

УДК 621.387.132

ПОДАВЛЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ПЛАЗМЕ ТРЕХЭЛЕКТРОДНОГО СТАБИЛИЗАТОРА ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ

© 2021 г. А. С. Мустафаев¹, А. Ю. Грабовский^{1, *}, В. С. Сухомлинов²¹Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург, Россия²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: schwer@list.ru

Поступила в редакцию 02.07.2020 г.

После доработки 18.11.2020 г.

Принята к публикации 22.12.2020 г.

Экспериментально исследованы условия возбуждения колебаний тока и напряжения в плазме трехэлектродного стабилизатора тока и напряжения. Установлено, что в рассматриваемых режимах плазма обладает отрицательной проводимостью, которая и обуславливает колебания. Предложен высокоэффективный метод подавления плазменных неустойчивостей, основанный на управлении знаком дифференциальной проводимости плазмы путем регулировки концентрации тепловых электронов плазмы с помощью внешнего электрода. Предлагаемый метод позволяет достигать высокого уровня стабильности энергетических характеристик стабилизатора при плотности разрядного тока до 5 А/см² и мощности 500 Вт/см².

DOI: 10.31857/S004036442103008X

ВВЕДЕНИЕ

Одним из ключевых направлений развития систем вооружений в Российской Федерации является разработка малогабаритных сверхмощных ядерных энергетических установок (ЯЭУ) [1]. Для решения этой задачи требуются электронные компоненты, позволяющие реализовать полное управление током в цепях ЯЭУ. К таким компонентам (приборам) выставляются следующие требования на допустимые уровни излучений реактора на стенке приборного отсека: флюенс быстрых нейтронов ($E_n > 0.1$ МэВ) должен быть не более 10¹² н/см²; поглощенная доза фотонов (γ -квантов) не должна превышать 10⁶ рад. Таким требованиям удовлетворяют твердотельные полупроводниковые приборы, но с ростом электрической мощности и рабочей температуры применение для них локальной радиационной защиты резко ухудшает массогабаритные характеристики ЯЭУ. В этих условиях единственным решением является использование газоразрядных электронных приборов на базе неравновесной плазмы [2, 3].

Эксплуатация приборов плазменной энергетики сопряжена с проблемой возбуждения неустойчивостей при попытках повышения их энергетических параметров [4, 5]. Колебания и неустойчивости такого типа можно использовать в практических целях, однако их генерация в условиях плазменных источников и стабилизаторов оказывает разрушительное воздействие на их энергетические и электрокинетические характе-

ристики. Очевидно, что борьба с неустойчивостями подразумевает управление функцией распределения электронов по скоростям (ФРЭС) в рабочих режимах плазменных приборов.

В настоящей работе для решения проблемы подавления неустойчивостей разработана специальная конструкция триода на базе гелиевого низковольтного пучкового разряда (НПР) с управляющим электродом (УЭ), расположенным вне зазора катод–анод. Такая конструкция позволяет управлять функцией распределения заряженных частиц для эффективного подавления возникающих плазменных неустойчивостей и колебаний.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКА, ПРИБОР И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Схема экспериментальной установки и конструкция плазменного триода представлены на рис. 1 и 2 соответственно. Их детальное описание можно найти в работе [2]. Рассмотрим основные элементы установки.

В блок I входят вакуумная камера 1, катодный 2 и анодный 3 узлы. Специальные окна из сапфира 4 использовались для наблюдений и оптических измерений. Вакуумная система (блок II) включает турбомолекулярный насос, обеспечивающий максимально достижимое разрежение 5×10^{-8} Тор. Высокая стабильность разрядных условий достигалась длительным циклом обезгаживания при температуре 700 К.

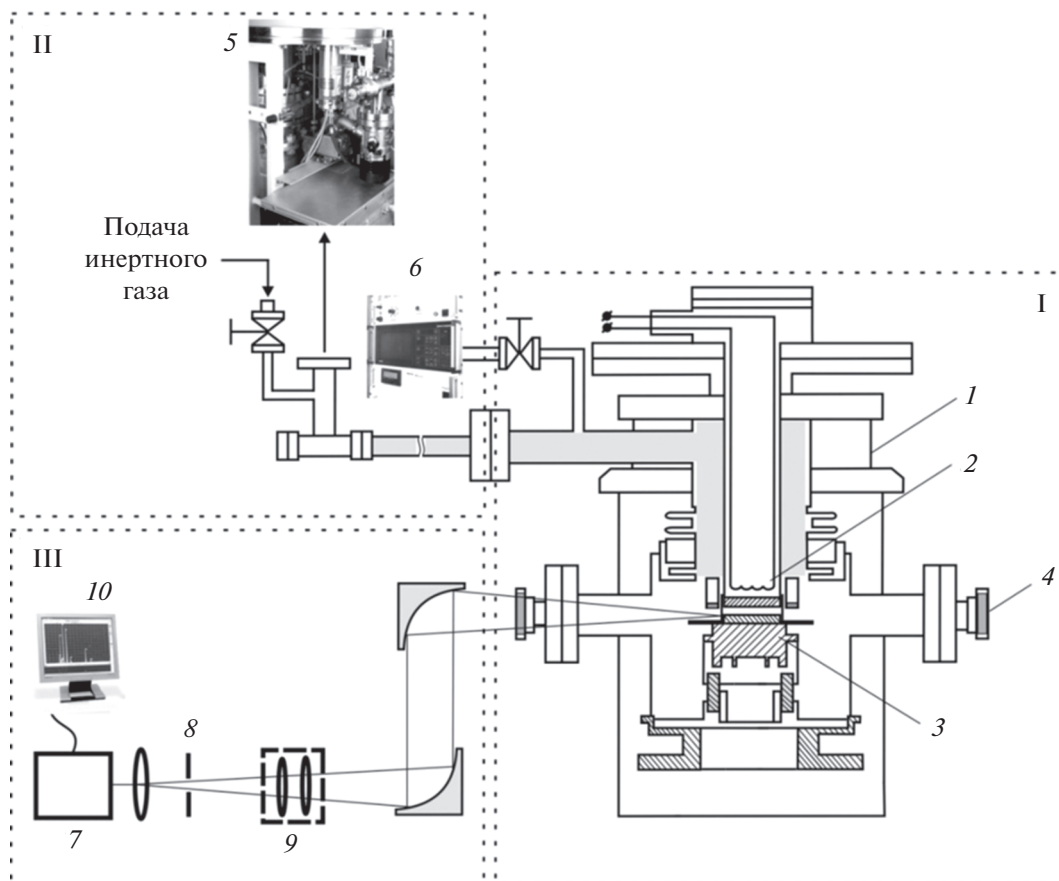


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – вакуумная камера, 2 – катодный узел, 3 – анодный узел, 4 – сапфировое окно, 5 – турбомолекулярный насос, 6 – комплекс масс-спектрометрического анализа, 7 – монокроматор, 8 – диафрагма, 9 – конденсор, 10 – система обработки экспериментальных данных [2].

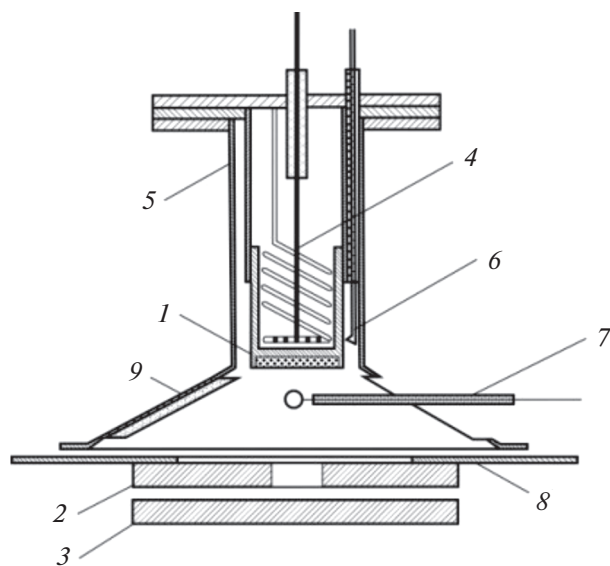


Рис. 2. Конструкция плазменного триода: 1 – катод, 2 – анод, 3 – УЭ, 4 – нагреватель, 5 – тепловой экран, 6 – катодная микротермопара, 7 – плоский зонд, 8 – защитные изоляторы, 9 – боковой проводящий экран [2].

Схема экспериментального прибора представлена на рис. 2. Его катод 1 изготовлен из пористого вольфрама, импрегнированного барием, и нагревается тантал-ниобиевой проволокой. Анод 2 и управляющий электрод 3 выполнены из поликристаллического молибдена. Диаметр катода – 10 мм, диаметры анода и УЭ равны и составляют 30 мм. Компоновка триода нетрадиционна – анод имеет центральное отверстие диаметром 2 мм, при этом УЭ вынесен из межэлектродного зазора и располагается непосредственно за анодом. Зазор катод–анод составляет 8 мм, УЭ расположен на расстоянии 1 мм за анодом. Плазменный канал триода ограничен металлическим конусным экраном 9, находящимся под потенциалом катода.

Диагностика плазмы НПР осуществлялась методом плоского одностороннего зонда, развитым в работах [6–8]. Поскольку в рассматриваемых экспериментальных условиях плазма обладает осевой симметрией, ФРЭС не зависит от азимутального угла (рис. 3):

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f(r, v, \theta). \quad (1)$$

В формуле (1) $v = |\mathbf{v}|$; θ – полярный угол.

Ток на плоский ленгмюровский зонд рассчитывается как

$$I = qS \int v_n f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = \frac{2qS}{m^2} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{qU}^{\infty} \varepsilon d\varepsilon \times \int_0^{\theta'_{\max}} f(\varepsilon, \theta', \phi') \cos \theta' \sin \theta' d\theta', \quad (2)$$

где v_n – нормальная к поверхности зонда составляющая вектора скорости электрона \mathbf{v} , U – потенциал зонда, $\varepsilon = mv^2/2$, ϕ' и θ' – соответственно азимутальный и полярный углы вектора \mathbf{v} . Вторая производная зондового тока (2) по потенциалу зонда U соответствует

$$I''_U = \frac{q^3 S}{m^2} \left[\int_0^{2\pi} f(qU, 0, \phi') d\phi' - \int_0^{2\pi} d\phi' \times \int_{qU}^{\infty} \frac{\partial}{\partial(qU)} f(\varepsilon, \theta'_{\max}, \phi') d\varepsilon \right]. \quad (3)$$

Выражение (3) можно переписать в виде

$$I''_U(qU, \alpha) = \frac{2\pi q^3 S}{m^2} \left[f(qU, \alpha) - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \times \int_{qU}^{\infty} \frac{\partial}{\partial(qU)} f(\varepsilon, \theta^*) d\varepsilon \right]. \quad (4)$$

Для нахождения ФРЭС представим $f(\varepsilon, \theta)$ и $I''_U(qU, \alpha)$ в виде рядов по полиномам Лежандра:

$$f(\varepsilon, \theta) = \sum_{j=0}^{\infty} f_j(\varepsilon) P_j(\cos \theta), \quad (5)$$

$$I''_U(qU, \alpha) = \frac{2\pi q^3 S}{m^2} \sum_{j=0}^{\infty} F_j(qU) P_j(\cos \alpha). \quad (6)$$

После подстановки (5) и (6) в (4) получаем соотношение между компонентами f_j и F_j :

$$f_j(qU) = F_j(qU) + \int_{qU}^{\infty} f_j(\varepsilon) \frac{\partial}{\partial(qU)} P_j\left(\sqrt{\frac{qU}{\varepsilon}}\right) d\varepsilon. \quad (7)$$

Выражение (7) является интегральным уравнением Вольтерра II рода. Решая его с помощью метода резольвент [9], получим

$$f_j(qU) = F_j(qU) + \int_{qU}^{\infty} F_j(\varepsilon) R_j(qU, \varepsilon) d\varepsilon. \quad (8)$$

Подставим в уравнение (8) соотношение

$$F_j(qU) = \frac{(2j+1)m^2}{4\pi q^3 S} \int_{-1}^1 I''_U(qU, x) P_j(x) dx$$

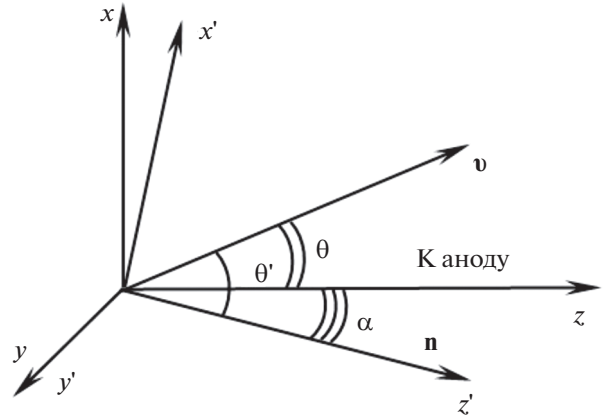


Рис. 3. Ориентация зонда в плазме.

и получим основную формулу, позволяющую реконструировать компоненты f_j :

$$f_j(qU) = \frac{(2j+1)m^2}{4\pi q^3 S} \times \int_{-1}^1 \left[I''_U(qU, x) + \int_{qU}^{\infty} I''_U(\varepsilon, x) R_j(qU, \varepsilon) d\varepsilon \right] P_j(x) dx. \quad (9)$$

Таким образом, для диагностики плазмы методом плоского зонда необходимо зарегистрировать значения $I''_U(qU, \alpha)$ при различных углах зонда относительно оси разряда, рассчитать по формуле (9) ряд лежандровых компонентов и реконструировать полную ФРЭС согласно формуле (5). Формула (9) демонстрирует, что метод не требует априорной информации об анизотропии распределения заряженных частиц, однако для корректного описания ФРЭС в сильнонеравновесной плазме необходимо большое число компонент, что не всегда возможно в реальном эксперименте. В этой связи метод плоского зонда усовершенствован авторами для диагностики моноэнергетичных пучков заряженных частиц [10].

В процессе зондовых измерений тщательно выдерживались все требования теории Ленгмюра. С этой целью изготавливались зонды толщиной 30 мкм и диаметром 0.5 мм. Также учитывались все факторы, способные исказить зондовые вольт-амперные характеристики (ВАХ) [11].

Для получения значений второй производной зондового тока использовался метод демодуляции, реализованный в измерительном комплексе на базе ПК. В качестве дифференцирующего сигнала для увеличения чувствительности метода использовалось 100% модулированное напряжение $\Delta U = U_0(1 + \cos\omega_1 t)\cos\omega_2 t$ [11].

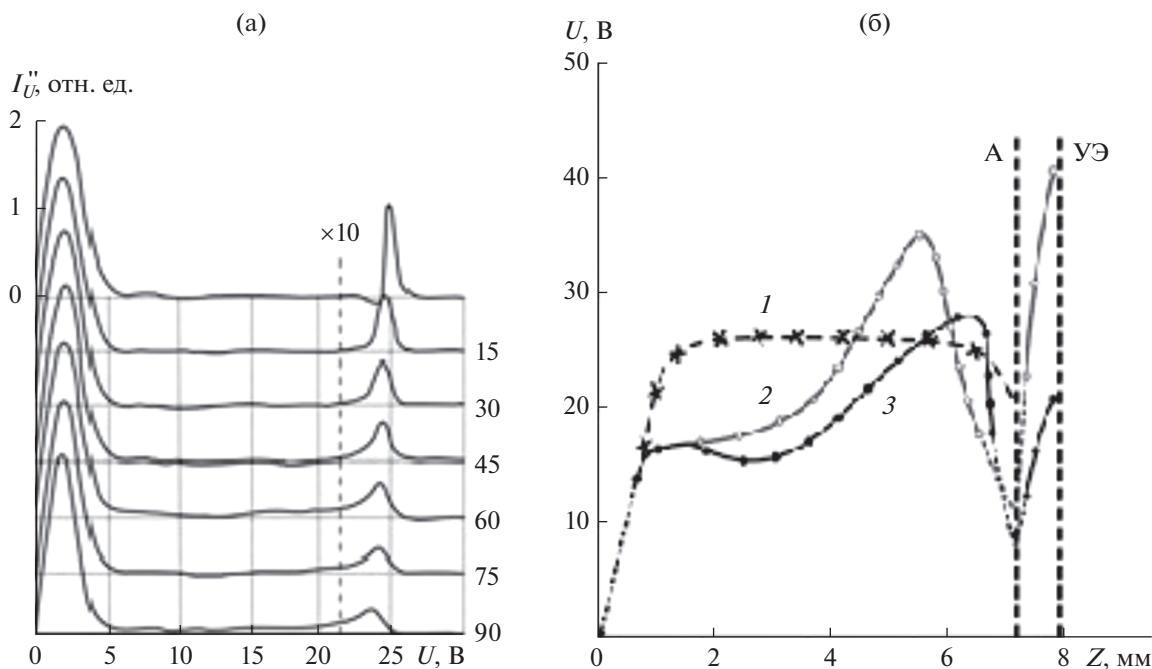


Рис. 4. Вторые производные зондового тока $I_U''(qU, \alpha)$, полученные при различных углах плоского зонда относительно оси разряда (а): $P_{\text{He}} = 2.5$ Тор, $j = 0.15$ А/см², $U = 24$ В, $n_i = 1.97 \times 10^{11}$ см⁻³, $n_0 = 3.76 \times 10^9$ см⁻³; (б) – распределение потенциала по зазору экспериментального прибора: 1 – $P_{\text{He}} = 2$ Тор, ток на анод $i = 0.2$ А, ток на УЭ $i_{\text{УЭ}} = 0$ А; 2 – 3, 0.6, 0.04; 3 – 6, 0.4, 0.02.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Распределение параметров в плазме НПР. В эксперименте роль плазмообразующего компонента играл гелий, поскольку он обладает самыми высокими среди других инертных газов потенциалами ионизации и возбуждения. Это позволяет добиться наиболее яркого проявления нелокальных эффектов в плазме. Экспериментальные исследования проводились в диапазоне токов 0.1–2 А и давлений гелия 0.1–10 Тор. Выбор таких условий обусловлен возможностью перевода плазмы как в локальный, так и в нелокальный режим. В последнем случае длины релаксации на электрон-электронных L_{ee} и электрон-атомных L_{ea} столкновениях превосходят длину межэлектродного зазора d [12, 13].

Вторые производные I_U'' плоского зонда, зарегистрированные при его различных ориентациях относительно оси разряда при $P_{\text{He}} = 2.5$ Тор показаны на рис. 4а. Видно, что структура ФРЭС формируется двумя обособленными группами электронов: тепловыми f_i и пучковыми f_0 с концентрацией и средней энергией n_i, ϵ_i и n_0, ϵ_0 соответственно.

Распределение тепловых электронов по скоростям близко к изотропному максвелловскому, тогда как группа быстрых электронов отличается значительной анизотропией распределения.

Сравнение энергий тепловых и пучковых электронов выявляет сильную неравновесность ФРЭС, энергия тепловых электронов – примерно 2 эВ, быстрых – 25 эВ.

Формирование такой структуры ФРЭС связано с распределением потенциала по межэлектродному зазору (рис. 4б, кривая 1). У анода образуется скачок потенциала $\phi_a \approx 1.5\bar{\epsilon}_i$, являющийся практически непреодолимым барьером для тепловых электронов плазмы. Электроны, эмитированные катодом, ускоряются на прикатодном скачке потенциала и образуют пучок с небольшим разбросом по энергии, пронизывающий межэлектродный зазор. Рождение медленных электронов происходит в результате ионизации атомов гелия электронами пучка. Потенциалы возбуждения и ионизации для He составляют $U_m \approx 19.8$ В и $U_{\text{ион}} \approx 24.6$ В соответственно, что обуславливает доминирующую роль пучка в неупругих процессах и токопереносе.

Если рассматривать промежуток между анодом и управляющим электродом, то отверстие в аноде является неким подобием плазменного катода и токоперенос здесь осуществляется в основном тепловыми электронами из плазмы в зазоре катод–анод, что становится возможным благодаря их ускорению в сильном электрическом поле двойного слоя в окрестностях анода (рис. 4б, кривые 2, 3).

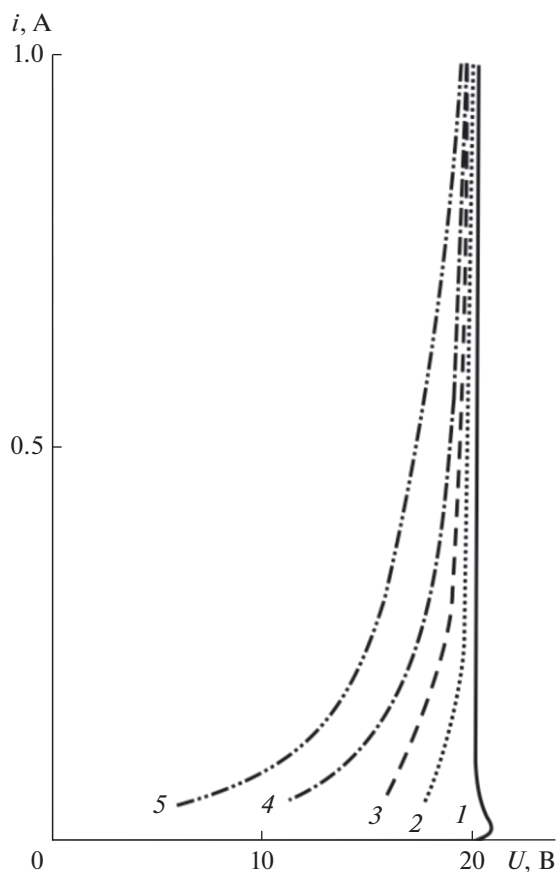


Рис. 5. ВАХ стабилизатора при различных токах на УЭ: 1 – $i_{вЭ} = 0$ А, 2 – 0.02, 3 – 0.04, 4 – 0.06, 5 – 0.08; $P_{He} = 3$ Тор.

С целью изучения процессов, протекающих в рассматриваемых плазменных условиях, по зарегистрированным значениям $I_V''(qU, \alpha)$ восстановлены лежандровы компоненты разложения ФРЭС $f_0 - f_6$, определяющие набор важнейших базовых параметров плазмы: концентрацию, плотность электронного тока, анизотропию электронного давления и др. [11]. В частности, по компоненту f_0 можно рассчитать функцию возбуждения атомов и генерации ионов:

$$\Gamma = 4\pi N_a \int_{v_{пор}}^{\infty} v \sigma_{ea}^i(v) f_0(v) v^2 dv, \quad (10)$$

где σ_{ea}^i – энергетическая зависимость сечения соответствующего процесса, v – скорость налетающего электрона.

Подавление колебаний тока и напряжения в плазменных приборах с отрицательной проводимостью. Известно, что НПР может быть неустойчив к возбуждению различного типа колебаний [12–14], разрушающих рабочие режимы плазменных электронных приборов.

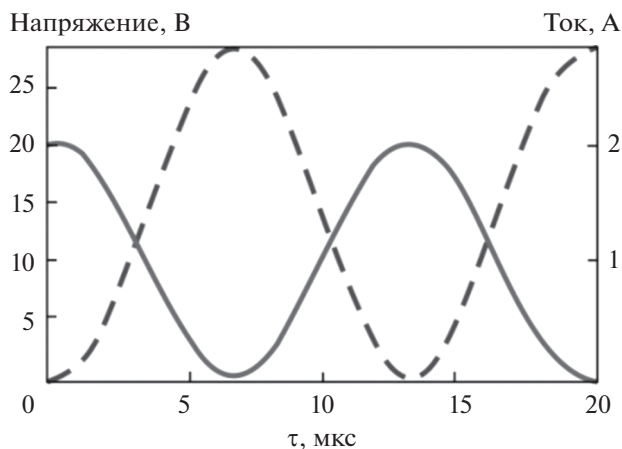


Рис. 6. Форма колебаний тока разряда (сплошные кривые) и напряжения (штриховые) при $P_{He} = 5$ Тор.

Вольт-амперные характеристики гелиевого НПР, зарегистрированные в условиях трехэлектродного стабилизатора тока и напряжения, представлены на рис. 5. Кривая 1 имеет участок отрицательной дифференциальной проводимости G_d , что является причиной развития колебаний разрядного тока и напряжения [15].

Типичная форма таких колебаний представлена на рис. 6. Колебания происходят при полной модуляции тока в разряде на частотах 50–150 кГц и при амплитудных значениях напряжения порядка 30 В. В условиях постоянного давления частота колебаний практически не изменяется при варьировании уровня разрядного тока. Если ток возрастает, то глубина модуляции падает вплоть до 10%. При увеличении давления наполнителя частота колебаний нарастает линейно (рис. 7).

Аксиальное распределение параметров плазмы перед возникновением колебаний приведено в таблице. Функция генерации Γ (показывает

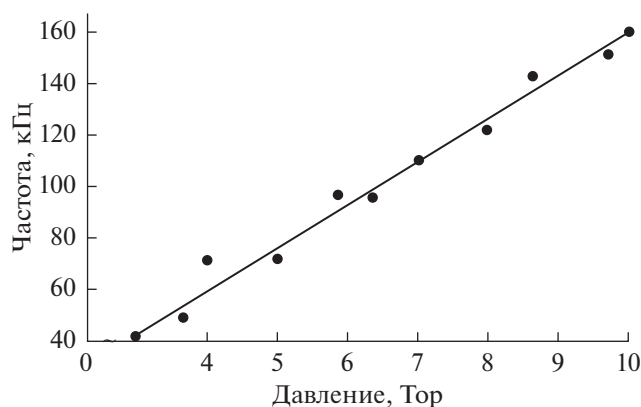


Рис. 7. Частота колебаний в зависимости от давления гелия.

Аксиальное распределение параметров плазмы при $P_{\text{He}} = 2$ Тор и разрядном токе $i = 0.5$ А

Z , мм	ϕ , В	n_0 , 10^9 см^{-3}	n_r , 10^{11} см^{-3}	$\tau_{\text{диф}}$, с	$D \sim n/\tau$, $10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$	Γ , $10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$	Γ/D
1	20.1	15	0.5	4.0	0.1	6.0	60.0
2	20.7	12	0.75	5.5	0.13	4.8	37.0
3	21.2	7	1.23	7.0	0.17	2.8	16.4
4	21.4	4	1.6	8.5	0.2	1.6	8.0
5	22	2.74	2.5	10	0.24	1.1	4.58
6	22.4	1.75	3.73	11.5	0.27	0.7	2.59
7	22.8	1.11	5.57	13	0.3	0.44	1.47
8	23.3	0.71	8.29	14.5	0.34	0.28	0.82

число ионов, родившихся в единице объема за 1 с) рассчитывалась по формуле (10) с помощью измеренного лежандрова компонента ФРЭС f_0 . Величина $D = n/\tau$ определяет уход ионов из плазменного канала в радиальном направлении, где $\tau \sim r/\bar{v}_{\text{др}}$ — время радиальной диффузии ионов, скорость движения ионов $\bar{v}_{\text{др}}$ в радиальном поле напряженностью $E_r \sim 5$ В/см составляла величину порядка 2×10^5 см/с [16].

Из таблицы видно, что по мере удаления от катода в аксиальной области плазмы несколько возрастает D из-за увеличения радиального градиента концентрации и поля. Вместе с тем вследствие влияния радиальной диффузии и неупругих процессов происходит обеднение быстрой части ФРЭС, влекущее снижение функции генерации ионов Γ . Вблизи анода величины Γ и D сопоставимы (рис. 8), что дает возможность записать условие стационарности концентрации ионов в виде

$\Gamma \approx D$. В случае нарушения этого условия (при $\Gamma \geq D$) формируется избыточное количество ионов в прианодном регионе с последующим возрастанием тока медленных электронов на анод и возникновением релаксационных колебаний, характер которых зависит еще и от анодной нагрузки. При $\Gamma \leq D$ дефицит ионов может приводить к обрыву тока.

Таким образом, физическую картину возбуждения колебаний можно сформировать, рассматривая соотношение процессов генерации ионов в плазме и их ухода из межэлектродного зазора. Из формулы (10) видно, что с увеличением давления гелия функция генерации возрастает и диффузионный поток ионов на анод увеличивается (время пробега ионов в зазоре катод–анод порядка миллисекунд, что хорошо согласуется с частотами колебаний). В результате происходит компенсация прианодного объемного заряда тепловых электронов, ранее запертых в потенциальной яме между катодом и анодом. В результате их хаотический ток на анод i_t возрастет. В предположении нулевого прианодного потенциального барьера величину i_t можно записать в виде

$$i_t = \frac{1}{4} e n_e v_t S,$$

где e — заряд электрона, n_e — концентрация электронов вблизи анода, v_t — тепловая скорость электронов, S — площадь анода. Оценки при $P_{\text{He}} = 5$ Тор, $n_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 1$ эВ дают $i_t \sim 1.8$ А, что приблизительно соответствует зарегистрированному значению (рис. 6).

На основании проведенных исследований предложен способ подавления колебаний тока и напряжения [17]. Из рис. 5 видно, что отбор тока тепловых электронов на управляющий электрод позволяет управлять знаком G_d . Возможность такого управления позволяет эффективно подавлять колебания тока и напряжения, поскольку во всех режимах с положительной дифференциальной проводимостью (рис. 5, кривые 2–5) колебания отсутствовали и более не возбуждались.

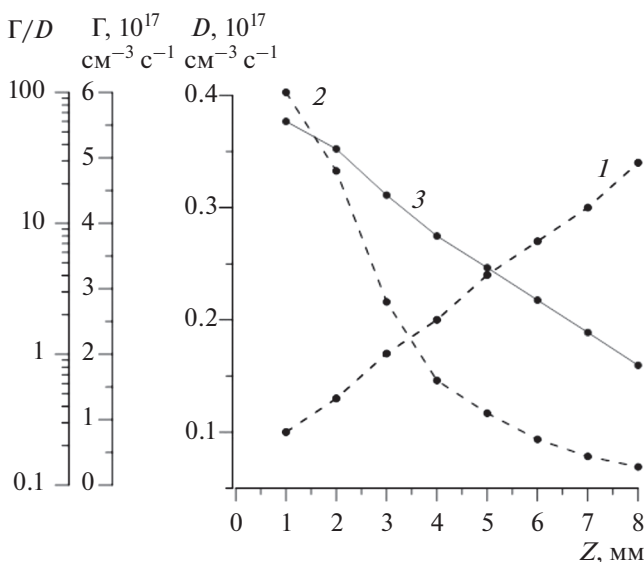


Рис. 8. Аксиальные зависимости величин D (1), Γ (2) и Γ/D (3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты зондовых исследований ФРЭС и распределения параметров в пучковой плазме трехэлектродного стабилизатора тока и напряжения. Показано, что в плазме присутствуют две группы электронов разных энергий и концентраций – быстрые электроны пучка и тепловые электроны плазмы. Экспериментально обнаружены колебания разрядного тока и напряжения в диапазоне давлений гелия 1–10 Тор. Установлено, что в исследуемых режимах ВАХ прибора имеет участок отрицательной дифференциальной проводимости, которая является причиной неустойчивости. На основании данных зондовых измерений рассчитана функция генерации ионов Г и величина D , определяющая их уход из плазменного канала. Показано, что развитие колебаний связано с нарушением условия $\Gamma \approx D$. Разработан метод подавления колебаний, заключающийся в управлении знаком дифференциальной проводимости плазмы путем отбора тока тепловых электронов на управляющий электрод. Предлагаемый метод обеспечивает высокий уровень стабильности рабочих параметров плазменного стабилизатора вплоть до плотности разрядного тока 5 А/см².

Авторы выражают благодарность проф. Ю.А. Лебедеву за ценные замечания и постоянное внимание к работе.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (РНФ) № 21-19-00139.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ярыгин В.И., Ружников В.А., Синявский В.В. Космические и наземные ядерные энергетические установки прямого преобразования энергии. М.: НИЯУ «МИФИ», 2016. 364 с.
2. Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю. Низковольтный пучковый разряд в легких инертных газах для решения проблем стабилизации напряжения // ТВТ. 2017. Т. 55. № 1. С. 24.
3. Mustafaev A., Klimenkov B., Grabovskiy A., Kuznetsov V. Grid Current Control in the Unstable Mode of Plasma Discharge // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1400(7). P. 077024.
4. Мустафаев А.С. Динамика электронных пучков в плазме // ЖТФ. 2001. Т. 46. № 4. С. 111.
5. Sukhomlinov V.S., Matveev R., Mustafaev A.S., Timofeev N.A. Kinetic Theory of Low-voltage Beam Discharge Instability in Rare Gases // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. № 6. P. 062106.
6. Mustafaev A.S. Probe Method for Investigation of Anisotropic EVDF. Electron Kinetics and Applications of Glow Discharges // NATO Int. Sci. Session / Ed. By Kortshagen U., Tsendin L. N.Y.–London: Plenum Press, 1998. V. 367. P. 531.
7. Мустафаев А.С., Страхова А.А. 3D-диагностика функции распределения электронов в плазме // ЗГИ. 2017. Т. 226. С. 462.
8. Мустафаев А.С., Сухомлинов В.С. Функция распределения ионов в плазме собственного газа // Зап. Горн. ин-та. 2016. Т. 222. С. 864.
9. Вольтерра В. Теория функционалов, интегральных и интегродифференциальных уравнений. М.: Наука, 1982. 304 с.
10. Sukhomlinov V.S., Mustafaev A.S., Timofeev N.A. Probe Measurements of the Electron Velocity Distribution Function in Beams: Low-voltage Beam Discharge in Helium // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. P. 143301.
11. Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю. Зондовая диагностика анизотропной функции распределения электронов в плазме // ТВТ. 2012. Т. 50. № 6. С. 841.
12. Ахизер А.И., Файнберг Я.Б. О взаимодействии пучка заряженных частиц с электронной плазмой // ДАН СССР. 1949. Т. 69. № 4. С. 555.
13. Харченко И.Ф., Файнберг Я.Б., Корнилов Е.А. Взаимодействие пучка электронов с плазмой в магнитном поле // ЖТФ. 1961. Т. 31. С. 761.
14. Корнилов Е.А., Ковник О.Ф., Файнберг Я.Б. Механизм образования плазмы при развитии пучковой неустойчивости // ЖТФ. 1965. Т. 35. С. 1378.
15. Гаряинов С.Л., Абезгауз И.Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. М.: Энергия, 1970. 320 с.
16. Захарова В.М., Каган Ю.М. О движении ионов и атомов в плазме // Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970. С. 291.
17. Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю. Способ стабилизации электрических параметров в газоразрядных приборах с отрицательным сопротивлением. Патент РФ № 2498441. Б.И. № 31. 2013.