 0.5$ и при электронной температуре в катодной области $T_e = 0.5 \text{ eV}$ концентрация атомов и соответственно плотность потока должны уменьшиться более чем в 5 раз. В этом случае стационарное состояние разряда вообще не может установиться, поскольку поток тяжелых частиц из анодной области в катодную будет превосходить обратный поток все время пока горит разряд. Происходит постоянная откачка тяжелых частиц из анодной области разряда, при этом уменьшается давление в анодном штенгеле прибора (см. рис. 1). При меньших токах стационарное состояние может быть достигнуто, однако время установления может достигать миллисекунд, поскольку оно определяется исчерпыванием запаса цезия во всем

анодном штенгеле прибора, который имеет объем около 20 cm^3 . Ток разряда в импульсе задавался практически постоянным за счет выбора достаточно больших значений напряжения анодного питания и соответствующих сопротивлений нагрузки. Необходимая в соответствии с соотношением (1) величина постоянного ионного тока из анодной области в катодную в условиях уменьшения концентрации тяжелых частиц в анодной области разряда поддерживается за счет увеличения степени ионизации. Такое увеличение обеспечивается благодаря росту скорости ступенчатой ионизации, которая сильно зависит от электронной температуры в анодной области разряда [19]. Рост температуры вызван увеличением энергии пучка электронов из катодной области, ускоряемых на сеточном скачке потенциала в плоскости сетки. Увеличение скачка потенциала приводит к наблюдаемому в эксперименте небольшому медленному росту от времени полного падения напряжения U_a на разряде (рис. 7, 8). Все кривые с номером 1 на рис. 7, 8 соответствуют плавающему потенциалу сетки (для них ток на управляющий электрод равен нулю). Остальные — значительным отрицательным потенциалам. Заметное влияние постоянного сеточного потенциала на напряжение на разряде, с одной стороны, подтверждает правильность сделанных оценок для концентрации плазмы в анодной области. При этих значениях концентрации расширение ленгмюровских слоев заметно увеличивает плотность тока в электрически прозрачной части ячейки сетки. С другой стороны, оно указывает на то, что плазма находится в предельно ионизованном состоянии.

В разд. 2 приведены значения концентрации плазмы в анодной области ($1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) и электрической прозрачности сетки (0.46) для проводящего состояния, основанные на расчете в соответствии с [18] по заданной величине плотности тока в разряде 2 A и соответствующей плотности ионного тока из анодной области, определенной соотношением (1). При этом величина потенциала сетки соответствовала плавающему. Уже при этом значении потенциала видно заметное уменьшение электрической прозрачности ($\sim 30\%$) по сравнению со значением геометрической прозрачности. Подобный расчет для значения отрицательного потенциала сетки, соответствующего кривой 5 рис. 7, с, дает значение радиуса ленгмюровской оболочки $\sim 3.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ и значение электрической прозрачности 0.4. Соответствующее значение плотности тока в токопроводящем канале сетки должно примерно на 15% превышать значение плотности тока при плавающем потенциале сетки. Необходимое увеличение примерно на ту же величину значения концентрации ионов в анодной области разряда должно приводить к уменьшению времени достижения точки самопроизвольного обрыва тока, однако не к столь значительному, как это видно из рис. 7. Можно предположить, что существует дополнительный канал выноса ионов из анодной области разряда кроме их ухода через электрически прозрачную часть сеточной ячейки, который связан с их отводом на сеточные витки. Часть таких ионов после аккомодации на поверхности сетки

может не возвратиться в анодную область, а уйти в катодную в виде атомов. Заметим, что по тому же расчету ионный ток на сеточные витки приблизительно в 6 раз превышает ионный ток через электрически прозрачную часть ячейки сетки, обеспечивающий токопрохождение в разряде. При этом величина ионного тока более чувствительна к величине сеточного потенциала, чем значение электрической прозрачности для этих условий.

Как видно из рис. 7, 8 наибольшее изменение при разряде претерпевает ток управляющего электрода. Кривые для ионного тока на рис. 7, 8 снимались при значительных отрицательных потенциалах управляющего электрода, при этом можно считать, что электронные токи на него не идут, а идут ионные токи из катодной и анодной областей разряда. При сделанных оценках концентрации величина ионного тока на сеточные витки более чем на порядок ниже наблюдающихся значений ионного тока. Поэтому основной вклад дает ток на корпус диафрагмы. В начальный момент времени это ионный ток из катодной области, который идет на всю поверхность корпуса диафрагмы, обращенную к катодной области разряда (рис. 1). Ввиду локализации разряда в анодной области вблизи отверстия диафрагмы вклад ионного тока из нее невелик. По мере откачки тяжелой компоненты из анодной области уменьшается концентрация атомов на радиальной границе разряда и возрастает электронная температура. И тот, и другой факторы должны приводить к расширению области с сильной ионизацией. При этом наблюдается значительный рост ионного тока из плазмы, которая может заполнять все пространство между плоскостями анода и диафрагмы и даже выйти из него (рис. 1).

Подчеркнем, что в приведенных рассуждениях и оценках авторы не учитывали вклад катодной струи в концентрацию тяжелой компоненты, однако предлагаемая физическая картина эволюции разряда непротиворечиво объясняет всю совокупность наблюдаемых явлений после поджига катодного пятна вплоть до окончания рабочего импульса. Это подтверждает сделанный в [1] предварительный вывод о не слишком большом влиянии катодной струи на тяжелую компоненту в области сетки. В пользу этого предположения говорит и тот факт, что предельные токи на ВАХ практически пропорциональны равновесному давлению паров цезия (рис. 4, 6).

Заключение

В целом полученные результаты показывают возможность осуществления достаточно эффективного управления током в цезиевом разряде с катодным пятном и создания на этой основе сильноточных, мощных и быстрых (со временем коммутации порядка сотен наносекунд) коммутаторов. Отметим, что наблюдаемое непостоянство анодного напряжения в проводящем состоянии в пределах 1–2, столь важное для поддержания разрядного тока на неизменном уровне, несущественно с точки зрения практических приложений.

Влияние катодной струи на сеточную область оказалось, вопреки ожиданиям, небольшим (если оно вообще имеет место для выбранной геометрии разряда и исследованных токов), поэтому есть все основания полагать, что в использованной геометрии разряда можно отказаться от столь сильного диафрагмирования сетки и соответственно увеличить полные модулируемые токи.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 09-08-01157-а).

Список литературы

- [1] Каплан В.Б., Марциновский А.М., Столяров И.И. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 5. С. 86–93.
- [2] Fetz H. // Ann. Physic. 1940. В. 37. Н1. S. 1–43.
- [3] Grjaznov G.M., Kaplan V.B., Martsinovskiy A.M., Serbin V.I. et al. // Thermionic Inverter. TCS Meeting. Eindhoven. 1975. P. 177–0-9/9/83.
- [4] Бакуит Ф.Г., Каплан В.Б., Марциновский А.М. и др. // ЖТФ. 1978. Т. 43. Вып. 11. С. 2273–2296.
- [5] Алексеев Н.И., Капли В.Б., Марциновский А.М. и др. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 12. С. 21–38.
- [6] Энциклопедия низкотемпературной плазмы. / Под ред. Фортова. М.: Наука, 2000. Т. II, С. 116; Любимов Г.А., Раховский В.А. // УФН. 1978. Т. 125. Вып. 4. С. 665–706.
- [7] Handbook of vacuum science and technology. / Ed. by R.L. Boxman, D.M. Sanders, P.J. Martin. NP. New Jersey. USA. 1995. P. 88.
- [8] Каплан В.Б., Марциновский А.М., Мустафаев А.С. и др. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 3. С. 567–572.
- [9] Алексеев Н.И., Каплан В.Б., Марциновский А.М. и др. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 12. С. 21–38.
- [10] Kaplan V.B., Martsinovskiy A.M., Rasulov F.N. et al. // Proc. of the XIV-th Int. Conf. on phenomena in Ionized Gases (ICPIG-XIV), Greenoble, J. de Phys., 1979. Suppl. au № 7. P. 495–496.
- [11] Bogdanov A.A., Kaplan V.B., Martsinovskiy A.M. et al. // Proc. of the XIV-th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG-XIV), Greenoble, J. de Phys., 1979. Suppl. au № 7. P. 337–338.
- [12] Бакуит Ф.Г., Костин А.А., Мартиновский А.М. и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 15. С. 905–909.
- [13] Бакуит Ф.Г., Костин А.А., Мартиновский А.М. и др. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. Вып. 3. С. 547–549.
- [14] Каплан В.Б., Марциновский А.М., Столяров И.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 6. С. 91–93.
- [15] Воронин С.В. // Физические процессы в плазменных ключевых элементах при высоких плотностях тока. Автореф. канд. дис. 2000. СПбГПУ.
- [16] Langmuir I. // Phys. Rev. 1929. Vol. 33. P. 954.
- [17] Бакуит Ф.Г., Каплан В.Б., Марциновский А.М. и др. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 11. С. 2273–2296.
- [18] Бакуит Ф.Г., Колосов Б.И., Костин А.А. и др. // Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде. М.: Энергоатомиздат, 1990.
- [19] Бакуит Ф.Г., Дюжнев Г.А., Каплан В.Б. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 263–273.