

04;12

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ КЛЮЧЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С ДИАФРАГМИРОВАННОЙ СЕТКОЙ II. ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ

© Н.И.Алексеев, В.Б.Каплан, А.М.Марциновский, Ф.Н.Расулов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 3 августа 1995 г.
В окончательной редакции 29 мая 1996 г.)

Проведены зондовые измерения параметров плазмы в цезиевом ключевом элементе с диафрагмированной сеткой в стационарном состоянии и в процессе гашения. Показано, что самопроизвольный обрыв тока и "обрывное" гашение действительно наблюдается при плотностях тока в диафрагме, близкой к плотности хаотического тока плазмы. Исследовано изменение параметров плазмы при колебаниях разрядного тока в процессе гашения, период которых в таком ключе существенно зависит от величины коммутируемого напряжения. Дана качественная интерпретация механизма этих колебаний.

1. В предыдущей части работы [1] приведены результаты исследования эффективности сеточного управления в плазменных ключевых элементах (ПКЭ) с диафрагмированной сеткой (ДС) — трехэлектродных газонаполненных цезиевых приборах с термоэмиссионным плоским катодом и традиционной [2] мелкоструктурной сеткой (МС), закрепленной в отверстии диафрагмы с площадью S_d , много меньшей площадей S_c , S_a катода и анода. При высоких плотностях тока j_d в плоскости диафрагмы такой прибор позволяет добиться эффективно управления током, основанного на обрывном гашении. Характерная кривая изменения тока дана на рис. 1, а для режима с давлением $P_{Cs} = 1.33 \cdot 10^{-2}$ Торр, плотностью анодного тока $j_a^{(0)} = 0.42$ А/см², модулируемым напряжением $E_{a\gamma} = 20$ В и величине гасящего импульса $|V_g^-| = 50$ В (схема сеточного управления представлена на рис. 1, б). Отношение площадей диафрагмы и анода составляло примерно $S_d/S_a \cong 1/30$. В этом случае эффективность сеточного управления с ростом тока увеличивается и при некотором значении j_d разряд переходит в область самопроизвольных обрывов — гашение наступает через некоторое время после поджига вообще без подачи гасящего импульса.

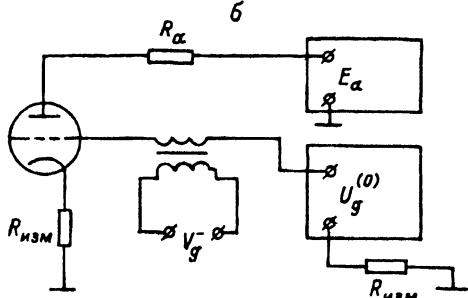
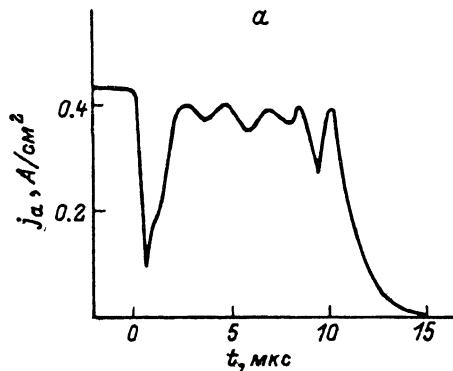


Рис. 1.
 а — характерная кривая изменения анодного тока при обрывном гашении: $P_{Cs} = 1.33 \times 10^{-2}$ Тор, $E_a = 20$ В, $U_g^{(0)} = -2$ В, $j_a^{(0)} = 0.42$ А/см², $|V_g^-| = -50$ В; б — схема сеточного управления в ПКЭ ($R_{изм}$ — измерительные сопротивления).

Настоящая работа посвящена исследованию параметров плазмы в ПКЭ с ДС в проводящем состоянии и процессе гашения. Использовались традиционные зондовая и оптическая методики. В силу сложности прибора [1] для измерения эффективности сеточного управления (он имел “обойму” из нескольких сеток с диафрагмирующими отверстиями разных диаметров) и диагностики плазмы был разработан прибор с фиксированным диаметром диафрагмы $D_d = 2r_d = 2$ мм и межэлектродными расстояниями сетка-анод и сетка-катод: $d_{ga} = d_{gc} = 1.5$ мм. В катодную часть разряда зонд вводился сбоку и располагался в центре на расстоянии 0.5 мм от катода. Подвижный анодный зонд вводился через отверстие в аноде. Длина зондов составляла 2 мм, диаметр — 80 мкм. Диаметр диафрагмы $D_d = 2$ мм выбран исходя из того, что при типичной эмиссии катода $j_c^e \sim 0.5-1$ А/см² эффекты диафрагмирования проявлялись в полной мере во всем исследованном диапазоне давлений цезия $6 \cdot 10^{-2} \geq P_{Cs} \geq 5 \cdot 10^{-3}$ Тор (хотя при больших токах достаточно и более “свободной” диафрагмы).¹

Измерение зондовых характеристик проводилось с помощью зондового характеристикографа со стробируемым интегрированием с временным разрешением 50 нс. Проводящее состояние, как и процессы гашения, исследовались в периодическом импульсном режиме.

Типичный ход параметров плазмы по межэлектродному зазору приведен на рис. 2 для $P_{Cs} = 0.74 \cdot 10^{-2}$ Тор (буквы с, G, A на 2, а и б — катод, сетка, анод). Как и в ПКЭ без диафрагмирования, концентрация n , электронная температура T_e и потенциал φ плазмы слабо меняются в межэлектродном промежутке и скачком при переходе из катодной области в анодную.

¹ Интересен факт отсутствия пучка электронов на зондовых ВАХ в области катод-сетка, т.е. строгая экспоненциальность характеристик. Проверка же в режиме, когда сетка является анодом, показала, что в этом случае пучок, соответствующий ускоренному на катодном барьере току эмиссии катода, наблюдается. Это скорее всего говорит о том, что при отражении катодного пучка электронов от непрозрачной части диафрагмы условия его релаксации существенно меняются.

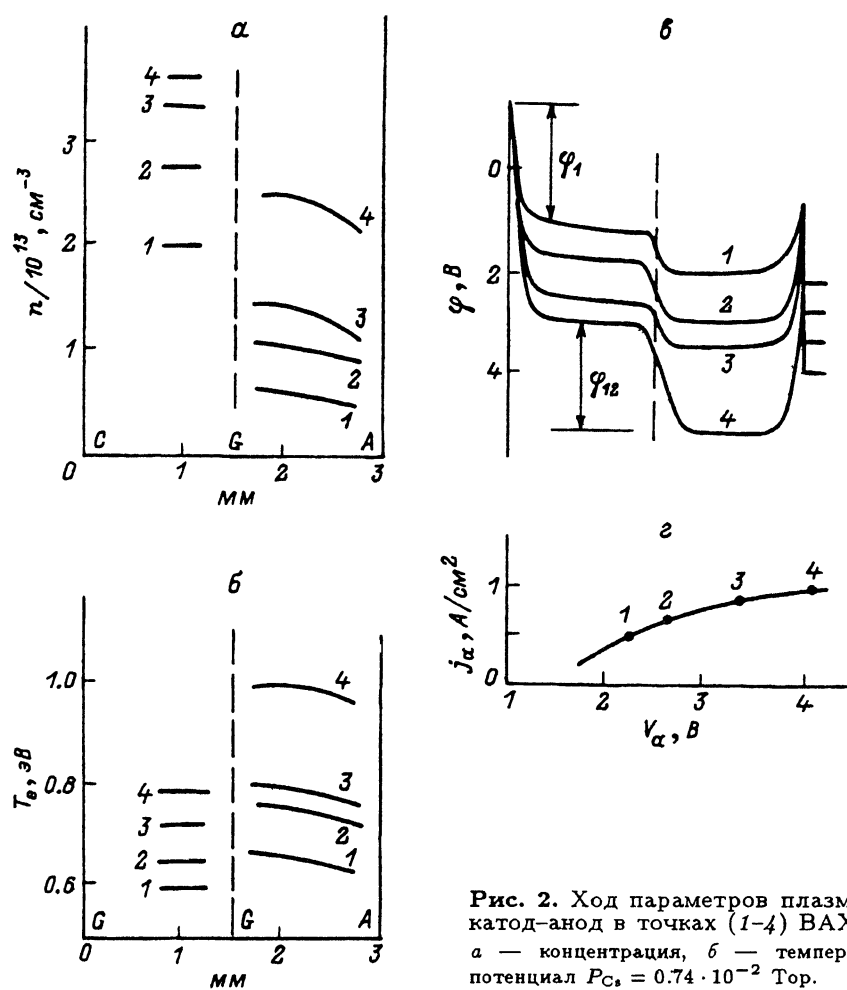


Рис. 2. Ход параметров плазмы в зазоре катод-анод в точках (1-4) ВАХ (г). а — концентрация, б — температура, в — потенциал $P_{C_1} = 0.74 \cdot 10^{-2}$ Тор.

На рис. 3 дано изменение параметров плазмы в катодной (кривые 1, 1') и анодной (кривые 2, 2') областях вдоль ВАХ, кривыми 3, 3' показано изменение перепада потенциала φ_{12} между областями, кривыми 4, 4' — катодного барьера φ_1 . Кривые 1-4 отвечают меньшей эмиссии катода (ВАХ 1 на рис. 3), кривые 1'-4' — большей (ВАХ 1').

Видно, что основное отличие разряда с ДС — величина и знак скачка потенциала φ_{12} . В случае отсутствия диафрагмы [2] положительный (т.е. ускоряющий) электроны из катодной области в анодную) скачок существует только около точки гашения, а при большем анодном напряжении V_a становится отрицательным, но в любом случае имеет порядок T_e . Примерно то же самое наблюдается и в ДС при малой эмиссии катода (ВАХ 1). Когда φ_{12} уменьшается и становится отрицательной (кривая 3), T_{e2} практически не растет в широком диапазоне напряжений, n_2 меняется также довольно медленно (кривые 1, 2).

Однако при больших эмиссиях катода (ВАХ 1'), таких что j_d приближается к критической величине j_{crit} (определяемой по уровню огра-

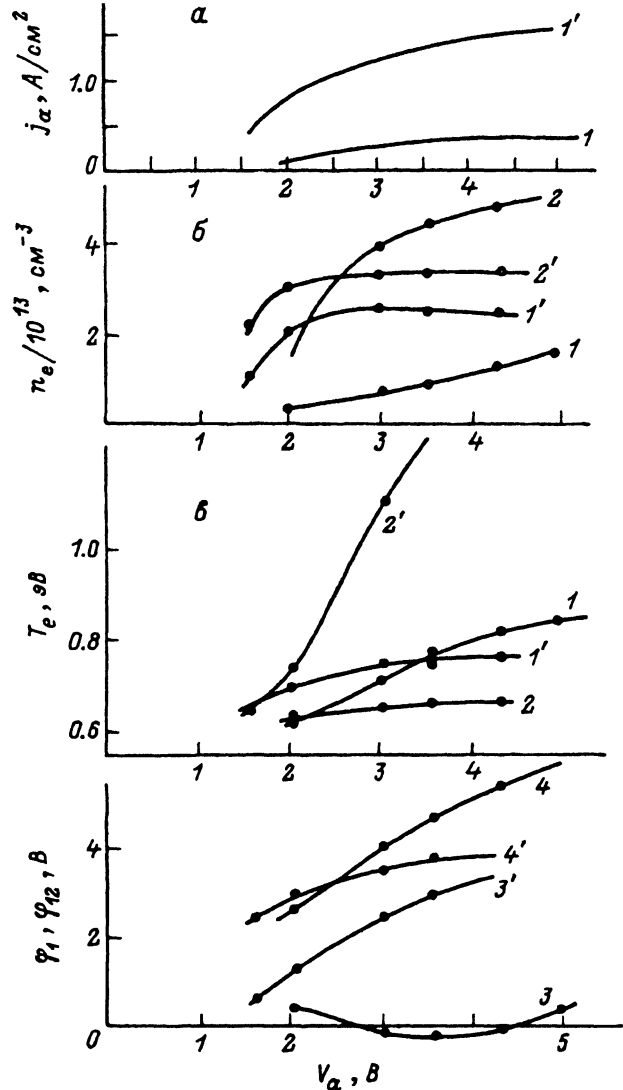


Рис. 3. Изменение параметров плазмы вдоль ВАХ ($P_{C_2} = 0.74 \cdot 10^{-2}$ Тор).

ничения тока на ВАХ [1, раздел 3]), поведение барьера φ_{12} меняется: $\varphi_{12} > 0$ с самого начала ВАХ и растет с ростом V_a . Соответственно растет T_{e2} , которая оказывается больше T_{e1} ; концентрация n_2 выходит на насыщение ($1'$, $2'$) и при дальнейшем росте V_a уменьшается за счет выдавливания тяжелой компоненты из зазора электронным давлением.

Определение параметров полностью ионизованной плазмы в ПКЭ с ДС позволило сопоставить характерный для данного давления уровень хаотического тока $j_T^{\max} = n_{\max} v_{Te} / 4$ с j_{crit} . Сравнение было проведено для диапазона давлений $0.74 - 2.0 \cdot 10^{-2}$ Тор и показало, что $j_{\text{crit}} \approx j_{T2}^{\max}$ (j_{T1} и j_{T2} , как и другие переменные с индексами 1 и 2, соответствуют здесь и далее параметрам плазмы катодной и анодной областей) с точностью порядка 10%.

Результаты измерений состояния плазмы при обрывном гашении разряда и обрывных колебаниях оказались сходны с полученными ранее при исследовании Cs–Ba ключей с мелкоструктурной сеткой [3,4]. Напомним кратко эти результаты. Самопроизвольным обрывам в Cs–Ba ключах обычно предшествовали один или несколько спадов тока с последующим его восстановлением почти до первоначального уровня. Период колебаний составлял около 10 мкс. Синхронно с запираем ток наблюдался всплеск светимости спектральных линий Cs и Ba (которая служит индикатором электронной температуры и степени ионизации) в анодной области разряда и со сдвигом в 2–3 мкс в катодной. Это позволяло предполагать, что колебания связаны с попеременным переходом основной генерации ионов из катодной области в анодную и обратно. Тогда уменьшение амплитуды каждого последующего всплеска свечения в анодной области с почти полным его исчезновением при самом обрыве тока может указывать (аналогично [5]) на достижение предельной степени ионизации перед обрывом.

Как уже отмечалось в разделе 1, в ПКЭ с ДС обрывному гашению и самопроизвольным обрывам также обычно предшествуют колебания тока, однако более сложной формы. Амплитуда и период колебаний зависит от положения рабочей точки на ВАХ (т. е. состояния плазмы), от потенциала $U_g^{(0)}$ на сетке в проводящем состоянии, амплитуды $|V_g|$ отрицательного сеточного импульса V_g и напряжения анодного источника E_a . Рост величины $|U_g^{(0)}|$ отрицательного смещения и $|V_g|$ стимулирует колебания и обрыв — они наступают раньше, а увеличение E_a уменьшает период колебаний и время последнего спада тока.

Как показали наблюдения кинетики тока при обрывном гашении с разной крутизной фронта гасящего импульса (от 0.1 до 5 мкс), общая динамика тока и характер колебаний не меняются. Поэтому можно говорить, что колебания развиваются вследствие внутренней неустойчивости разряда при определенном напряжении на сетке независимо от того, является ли оно импульсным или постоянным.² Проводить диагностику плазмы в условиях колебаний значительно удобнее при обрывном гашении, так как процессы синхронизованы тогда близким по времени отрицательным сеточным импульсам и зондовые измерения выполнялись в основном для этого случая.

По методическим же соображениям зондовые измерения проще проводить при небольших $E_a \cong 10$ В. Тогда возникающее при записи тока изменение потенциала катода (к которому привязывалась развертка по напряжению при снятии зондовой ВАХ) не слишком велика и допускает снятие характеристик без использования компенсирующих источников напряжения в зондовом характеристикографе [6].

На рис. 4 приведены типичные результаты, полученные при исследовании обрывных колебаний при $E_a = 10$ В. Четко видны два вида колебаний, связанные между собой. Медленные релаксационные колебания имеют тот же период $\tau_{sl} \sim 10$ мкс (для случая рис. 4 $\tau_{sl} \cong 8$ мкс), что и предобрывные колебания тока в [3,4], и, как показывают представленные на рисунке результаты, связаны с попеременным переходом

² Естественно, это относится к импульсам, приводящим к “медленному” обрывному гашению. Если V_g достаточна для “быстрого” гашения, то оно и реализуется; при этом процессы в плазме, как показали проведенные для этого случая измерения, качественно такие же, как и в ПКЭ с МС.

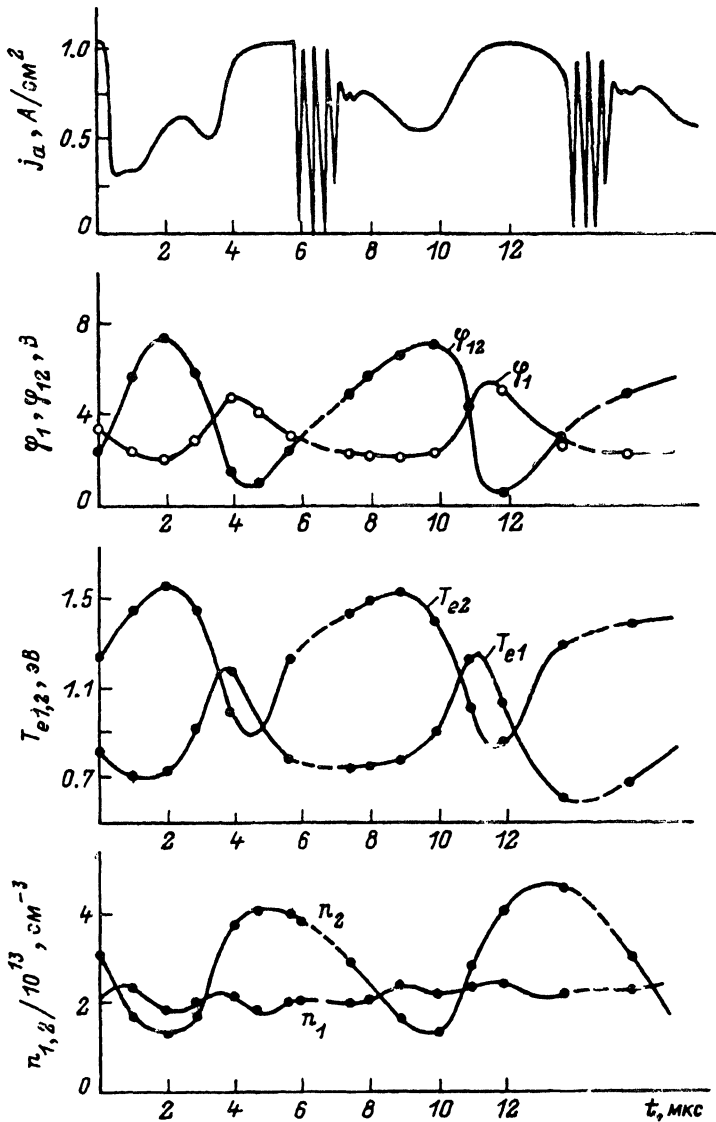


Рис. 4. Изменение параметров плазмы при развитии обрывных колебаний.
 $P_{Ca} = 0.74 \cdot 10^{-2}$ Тор, $E_a = 7.5$ В, $|U_g^{(0)} + V_g| = 11$ В.

генерации ионов из катодной области в анодную и обратно при изменении анодного тока и величины сеточного барьера φ_{12} . Переход к следующему периоду медленных колебаний идет не через спад тока, как в [3,4], а через пук быстрых ($\tau_f \sim 0.2$ мкс) колебаний, при которых плотность тока j_a приближается к исходному значению $j_a^{(0)}$. Если же сеточный импульс столь велик, что j_a не может выйти на уровень, близкий к $j_a^{(0)}$, то разряд гаснет уже на первом периоде медленных колебаний (рис. 5) — ток убывает до нуля за достаточно большое время $8 \leq t \leq 12$ мкс.

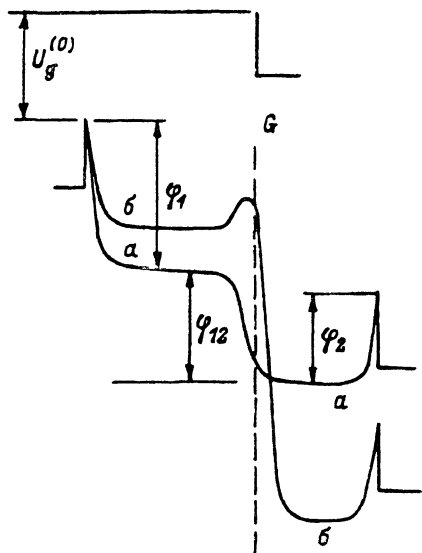
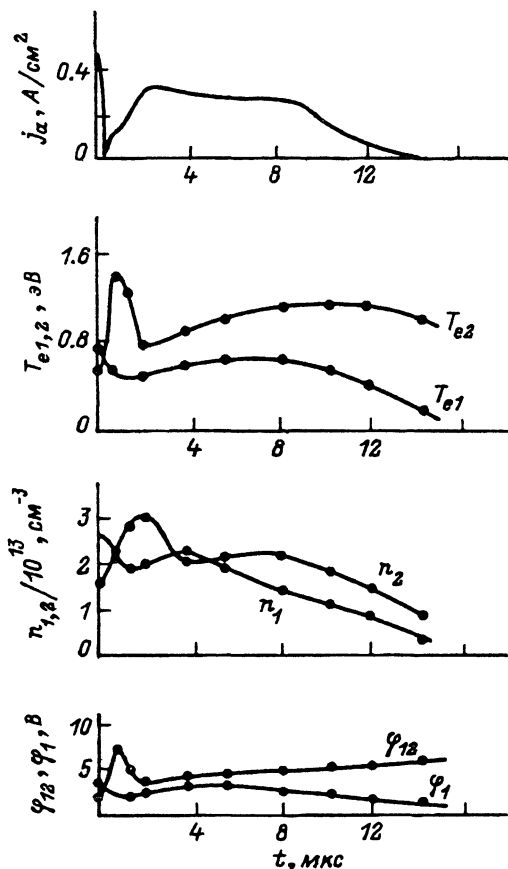


Рис. 6. Ход потенциала в разряде (а) и его гипотетическое изменение (б) при развитии быстрых колебаний.

Штриховая линия G — плоскость сетки.

Рис. 5. Медленное гашение тока без раскачки колебаний.

$P_{Ca} = 0.74 \cdot 10^{-2}$ Тор, $E_a = 10$ В, $V_a = = 2.3$ В, $V_g^- = -15$ В.

Начнем рассмотрение рис. 4 с момента затухания пуга быстрых колебаний $t \sim 8$ мкс (чтобы не выделять момент $t = 0$, хотя на интервале $0 \leq t \leq 8$ мкс параметры плазмы ведут себя примерно так же, как на “втором периоде” $8 \leq t \leq 16$ мкс). Внутри пуга к прибору приложено дополнительное (в среднем за период) напряжение δV_a . Как и в ПКЭ без диафрагмы, это напряжение почти целиком воспринимается барьером в плоскости сетки $\varphi_{12} = V_a - \varphi_1 + \varphi_2$ (в рассматриваемом случае прикаточный и прианодный барьеры φ_1, φ_2 не только слабо, логарифмически, зависят от тока, но и не обязаны полностью отслеживать этот ток, так как часть изменения тока достигается просто изменением “активной” площади электродов).

Уменьшение средней за дуг плотности тока $\langle j_a \rangle$ по сравнению с $j_a^{(0)}$ означает задание тенденции к остыванию катодной области, уменьшению φ_1 и концентрации n_1 . Эта тенденция сохраняется и некоторое время по окончании пуга. С другой стороны, температура в анодной области продолжает расти. Так продолжается, по-видимому, до тех пор, пока уменьшение прозрачности сетки α , связанное с уменьшением концентрации n_1 и увеличением φ_{12} , перекрывает увеличение α за счет роста n_2 . Действительно, в выражении для α : $\alpha = (1 - 2\tau_L/h)^2$ [7] радиус τ_L приэлектродных слоев у сетки зависит сложным образом от

$$r_{L1} \sim (V_g + \varphi_1)^{4/3} n_1^{-1/2}; \quad r_{L2} \sim (V_g + \varphi_1 + \varphi_{12})^{4/3} n_2^{-1/2}$$

(рис. 6), вычисляемых по параметрам катодной и анодной областей. Если в анодной области есть ресурс увеличения концентрации, восстанавливающий проницаемость ячейки, то спад тока может смениться его ростом, что и наблюдается на рис. 4 в момент $t \approx 9$ мкс. Если же плазма слишком близка к полностью ионизованному состоянию и рост φ_{12} , T_{e2} не может привести к увеличению n_2 , то процесс “затемнения” ячеек сетки с некоторого момента идет по нарастающей и разряд погасает (рис. 5).

Итак, если ресурс изменения концентрации плазмы в анодной области достаточен и способен дать толчок нарастанию тока I_a , то ионизация постепенно перемещается в катодную область ($10 \leq t \leq 14$ мкс) и концентрация n_1 нарастает. Как видно из рис. 4, этот процесс возвращает ток j_a практически на первоначальный уровень, а плазму в целом в состояние, которое можно было бы назвать квазистационарным. Такая релаксация происходит в два этапа: быстрые функции (потенциалы и температуры) выходят на квазистационарное состояние, пройдя на интервале $10 \leq t \leq 14$ мкс еще одно колебание, а медленные (концентрации n_1 , n_2), характерное время изменения которых связано с медленным процессом ступенчатой ионизации в цезии, меняются практически монотонно. В момент перед обрывом $\varphi_{12} \gg T_{e2}$, а концентрация n_1 полностью ионизованной плазмы катодной области в максимальное число раз больше n_2 . Поэтому из катодной области в анодную переносится максимально возможный ток $\alpha j_{T1} S_d$, а обратный ток из анодной области $\alpha j_{T2} S_d \exp(-\varphi_{12}/T_{e2})$ отсекается барьером $\varphi_{12} \gg T_{e2}$. При этом плотность тока в диафрагме $j_d \cong j_{T1} \alpha = n_1 v_{Te1} \alpha / 4$ превосходит j_{T2} . Это как раз та ситуация [8], в которой приэлектродный слой φ_{12} должен становиться неустойчивым, а протекающий ток срывать или ограничиваться. Величину $F = j_{T1} \alpha / j_{T2}$ можно условно называть при этом обрывным фактором.

3. Отметим, что в ключе с диафрагмированной сеткой неустойчивость могла бы быть связана и с катодной областью, если выполняется обратное условие $j_d = \alpha j_{T1} < j_{T2}$ при $\varphi_{12} \gg T_{e2}$. Действительно, если в каком-то режиме с полностью ионизованной плазмой катодной области с катода снимается при данном анодном напряжении V_a ток, при котором $j_d \cong \alpha j_{T1}^{\text{max}}$, то увеличение с ростом V_a прикатодного барьера φ_1 ведет к увеличению “активной” поверхности катода (и уменьшению виртуального катода φ_v вблизи катода, если он есть) и росту тока в плоскости катода. С другой стороны, уменьшение концентрации плазмы n_1 с ростом T_{e1} должно вести к уменьшению тока $j_{T1} S_d$ в плоскости сетки и, напротив, росту виртуального катода φ_v . Необходимость соблюдения баланса тока означает в этих условиях срыв разряда. То, что в эксперименте обрыву предшествует уменьшение, а не увеличение φ_1 , указывает на то, что этот механизм не реализуется и колебания связаны скорее всего с поведением анодной области.

Обрыв, показанный на рис. 4, наступает при $j_{T2} < j_d \approx \alpha j_{T1}$. Как показали измерения стационарного состояния плазмы (раздел 1) при больших токах, такая ситуация типична для ПКЭ с ДС: с ростом

напряжения V_a на приборе все большая часть изменения δV_a этого напряжения приходится на φ_{12} , вследствие чего концентрация n_2 предельно ионизованной плазмы довольно быстро уменьшается, в то время как концентрация плазмы катодной области $n_1 > n_2$ меняется гораздо медленнее. Таким образом, в данной ситуации реализуется, по-видимому, механизм срыва тока, связанный с неустойчивостью типа пирсовской, приводящей к возникновению виртуального катода [3,9] в районе сетки либо неустойчивости двойного слоя в плоскости сетки [8].

4. Быстрые колебания естественно связывать тогда с периодическим возникновением и разрушением такого виртуального катода (рис. 6). При этом, какой бы ни была причина возникновения виртуального катода (или другого профиля потенциала, ограничивающего ток), как только он возник, дальнейшее поведение тока уже на первом колебании должно зависеть от того, насколько быстро изменяются при этом параметры плазмы. Хотя бы одно быстрое колебание может быть пройдено, если за время $\tau_f/2$ не исчезает сама причина колебаний (в данном случае она измеряется фактором $F = j_{T1}\alpha/j_{T2}$).

Возможно, что это является одной из причин, по которой быстрые колебания не наблюдались при более высоких значениях E_a . Действительно, с ростом E_a уменьшение тока с появлением виртуального катода, увеличение барьера $\varphi_{12} : \delta\varphi_{12} \cong \delta I_a R_a$ (рис. 6), прозрачности α (см. (1)) и фактора F происходят в большей степени, чем при малых E_a . Если, начиная с некоторого E_a фактор F на первом же колебании становится меньше 1, то дальнейшее поведение тока уже не связано с виртуальным катодом, а определяется релаксационным процессом типа, описанного в разделе 2. Это значит, что как быстрые, так и медленные колебания перестают наблюдаться в "чистом виде", а образуют единый колебательный процесс с новым периодом. Действительно, при достаточно больших $E_a \geq 20$ В ток возвращается по прошествии времени $t \geq 2-3$ мкс с момента подачи импульса на уровень, близкий к первоначальному, и почти не меняется до момента срыва, который развивается теперь значительно быстрее (за 1-2 мкс). Перед срывом ток может испытывать несколько колебаний с периодом порядка 1 мкс (промежуточным между τ_f и τ_{s1}) и небольшой относительной амплитудой (рис. 1, б; рис. 4 в [1]). Увеличение мощности $V \cong I_a(E_a - I_a R_a)$, выделяющейся в анодной области при частичном запираии тока, ускоряет разогрев плазмы и релаксацию тока к исходному уровню. Можно говорить в этом случае, что рост напряжения источника стимулирует отрицательную обратную связь, приводящую к восстановлению тока. Однако нарастает и положительная обратная связь, которая отчетливо проявляется в процессе окончательного уменьшения тока на последнем колебании. Более сильная, чем при малых E_a , реакция барьера φ_{12} на уменьшение тока задает большее уменьшение прозрачности и соответственно более быстрый спад тока.

5. Таким образом, исследование параметров плазмы в ПКЭ с ДС показало, что плотность критического тока при возникновении самопроизвольных обрывов и обрывного гашения разряда действительно соответствует плотности хаотического тока плазмы при предельной степени ее ионизации. Непосредственное запыриание тока при самопроизвольном обрыве обусловлено, вероятнее всего, неустойчивостью

приэлектродного слоя в витках сетки со стороны анода и образованием задерживающего барьера вблизи ячеек сетки (виртуального катода). Неустойчивость возникает при условии, что скачок потенциала в плоскости сетки тянущий для электронов катодной области, плазма в анодной области полностью ионизована и из-за выноса тяжелой компоненты электронным давлением концентрация ее существенно ниже, чем в катодной. Когда плотность тока в диафрагме $j_{T1}\alpha$ превышает j_{T2} и рост сеточного скачка потенциала ведет к уменьшению (а не увеличению) концентрации плазмы в анодной области, возникновение виртуального катода вызывает лавинообразное запираение тока.

Список литературы

- [1] Алексеев Н.И., Каплан В.Б., Марциновский А.М., Расулов Ф.Н. // ЖТФ (в печати).
- [2] Каплан В.Б., Макаров А.Н., Марциновский А.М. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 274–280.
- [3] Каплан В.Б., Марциновский А.М., Мустафаев А.С. и др. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 3. С. 527–532.
- [4] Babanin V.I., Kaplan V.B., Kolyshkin I.N. et al. // J. de Phys. 1979. Vol. 40. N 7. P. 201–202.
- [5] Stangeby P.C., Allen J.E. // J. Phys. D. 1973. Vol. 6. P. 224–236.
- [6] Циркель Б.И., Вайнберг Л.И., Дюжеев Г.А. // ПТЭ. 1981. Т. 6. Вып. 1. С. 141.
- [7] Бакуит Ф.Г., Колосов Б.И. и др. Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде. М.: Энергоатомиздат, 1990. 136 с.
- [8] Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоатомиздат. 324 с.
- [9] Незлин М.В. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. Вып. 5. С. 1048–1054.