

04,12

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕННОМ КЛЮЧЕВОМ ЭЛЕМЕНТЕ С КРУПНОСТРУКТУРНОЙ СЕТКОЙ II. ИМПУЛЬСНОЕ ГАШЕНИЕ РАЗРЯДА

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

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 6 апреля 1995 г.)

Продолжается начатое в [1] исследование плазменных ключевых элементов (ПКЭ) с крупноструктурной сеткой и рассматривает кинетику импульсного гашения разряда. Установлено, что эта кинетика носит обрывный характер. Показано, что универсальной особенностью системы является невозможность разрыва квазинейтральной плазмы и образования двойного слоя в какой-либо точке. Это и обуславливает основную экспериментально наблюдаемую особенность кинетики — неизменность анодного тока до самого момента обрыва, несмотря на значительные изменения параметров плазмы в катодной и анодной областях разряда. Анализируются возможные причины обрыва тока — гетерогенность, плазменные неустойчивости, внутренняя неустойчивость конфигурации плазмы в канале сетки.

1. Настоящая работа продолжает начатое в [1] исследование плазменных ключевых элементов (ПКЭ) с крупноструктурной сеткой (КС). Было установлено, что как проводящее состояние таких ПКЭ, так и кинетика гашения разряда в них сеточным импульсом качественно отличаются от того, что наблюдалось ранее в ПКЭ с мелкоструктурной сеткой (МС) [2,3]. Изучению кинетики гашения и посвящена вторая часть исследований.

Измерения проводились на том же приборе, на котором в [1] исследовалось проводящее состояние. Прибор имел плоскопараллельную геометрию с электродами площадью $S = 0.28 \text{ см}^2$, расстояния катод-сетка и сетка-анод составляли соответственно 3.5 и 1.5 мм. Сетка толщиной $d = 0.7 \text{ мм}$ имела вид "сот без дна" с диаметром ячеек $2\rho \sim 0.2 \text{ мм}$ и толщиной переборок 0.02 мм. Зонды в области катод-сетка и сетка-анод позволяли определять параметры плазмы с временным разрешением $\sim 0.05 \text{ мкс}$, начиная с $t \geq 0.3-0.5 \text{ мкс}$ после подачи гасящего импульса на сетку (из-за переходных процессов). Генератор сеточных импульсов позволял получить импульсы с амплитудой V_g до 50-60 В, крутизной фронта 0.1-5 мкс и длительностью τ_g до 5-30 мкс [1-3].

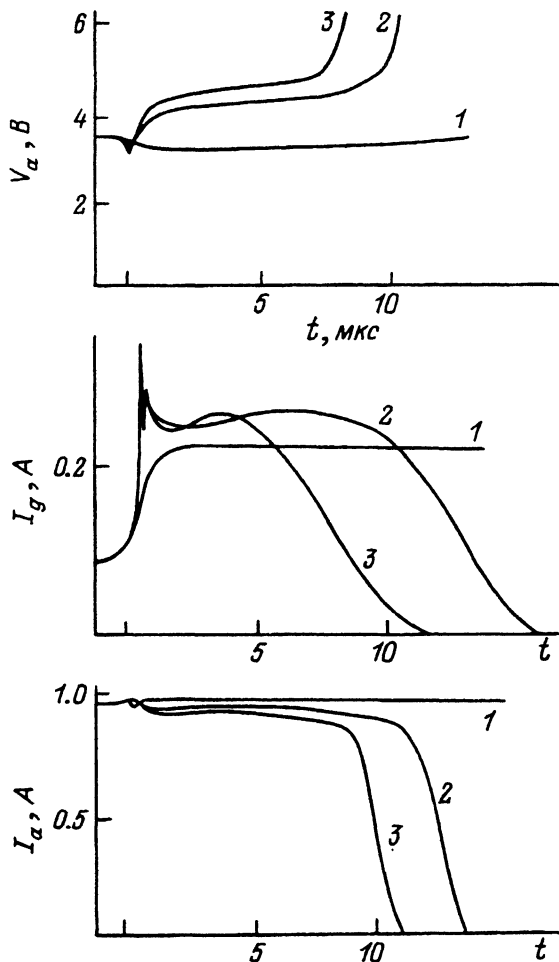


Рис. 1. Зависимость анодного напряжения от времени.
 $P_{C_2} = 8 \cdot 10^{-3} \text{ Тор}$; $I_a^{(0)} \sim 1 \text{ А}$; $V_g, \text{ В}$: 1 — 7.0, 2 — 24, 3 — 36.0.

2. На рис. 1 представлены типичные зависимости от времени анодного напряжения $V_a = E_a - I_a R_a$ (E_a — напряжение анодного источника), определенного из этого соотношения тока в цепи анода I_a и сеточного тока I_g (ток в цепи катода $I_c = I_a - I_g$ (рис. 2) на рис. 1 не показан). Видно, что кинетика гашения разряда совершенно отличается от случая мелкоструктурной сетки [2-4]. Это является следствием специфики разряда с крупноструктурной сеткой, установленной в [1]: отсутствие ионизации в каналах сетки и обмена ионами между катодной и анодной областями, перенос электронного тока через сетку за счет большого градиента потенциала в большей части ячейки (со стороны анода (рис. 3,а); границы ячейки обозначены вертикальными штриховыми линиями на профиле потенциала разряда), высокая степень ионизации плазмы, большие ионные токи и т. д.

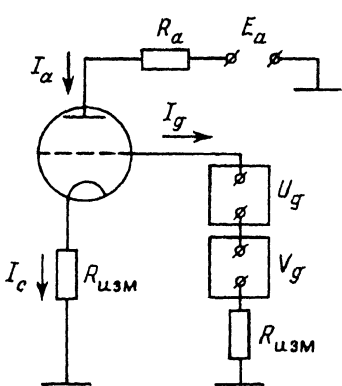


Рис. 2. Электрическая схема.

Как известно, в случае мелкоструктурной сетки подача на нее отрицательного импульса практически во всех режимах вызывает значительное начальное запирающее действие за счет уменьшения прозрачности ячеек сетки — вплоть до полного прерывания (“потенциальное гашение” [2]). Запирание тока происходит за электронные времена и развивается на фронте гасящего импульса (~ 0.1 мкс), т. е. за время, меньшее или равное времени пролета ионов через приэлектродный слой у витков сетки, когда концентрация ионов в квазинейтральной плазме не успевает измениться. При этом рост V_a за счет уменьшения падения напряжения на нагрузке приводит к формированию большого тянущего скачка потенциала в плоскости сетки ϕ_{12} , который может достигать величины порядка E_a . Лишь для режимов со значительным (\sim электронной температуры T_e) отрицательным скачком в исходном состоянии, тормозящим катодные электроны, начальное запирающее действие при малых сеточных импульсах $V_g \sim 10-15$ В практически отсутствует из-за компенсации уменьшения прозрачности ячеек уменьшением $|\phi_{12}|$.

Как видно из рис. 1, для КС начальное запирающее действие анодного тока (и соответствующее увеличение V_a) в рабочих режимах крайне незначительно, хотя проникаемость ячеек, судя по оценкам, приведенным ниже, должна существенно уменьшаться (рис. 3, б). На первой стадии гашения, т. е. на фронте импульса (0.1 мкс), резко изменяется только сеточный ток I_g . Рост I_g происходит за счет отсечки его электронной компоненты, так как в проводящем состоянии сеточное смещение составляет 1–2 В и на сетку уже снимается ионный ток насыщения. При постоянной концентрации ионов в разряде и отсутствии обмена ионами между областями условие баланса электронного тока должно выполняться в катодной и анодной областях порознь: $I_c = I_{12} + I_{gc}$, $I_a = I_{12} - I_{ga}$, $I_{gc} + I_{ga} = I_g$ (где I_{gc} , I_{ga} — токи на сетку из катодной и анодной областей соответственно, I_{12} — электронный ток из катодной области 1 в анодную область 2). Поэтому при неизменном I_{12} уменьшение электронного тока из катодной области на сетку должно компенсироваться увеличением обратного тока электронов на катод через прикатодный барьер ϕ_1 и уменьшением тока I_c , что наблюдается в эксперименте (рис. 4). Соответственно уменьшение электронного тока I_{ga} должно компенсироваться увеличением тока электронов на анод и ростом I_a . Так как из-за большой величины $\phi_{12} \sim 3-4V \gg T_{e2}$ (индексы 1, 2 относятся к катодной и анодной областям) ток I_{ga} мал ($I_{ga} \ll I_{gc}$) уже в проводящем состоянии, рост δI_g тока I_g почти целиком приходится на уменьшение I_c ($|\delta I_a| \ll |\delta I_c|$).

Характерное время второго этапа 0.5–1 мкс позволяет связать его с формированием новых приэлектродных слоев в ячейке (новой квазиравновесной радиальной и аксиальной структурой потенциала). На этапе происходит практически линейное уменьшение I_a и рост V_a (рис. 4), после чего они выходят на квазиравновесное значение. В от-

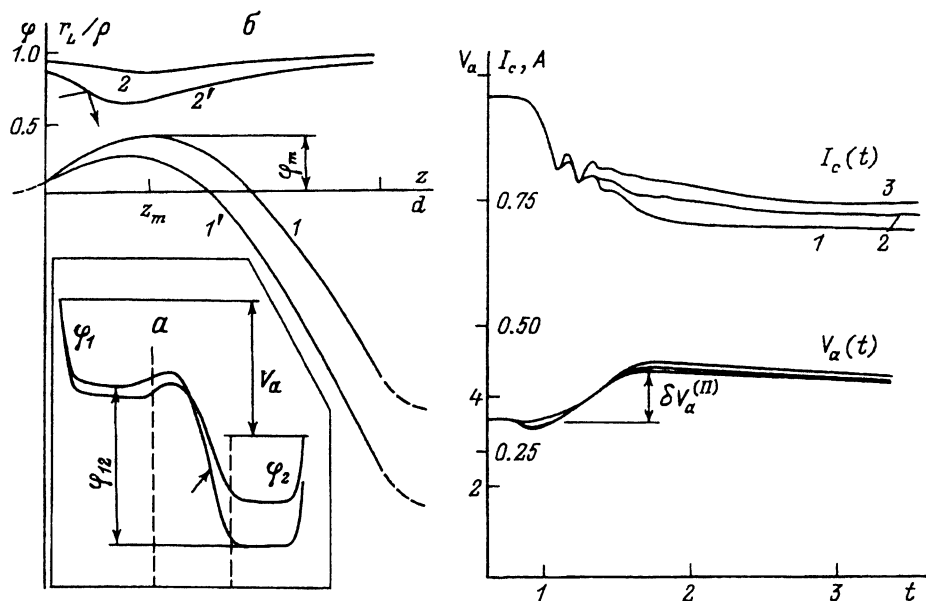


Рис. 3. Профиль потенциала в разряде и схема его изменения после подачи импульса (а) и расчетные изменения профиля потенциала (I, I') и прозрачности канала ($2, 2'$) при изменении параметров плазмы в катодной и анодной областях (б).

$1, 2$ — $n_e^{(1)}(0) = 2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $n_e^{(2)}(d) = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_{e1,2} = 0.42, 0.60 \text{ В}$; $U_w = 2.0 \text{ В}$;
 $1', 2'$ — $n_e^{(1)}(0) = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $n_e^{(2)}(d) = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_{e1,2} = 0.35, 0.75 \text{ В}$, $U_w = 8.0 \text{ В}$.

Рис. 4. I_c и V_a в подробном масштабе по t на первом и втором этапах, E_a (В): 1 — 13, 2 — 29, 3 — 69.

личие от МС, где изменение анодного тока δI_a не зависит от E_a (от R_a) и определяется только параметрами плазмы в проводящем состоянии и амплитудой сеточного импульса, а $\delta V_a = \delta I_a \cdot R_a$ пропорционально δI_a , для крупноструктурной сетки картина противоположна — δV_a зависит только от начального состояния и V_g (рис. 4), а $\delta I_a = \delta V_a / R_a$ переменна. При этом рост V_g , хотя и увеличивает δI_a , но несравнимо меньше, чем в МС [2-4]. Лишь при малых E_a ($E_a \cong V_a$) изменение тока становится значительным (правая часть рис. 5) вплоть до его полного замирания при больших V_g .

Третий этап ($t \geq 1.5 \text{ мкс}$) характеризуется относительно слабым изменением анодного тока и может длиться десятки мкс (практически он ограничен лишь длиной сеточного импульса τ_g). Изменения токов здесь тем меньше, чем больше R_a , так что лишь при $R_a \sim 0$ они выражены достаточно сильно (как и начальное уменьшение тока) (рис. 5). Незадолго до обрыва ток начинает заметно уменьшаться (V_a растет). Сам обрыв (четвертый этап) происходит менее, чем за 1 мкс. Ему могут предшествовать несколько колебаний (попыток срыва) нарастающей амплитуды. Изменение тока не точно повторяется от одного гасящего импульса к другому, поэтому при регистрации тока на интеграторе эти колебания обычно "смазываются".

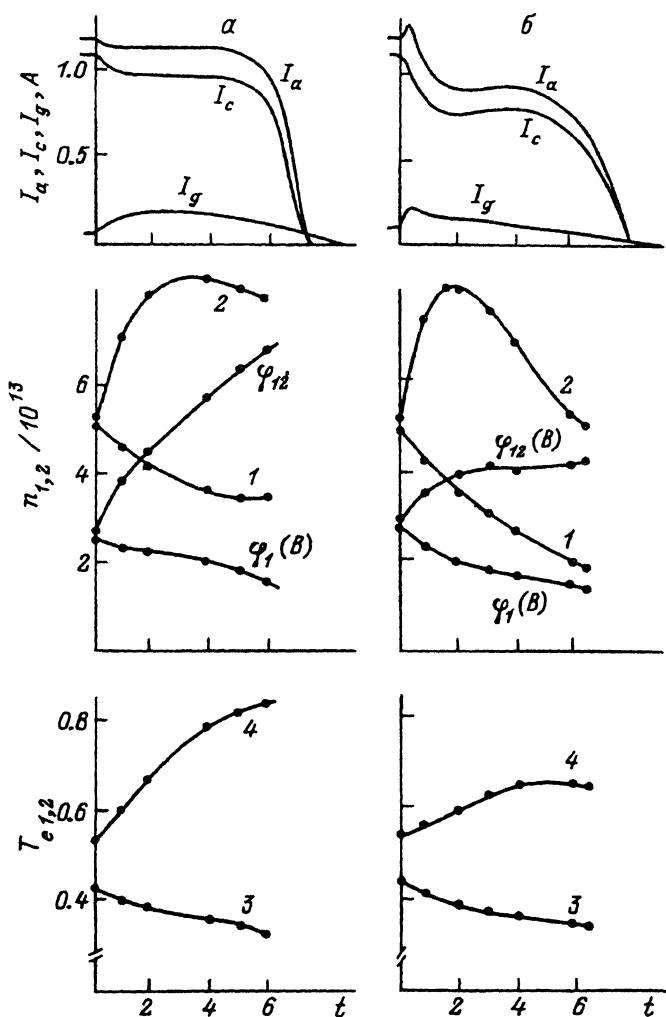


Рис. 5. Изменение токов и параметров плазмы во времени.

$P_{Ca} = 1.2 \cdot 10^{-2} T_{op}$, $I^{(0)} \sim 1.2$ A; а — $E_a = 35$ В, $U_a = 3.3$ В; б — $U_a = E_a = 3.3$ В; 1, 2 — n_1 и n_2 ; 3, 4 — T_{e1} и T_{e2} .

Несмотря на то что после начального изменения анодного напряжения и тока они долгое время остаются почти постоянными, параметры плазмы и ход потенциала в разряде существенно меняются. Характер изменения представлен на рис. 5 для больших (слева) и малых (справа) R_a и будет обсуждаться ниже.

Учитывая изложенную выше специфику кинетики гашения крупноструктурной сеткой и поведения разрядной плазмы, основное внимание было сосредоточено на попытке дать ответ на два вопроса: почему в рабочих режимах анодный ток практически не меняется на фронте гасящего импульса и мало меняется в дальнейшем вплоть до момента срыва и какие процессы могут приводить к срыву тока.

3. Как было установлено в [1], в проводящем состоянии вдоль всего канала сетки существует квазинейтральная плазма, а потенциал имеет вид горба с максимумом ϕ_m (рис. 3,б). В районе максимума ϕ_m плазма имеет минимальную концентрацию n_g и наиболее чувствительна к изменению сеточного напряжения. По порядку величины $n_g \simeq n_e^{(1)} \exp(-\phi_m/T_{e1}) \gg n_e^{(2)}$. Как и в [1], $n_{e,i}^{(1)}$ и $n_{n,i}^{(2)}$ — концентрации частиц из катодной и анодной областей соответственно. Значение n_g определяет плотность ионного тока на поверхность канала и связывает его прозрачность α^2 с напряжением на стенке V_w (как и в [1], обозначаем α отношение радиуса “проницаемой” для тока части ячейки r_L в узком месте к радиусу канала ρ). Будем определять зависимость $\alpha(V_w)$ из уравнения Пуассона (аналогично [1]). Найденные α и ϕ_m задают плотность пропускаемого тока $j_a = j_{x1} \alpha^2 \alpha_0^2 \exp(-\phi_m/T_{e1})$, где α_0^2 — геометрическая прозрачность сетки, $j_{x1} = n_1 v_{T_{e1}}/4$ — плотность электронного хаотического тока в катодной области. Такая оценка при плотностях тока $j_a = I_a/S \sim 1-5 \text{ А/см}^2$ и приведенных в [1] параметрах катодной области дает $\phi_m \sim 0.3-0.7 \text{ В}$, $n_g \sim 2-5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При таких концентрациях (если n_i в центре канала const) проницаемость сетки должна резко уменьшиться при подаче импульса и сохранение тока может быть объяснено лишь уменьшением горба ϕ_m .

На втором этапе “избыточные” ионы из неравновесного приэлектродного слоя отводятся на стенки ячейки, что вызывает дальнейшее расширение слоя. Так как при этом ионы подводятся от срезов сетки, то характерное время установления квазиравновесного распределения потенциала в ячейке имеет порядок времени пролета ионов вдоль ячейки ($\sim 1 \text{ мкс}$), а не поперек ее ($\sim 0.1 \text{ мкс}$), как для МС. Как и на первом этапе, сужение токового канала компенсируется вначале уменьшением ϕ_m . Однако затем не только радиальное, но и аксиальное распределение потенциала в ячейке существенно меняется: уменьшение анодного тока, хотя и незначительное, увеличивает анодное напряжение на 1-1.5 В. Так как из-за малого изменения анодного тока изменения ϕ_1 и ϕ_2 при этом экспоненциально малы (рис. 3,а), то дополнительное напряжение прикладывается к сеточной ячейке, увеличивая ϕ_{12} . Рост ϕ_{12} оказывает главное стабилизирующее действие на втором этапе: как уже указывалось выше, уменьшение j_a и рост ϕ_{12} происходят только до тех пор, пока ϕ_{12} не достигает определенного значения, не зависящего от анодной нагрузки и напряжения E_a . Как только это значение достигнуто (оно зависит от v_g и параметров плазмы в проводящем состоянии), ток стабилизируется.

Таким образом, изменение тока “подстраивается” под необходимое для токопрохождения изменение анодного напряжения. В КЭ с МС [2] картина обратная — напряжение подстраивается под ток, так как тянущий скачок потенциала в плоскости сетки не оказывает прямого стабилизирующего действия на ток и токопрохождение может восстанавливаться только за счет последующего роста концентрации плазмы в анодной области. Поэтому можно считать, что принципиальным отличием КС является то, что даже при подаче отрицательного импульса потенциал в межэлектродном промежутке не терпит разрыва ни в одной точке.

Изменение перепада напряжения на сетке меняет токопрохождение не только за счет изменения градиента потенциала внутри ячейки. Уменьшение ϕ_1 и рост ϕ_{12} на первом и втором этапах приводят к уменьшению T_{e1} и росту T_{e2} и вызывают уже на втором этапе гашения рост концентрации n_2 в анодной области и уменьшение n_1 в катодной. Как было показано в [1], с ростом температуры T_e потенциал в прилегающем к плазме канале меняется более круто. Поэтому, когда T_{e2} растет, условия переноса ионов из анодной области улучшаются (если только не слишком сильно расширяются приэлектродные слои). Следовательно, с ростом n_2 , T_{e2} и уменьшением n_1 , T_{e1} условия заполнения канала ионами 1 и 2 меняются в противоположных направлениях. При этом ϕ_m должен уменьшаться, а координата максимума z_m смещаться влево. То, что тенденция именно такова, можно проиллюстрировать численно, если абстрагироваться от задачи о протекании тока через канал и рассматривать концы просто как эмиттеры обоих сортов заряженных частиц — электронов с полумаксвелловским распределением по скоростям и пучка ионов, причем все частицы распространяются вдоль зазора бесстолкновительно (в действительности, конечно, при $n_1 \geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\phi_m \sim T_{e1}$ кулоновская длина $l_e \sim T_e^2 / \pi q^4 n_1 \ln \Lambda \sim z_m$ и электроны обмениваются энергией по крайней мере при $z \leq 2z_m$). Условие квазинейтральности и наличие поглощающих ионы стенок задают при этом немонотонный ход потенциала (рис. 3, а, б) с максимумом ϕ_m . Ясно, что при моделировании такой (равновесной по сути) ситуации $\phi_{12} = 0$ при $n_1 = n_2$; $T_{e1} = T_{e2}$. Изменение кривых потенциала ($I \rightarrow I'$) и профиля приэлектродных слоев ($2 \rightarrow 2'$) с ростом n_2/n_1 , T_{e2}/T_{e1} и показано на рис. 3, б (расчетные формулы даны в Приложении 1).

Итак, рост T_{e2} и n_2 облегчает перенос тока в анодной области ячейки, т. е. при неизменном распределении потенциала можно пропускать больший ток (или тот же ток при меньшем ϕ_{12}). Реально же величина ϕ_{12} чувствует изменение T_{e2} , n_2 и тока через внешнюю цепь — нарастание тока I_a ведет к уменьшению V_a и соответственно ϕ_{12} .

С другой стороны, уменьшение T_{e1} и n_1 вызывает обратный эффект — затрудняется перенос тока слева от z_m .

Рост T_{e2} и n_2 оказывает доминирующее влияние на токопрохождение на третьем этапе ($t \geq 1.5 \text{ мкс}$). Это особенно заметно при минимальном импульсе гашения $V_g = V_g^g$, когда обрыв “только-только” успевает уложиться на длине τ_g . Ток I_a в этом случае растет тем сильнее, чем меньше R_a нагрузки и ее стабилизирующее действие. При $V_g < V_g^g$ этот рост вообще стабилизирует токопрохождение: уменьшение ϕ_1 , T_{e1} и n_1 оказываются небольшими и генерация в катодной области не срывается. В результате плазма и ток выходят на стационарное состояние, соответствующее поданному на сетку отрицательному потенциалу.

Сеточный ток I_g на третьем этапе несколько возрастает (рис. 1, левая часть рис. 5) при $E_a \gg V_a$ и уменьшается при малых E_a (рис. 5, справа).

В случае гашения ($V_g > V_g^g$) рост n_2 продолжается до достижения предельной степени ионизации в анодной области (рис. 5). Далее T_{e2} и ϕ_{12} продолжают расти, а n_2 уменьшается за счет выноса ионов и атомов из зазора растущим электронным давлением (как было показано

в [1], для КС степень ионизации в анодной области близка к предельной уже в проводящем состоянии). Уменьшение n_2 ухудшает условия прохождения тока через ячейку, и, по-видимому, с достижением максимума n_2 связано и медленное уменьшение I_a до самого обрыва тока. При этом, как видно из рис. 5, рост ϕ_{12} при малых E_a ($E_a \sim V_a$) невелик (в основном за счет уменьшения ϕ_1), T_{e2} растет слабо и может даже уменьшаться перед гашением разряда.

Заметим, что в динамике анодного тока на третьем этапе гашения явно проявляется и другая важная особенность разряда с КС — отсутствие обмена ионами между анодной и катодной областями. Даже при малых R_a , когда изменение тока относительно велико, рост концентрации в анодной области влияет на ток только опосредованно — через перераспределение потенциала между областями.

4. Рассмотрим некоторые особенности механизма уменьшения ϕ_m и формирования квазиравновесных слоев на первых двух этапах гашения разряда КС, связанные с особенностями движения электронов и ионов в проводящем канале при большом потенциале его стенок.

Исходное распределение параметров плазмы, как уже говорилось, всегда несимметрично — электронный ток переносится из катодной области в анодную через задерживающий барьер $\phi_m \ll \phi_{12}$. Так как плотность плазмы уменьшается от $z = 0$ до $z = z_m$, то радиус плазмы становится меньше, а приэлектродные слои — шире. Тогда электроны из катодной области движутся слева направо до точки $z = z_m$ в сильно неравномерном по ширине слое. Каждое отражение от слоя приводит к трансформации продольной скорости в поперечную (рис. 3, б, кривые $\tau_L(z)/\rho$, отражение показано стрелкой). Если $z_m \gg \rho$, то перенос тока при большом потенциале стенок V_w идет за счет электронов, не испытавших отражений левее точки z_m . До подачи импульса вклад таких электронов в плотность заряда и тока в районе узкого места весьма мал. Однако, если слои сильно расширяются, никаких других электронов при $z = z_m$ практически не будет (кроме, быть может, частиц, влетающих из катодной области под очень малыми углами к оси). Если на сетку подается импульс с крутым фронтом $\tau_{fr} \simeq 0.1$ мкс, что меньше характерных времен движения ионов поперек канала, то концентрация ионов в центре канала не успевает измениться. Что касается электронов, то, как уже было сказано, все большая часть их испытывает левее точки $z = z_m$ “полное внутреннее отражение”. Тогда концентрация плазмы в узком месте $n_e \sim n_e^{(1)} \gg n_e^{(2)}$ может остаться неизменной лишь в предположении, что барьер ϕ_m уменьшился.

Отметим, что, хотя плотность заряда осталась неизменной, плотность тока может возрасти в несколько раз и даже на порядок. Чтобы проиллюстрировать это, будем считать, что после сильного расширения слоев максимум ϕ_m исчез вообще. Тогда отношения плотностей тока $C_2 = j(\text{после})/j(\text{до})$ и заряда $C_1 = n_g(\text{после})/n_g(\text{до})$ и после подачи импульса определяются характером функции распределения электронов ФРЭ на входе в канал. Если бы и до подачи импульса барьера ϕ_m не существовало, то $C_1 = (1 - \cos \beta)/1 \simeq \beta^2/2$; $C_2 = (1 - \cos 2\beta)/2$; где $\beta = \text{Arctg}(\alpha\rho/z_m)$, т. е. $C_2/C_1 = 2$ (в этой оценке движение электронов в канале считается бесстолкновительным, а ФРЭ — максвелловской при $v_z > 0$). Смысл этого результата в том, что электроны, попадавшие в канал до подачи импульса под большими углами и вносящие малый

вклад в ток, но большой в плотность заряда, теперь почти “выключены из игры”.

Если учесть наличие начального максимума ϕ_m , то фактор C_2/C_1 домножается на $(\pi T_{e1}/2\phi_m)^{1/2}$, т.е. фактически сводится на нет. В действительности, однако, ФРЭ в районе узкого места при $\phi_m = 0$ далека от максвелловской. Дело в том, что для тепловых электронов кулоновская длина свободного пробега на входе в канал составляет $l_e \sim 0.1$ мм, а при $n_1 = 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ $T_e = 0.5$ эВ. Поэтому, даже если медленный электрон имеет на входе “правильное” направление движения, т.е. скорость его направлена в вершину конуса ($z = z_m, r = 0$), он (с вероятностью, близкой к 1) испытывает кулоновское рассеяние, столкновение со стенкой и попадает в разряд “отраженных”. В результате естественно предположить, что в районе “узкого места” медленных электронов практически нет, хотя нет и аксиального тормозящего поля. При модельных оценках ФРЭ в точке ($z = z_m, r = 0$) полагалась максвелловской с разными весовыми функциями, меняющимися от 0 при $v_z = 0$ до 1 при $v_z \sim 3v_{Te}$. Оценки показали, что величина C_2/C_1 может возрасти в несколько раз и даже на порядок.

Таким образом, к обычному механизму уменьшения объемного заряда электрона при уменьшении высоты виртуального катода в плоском “одномерном” случае (уменьшение доли электронов, отражающихся от барьера и проходящих область тормозящего поля дважды, и увеличение градиента потенциала с другой стороны от максимума) добавляется новый эффективный механизм.

Вторая особенность связана с движением ионов и объясняет сравнительно большое время формирования квазиравновесных слоев. Дело в том, что, хотя время пролета ионов поперек канала невелико (~ 0.1 мкс), слои формируются не только их поперечным, но и продольным движением. Характерное время этого движения для ионов 1 из катодной области составляет $\tau_i^{(1)} \sim z_m(M/2\phi_m)^{1/2}$, для ионов 2 — $\tau_i^{(2)} \sim d \cdot (M/2\phi_{12})^{1/2}$. Если бы плотность ионов в районе узкого места могла значительно меняться на временах порядка $\tau_i^{(2)}$, то можно было бы ожидать, что максимум ϕ_m будет постепенно возвращаться в исходное положение. В действительности этого не происходит. Оказывается, что при описании движения вдоль оси ионов с большими продольными скоростями важное значение имеет аналитический вид зависимости радиального хода потенциала при $r = 0$. Нетрудно показать, что если аппроксимировать потенциал $\phi(r)$ степенной функцией $\phi(r, z) - \phi(0, z) \sim [r/\tau_L(z)]^\xi$, то осевая плотность ионов чувствует наличие стенок лишь при $\xi \leq 2$. Наличие в законе $\phi(r)$ соответствующей степени фактически определяется малой величиной нарушения квазинейтральности плазмы $\delta n/n \sim (\tau_L/\rho)^2$ (что и наблюдается, скорее всего, в данном случае).

К еще более неожиданным выводам приводит рассмотрение изменения средней плотности ионов в радиальном сечении канала. Если ширина слоев везде одинакова, то радиальная скорость ионов v_{ir} , входящих в слой, не несет никакой информации об их продольном движении. Однако, если ширина слоев становится переменной, картина меняется: ион несет по нормали к слою часть своей продольной скорости. Поэтому на долю v_{ir} приходится существенно меньшая часть

энергии иона. Рассмотрим же качественно влияние двумерности движения ионов на уравнения баланса частиц и движения. Если в первом приближении (игнорируем движение по z) $v_{ir} \partial v_{ir} / \partial r = (q/M) \cdot \partial \phi / \partial r$, то в следующем $v_{ir} \partial v_{ir} / \partial r = (q/M) \cdot (\partial \phi / \partial r) \cdot [1 - (v_{iz}/v_{ir}) \cdot (r/r_L) dr_L/dz]$ существенно меньше при $v_{iz} \rightarrow v_{ir} dr_L/dz$. Если считать, как и в [1], что радиальные члены уравнения непрерывности при $r \rightarrow r_L$ имеют более сильную особенность, чем продольные, то нетрудно видеть, что условие $\partial n_i / \partial r = \partial n_e / \partial r$ приводит к критерию Бома для радиальной скорости, но с заменой $T_e/2$ на $T_e/2 - M(v_{iz} \operatorname{tg} \beta)^2$, где β — угол образующей поверхности слоя к оси канала, $\operatorname{tg} \beta = dr_L(z)/dz$. Чем больше скорость v_{iz} и угол β , тем менее крутого радиального хода потенциала в плазме можно ожидать.

Таким образом, задача о прохождении тока через ячейку крупнотрунтурной сетки принципиально является двумерной. Более того, вся ячейка с прилегающими к сетке с обеих сторон областями масштаба l_{ia} является по существу единым приэлектродным слоем сложной конфигурации, требующим кинетического рассмотрения.

5. Перейдем теперь к обсуждению возможных причин обрыва тока. Как было выяснено в разделе 1, ионизация в каналах сетки не играет существенной роли в поддержании там проводящего состояния. Поэтому возможное перераспределение тяжелой компоненты между различными областями канала после подачи сеточного импульса не должно, по-видимому, приводить к срыву тока и обычное объяснение обрывов тока в “гетерогенных” разрядах [5,6] (обеднение канала тяжелой компонентой) оказывается неприемлемым. Одним из рабочих предположений было развитие сильной токовой неустойчивости в канале сетки, традиционно привлекаемое для объяснения обрывов тока. В отсутствие магнитного поля такими неустойчивостями могут быть пирсовская и бунемановская неустойчивости плазменно-пучковых систем [7-9]. Действительно, в условиях сильного продольного поля в канале сетки существует область со значительной $v_z^2 \gg 2T_e/M$ направленной скоростью относительного движения потоков электронов и ионов. Возможность раскочки колебаний определяется тогда а) влиянием медленных фоновых электронов, стабилизирующих неустойчивость [7,с.134]. С этой точки зрения, “подозрительной на неустойчивость” может быть область, показанная на рис. 3,б стрелкой, где концентрация $n_e \simeq n_e^{(1)} \gg n_e^{(2)}$; б) влиянием неоднородности плазмы. Последнее обстоятельство накладывает ограничение на радиус канала, заполненного поперечно-неоднородной плазмой: $\rho \gg [(v_z/\omega_p(0)) \cdot (M/m)]^{(\lambda+2)/6\lambda}$ [10], где $\omega_p^2(0) = 4\pi n_0 q^2/m$, λ описывает спадание концентрации плазмы от оси $n(r) = n_0(1 - (r/\rho)^\lambda)$. Эти условия получены из гидродинамического рассмотрения и даже при $v_z = v_{Te}$ (когда оно неприменимо) не выполняются. В нашем случае важно понять, является ли мгновенное проводящее состояние более неустойчивым, чем стационарное. Для этого нет необходимости выводить кинетический аналог данного условия. Достаточно рассмотреть линейную однородную кинетическую задачу с некоторым количеством “нерезонансных” частиц.

На рис. 6 представлены результаты расчета частоты $\omega(q = kr_{Di})$ (k — волновое число) и инкремента $\gamma(q)$ бунемановской неустойчивости при двух относительных скоростях v (1 и 2). Расчетные формулы

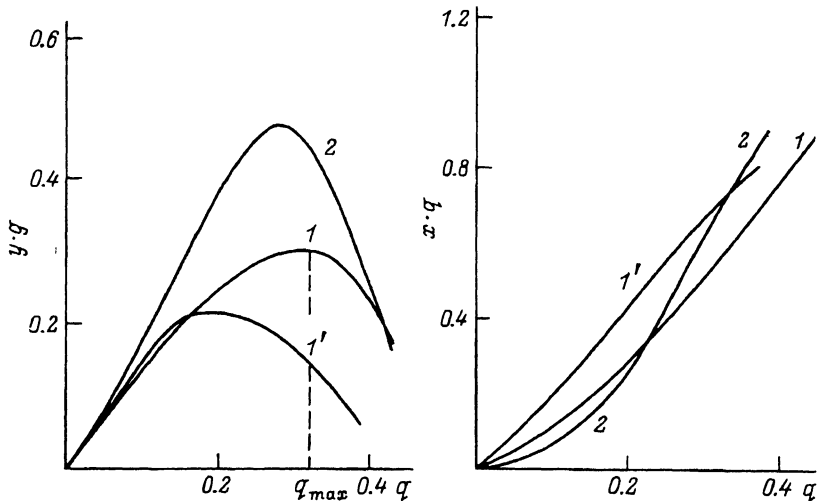


Рис. 6. Частота и инкремент затухания колебаний.

По осям отложены $qy = \gamma(k)/r_{D_1} v_{T_1}$, $qx = \frac{\omega(k)}{r_{D_1} v_{T_1}}$; 1, 1' — $v_z = 1.26v_{T_e}$; $n_e^{(2)}/n_e = 0$; 1' — 0.4; 2 — $v_z = 1.8v_{T_e}$; $n_e^{(2)}/n_e = 0$.

приведены в Приложении 2. Кривые 1 и 1' для $v_z = 1.26v_{T_e}$ различаются тем, что 1' учитывает “медленный” электронный фон с концентрацией $n_e^{(2)} = 0.4n_i$ ($n_e^{(1)} = 0.6n_i$). Видно, что, хотя при $q \sim q_{max}/2$ колебания несколько подавлены, имеется широкий спектр волн $q \leq q_{max}/2$, практически нечувствительных к “фону”. Следовательно, если в стационарном состоянии поперечная неоднородность подавляет возникающие колебания, то в условиях еще более сильной неоднородности при перекрытии канала эти колебания тем более не смогут нарастать.

Рассмотрим другие, возможно, более простые объяснения срывов тока. Они могут быть связаны с изменением состояния плазмы и в катодной, и в анодной областях.

Как известно, самопроизвольный обрыв тока наблюдался и в ключах с МС [11] при $j_a \sim j_{x2}^{(max)} = n_2^{(max)} v_{T_e2}/4$ — хаотического тока предельно ионизованной плазмы анодной области. Для крупноструктурной сетки n_2 задолго до обрыва выходит на насыщение или даже уменьшается за счет роста T_{e2} (рис. 5). Однако легко проверить, что $j_{x2} \gg j_a$ и механизм срыва в общем случае должен быть другим.

Прежде всего в отсутствие обмена ионами между катодной и анодной областями разряда “защитные” процессы усиления генерации плазмы в анодной области никак не сказываются на катодной области. Естественно ожидать тогда, что при уменьшении $(\phi_1 - \phi_m)$ примерно до величины напряжения горения дуги в диоде разряд в катодной области должен гаснуть. Как уже отмечалось ранее, перед обрывом ϕ_1 действительно составляет ~ 1 В (порядок минимального напряжения дуги). Однако наблюдающееся в эксперименте время обрыва меньше характерного времени распада плазмы, поэтому естественно связать гашение с неустойчивостью в области сеточного канала.

Как уже говорилось при обсуждении состояния плазмы в канале сетки, уменьшение n_1 ведет к росту скачка ϕ_{12} и уменьшению барьера

ϕ_m : чем меньше n_1 , тем бóльшая часть канала обеспечивается за счет ионов из анодной области. Так происходит, пока перенос полем ионов из анодной области частично компенсирует их разлет на стенки. При некоторой достаточно большой величине ϕ_{12} этот механизм перестает работать и монотонное распределение потенциала с $\phi_m = 0$ не реализуется, сколь бы ни увеличивалась крутизна поля, задаваемая T_{e2} (в действительности же рост T_{e2} регулируется величиной ϕ_{12} , определяемой балансом напряжений внешней цепи). Точно так же при малом значении ϕ_m оказывается невозможным “дотянуть” ионы из катодной области до узкого места, даже если оно находится близко от катодного “створа”.

Очевидно, что уменьшение n_1 , а также выход на насыщение концентрации n_2 и температуры T_{e2} (а тем более уменьшение T_{e2}) должны рано или поздно привести к такой ситуации. Предобрывные колебания тока (показанные схематично на рис. 1) связаны скорее всего с нарастающим дефицитом ионной компоненты в области узкого места. Тогда область разрыва плазмы должна создавать бóльшие продольные поля, заполняющие данное место недостающим количеством ионов. Одновременно выделение в анодной области дополнительной мощности поддерживает разряд в течение еще некоторого времени.

Трудно сказать конкретно, что произойдет при критическом уменьшении ϕ_m — скачкообразное уменьшение прозрачности до нуля или деформация распределения потенциала в канале в профиль типа двойного слоя. Последнее выглядит более вероятным.

6. Обсудим в заключение, насколько особенности кинетики КЭ с КС ограничены в своей применимости геометрической структурой сетки. Как известно, прохождение тока через МС в проводящем состоянии хорошо описывается моделью электрической прозрачности [4,12]. Согласно этой модели, катодная и анодная области обмениваются потоками электронов и ионов, которые определяются параметрами плазмы, площадью свободной от приэлектродных слоев части ячейки и скачком потенциала на границе раздела. Малая толщина витков идеально обеспечивает привязку области нарушения квазинейтральности плазмы (двойного слоя) к плоскости сетки.

Однако в процессе гашения, когда прозрачность ячейки существенно уменьшается ($\alpha \ll 1$) и поперечные размеры проводящего канала становятся меньше продольных (меньше диаметра приэлектродного слоя у витка сетки), модель перестает отражать реальную ситуацию. Движение электронов и ионов начинает походить на движение в ячейке крупноструктурной сетки (сужающийся к “узкому месту” и снова расширяющийся проводящий канал, граница которого отражает электроны и поглощает ионы). Сходство особенно велико при ускоряющем скачке потенциала $\phi_{12} > 0$, что и имеет место при гашении. Поэтому неудивительно, что и эксперимент, и расчеты свидетельствуют об образовании в процессе гашения виртуального катода в плоскости сетки [4.с.51] аналогично тому, как он образуется в ячейке КС.

Таким образом, модель электрической прозрачности и модель токового канала являются двумя предельными случаями токопрохождения через МС при развитии процесса гашения.

1. Считая V_g и связанное с ним расширение слоев малым, будем считать, что трансформация продольной скорости электронов в поперечную мала. Задаем ФРЭ из катодной и анодной областей как кусочно-максвелловские (аналогично тому, как это делается при рассмотрении вакуумного диода). Тогда концентрация электронов $n_e^{(1)}$ определяется интегрированием ФРЭ по продольной скорости v_z (ось z направлена к аноду, как и в разделе 1)

$$n_e^{(1)}(z) = n_e^{(1)}(0) \frac{\operatorname{erfc}(-\operatorname{sign}(\phi'))((\psi_m - \phi)/T_{e1})^{1/2}}{\operatorname{erfc}(-(\psi_m/T_{e1})^{1/2})} \exp(-\phi/T_{e1}). \quad (1)$$

В отличие от ϕ_m , о котором говорится в тексте, ψ_m в (1) отсчитывается от $z = 0$, а не катодной плазмы. Для электронов 2, очевидно, ψ_m заменяется на $\phi_{12} + \psi_m$, $\phi \rightarrow \phi + \phi_{12}$; $T_{e1} \rightarrow T_{e2}$; $\operatorname{sign}(\phi') \rightarrow -\operatorname{sign}(\phi')$; $n_e^{(1)}(0) \rightarrow n_e^{(2)}(d)$. В систему уравнений, как и в разделе 1, входили уравнения непрерывности для обоих сортов ионов, усредненные по радиусу r от 0 до r_L совместно с уравнениями свободного движения ионов в продольном поле $v_i^{(1)} = (v_1^2 + 2\phi/M)^{1/2}$; $v_i^{(2)} = (v_2^2 + 2(\phi_{12} + \phi)/M)^{1/2}$ (где $v_1 = v_i^{(1)}(z=0)$; $v_2 = v_i^{(2)}(z=d)$ — скорости ионов 1 и 2 на входе в канал) и условием $n_e = n_i$, где $n_e = n_e^{(1)} + n_e^{(2)}$, $n_i = n_i^{(1)} + n_i^{(2)}$. Скорости v_1, v_2 считались равными $v_1, v_2 = 1.2(T_{e1,2}/M)^{1/2}$. Полагалось, что при $z = 0$ условия $n_e^{(1)} = n_i^{(1)}$; $n_e^{(2)} = n_i^{(2)}$ выполняются порознь, а в точке $z = d$ $n_i^{(2)} = n_e^{(2)} + n_e^{(1)}$ ($n_i^{(1)}$ искусственно зануляется на спадающей ветви $\phi(z)$, в точке, где $v_i^{(1)}$ обращается в 0, а $n_i^{(1)} \ll n_i^{(2)}$, поэтому $n_i^{(1)}(d) = 0$).

Суммарный ток ионов на стенки связывался с потенциалом $U_1 = U_w - \phi(z)$ стенок ($U_1 = U_w$ при $z = 0$) законом 3/2 Ленгмюра.

$$0.61qn_i v_B \frac{r_L}{\rho} = \frac{2^{1/2}}{9\pi} \left[\frac{q}{M} \right]^{1/2} \frac{U_1^{3/2}(z)}{\rho\beta^2(\rho/r_L)}, \quad (2)$$

$\beta^2(z)$ протабулирована в [13].

В расчете $r_L = r_L(z)$ определялось из (2) по текущим значениям $n_i(z)$ и $\phi(z)$ на каждом шаге итераций. Параметры ψ_m и ϕ_{12} заранее неизвестны и сами должны определяться в ходе решения. Характер же искомого решения таков, что в точке $z = 0$ $n_e^{(2)}$ связана с концентрацией на другом конце $n_e^{(2)}(d)$ через величину ϕ_{12}

$$n_e^{(2)}(0) = n_e^{(2)}(d) \exp(-\phi_{12}/T_{e2}) \operatorname{erfc}(\zeta) / \operatorname{erfc}(-\zeta), \quad (3)$$

где $\zeta = (\phi_{12} + \psi_m)/T_{e2}$, а в точке $z = d$ выполняется неравенство $n_i^{(2)} + n_e^{(2)} \gg n_e^{(2)}$ (в силу условия $\phi_{12} \gg T_{e1,2}$).

Поэтому итерационная процедура была организована так, что в точке $z = 0$ задавались не полным значением концентрации, а величиной $n_e^{(1)} = n_i^{(1)}$. При имеющемся ϕ_{12} $n_e^{(2)}$ в $z = 0$ определяется из (3), а с ним и $n_i^{(2)}$ ($z = 0$). Из решения задачи Коши с данными начальными условиями в $z = 0$ (и старыми значениями ϕ_{12} , ψ_m) строится новая кривая $\phi(z)$ и находятся новые ψ_m , ϕ_{12} .

2. Частота $\omega(k)$ и инкремент $\gamma(k)$ нарастания колебаний находятся при разных $w = v_z/v_{Te}$ из решения дисперсионного уравнения [14]

$$k^2 + \frac{1}{r_{De}^2} g \left[\frac{\omega - kv_z}{kv_{Te}} \right] + \frac{1}{r_{Di}^2} g \left[\frac{\omega}{kv_{Ti}} \right] = 0,$$

где $r_{De,i}^2 = T_{e,i}/(4\pi n_0 q^2)$; $v_{Te,i}^2 = 2T_{e,i}/m_{e,i}$; $g(z) = 1 + iz\pi^{1/2}w(z)$, $w(z)$ — комплексный интеграл вероятностей (функция Крампа), протабулированная в [15].

Значения $\tau = T_e/T_i$ составляют для нашей задачи 3–4 (примерно такую величину имеет отношение экспериментально измеренной T_e вблизи точки обрыва к $T_i \sim 0.1$ В).

На рис. 6 построены зависимости безразмерных величин $qy = \gamma(k)/r_{Di}v_{Ti}$, $qx = \omega(k)/r_{Di}v_{Ti}$ от $q = kr_{Di}$ аналогично [14], $\tau = 3$. Видно, что фазовая скорость имеет порядок $v_{Ti} \ll v_{Te}$, поэтому с появлением медленных фоновых электронов с T_{e2} и концентрацией $n_e^{(2)}$ дисперсионное соотношение меняется следующим образом:

$$k^2 + \frac{T_i}{T_{e2}} \frac{n_e^{(2)}}{n_i} + \frac{T_i}{T_e} \frac{n_e^{(1)}}{n_i} g \left[\frac{-v_z}{v_{Te}} \right] + g \left[\frac{\omega}{kv_{Ti}} \right] = 0.$$

Список литературы

- [1] Алексеев Н.И., Каплан В.Б., Марциновский А.М. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 9. С. 70.
- [2] Каплан В.Б., Макаров А.Н., Марциновский А.М. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 274–280.
- [3] Kaplan V.B., Martcinovskij A.M., Razulov F.M., Yuriev V.G. // J. de Phys. 1979. Т. 40. N 5. P. 495.
- [4] Бакшт Ф.Г., Костин А.А. Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде. М.: Энергоатомиздат, 1990. 136 с.
- [5] Баранников А.Л., Голубев В.Г. // Электронная техника. Сер. 4. Электровакuumные и газоразрядные приборы. 1980. Вып. 2. С. 79–85.
- [6] Stangeby P.C., Allen J.E. // J. Phys. A. 1973. Vol. 4. P. 108.
- [7] Vineman O. // Phys. Rev. 1959. Vol. 115. P. 503.
- [8] Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 264 с.
- [9] Kent M., Davey R. // Astr. Space Sci. 1983. Vol. 95. N 1. P. 49.
- [10] Кондратенко А.Н., Куклин В.М. Основы плазменной электроники. М.: Энергоатомиздат, 1988. 320 с.
- [11] Каплан В.Б., Марциновский А.М., Мустафаев В.Ф. и др. // ЖТФ. 1979. Т. 49. № 3. С. 527.
- [12] Бакшт Ф.Г., Каплан В.Б., Костин А.А. и др. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 11. Часть 1. С. 2279–2283.
- [13] Царев Б.М. Расчет и конструирование электронных ламп. М., 1952. 160 с.
- [14] Бакшт Ф.Г. // ЖТФ. 1963. Т. 33. Вып. 10. С. 1173.
- [15] Фаддеева Н.Н., Терентьев Н.М. Таблицы значений интеграла вероятности от комплексного аргумента. М.: ГИЭТЛЛ, 1954.