

01;04;10;12

## Динамика электронных пучков в плазме

© А.С. Мустафаев

Санкт-Петербургский государственный горный институт (технический университет),  
199026 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 16 мая 2000 г.)

Исследованы закономерности релаксации анизотропной функции распределения электронов по импульсам и по энергии в плазме гелиевого низковольтного пучкового разряда. Установлено, что в столкновительной плазме вопреки общепринятым представлениям релаксация интенсивного электронного пучка по энергии может происходить путем возбуждения волн. Измерены значения критического тока, при достижении которого пороговым образом осуществляется смена механизмов релаксации. В результате сравнительного теоретического и экспериментального анализа структуры энергетического спектра электронов интенсивного пучка определена концентрация метастабильно возбужденных атомов гелия. В бесстолкновительной плазме обнаружено явление изотропизации интенсивного пучка электронов при взаимодействии с плазменными колебаниями и оценено сечение электрон-плазменного квазиупругого "соударения". Плазменно-пучковый механизм энергетической релаксации анизотропной функции распределения электронов имеет волновую природу и включается при достижении критического тока. Впервые получен экспериментальный критерий порога энергетической релаксации интенсивного моноэнергетического пучка. Показано, что процесс релаксации происходит в два этапа: этап, изотропизации при слабой релаксации пучка по энергии и последующий этап энергетической релаксации к состоянию с платообразной функцией распределения. Пороговый критерий энергетической релаксации анизотропной функции распределения электронов носит универсальный характер независимо от причин порождающих анизотропию.

### Введение

Настоящая работа посвящена исследованию динамики электронных пучков в плазме низковольтного пучкового разряда (НПР) в гелии. Под НПР подразумевается разряд, в котором функция распределения электронов (ФРЭ) неравновесна и в котором, как правило, присутствуют две интенсивные группы электронов: медленные — тепловые электроны плазмы и быстрые — неравновесные электроны пучка.

К настоящему времени подробно исследован низковольтный разряд в парах щелочных металлов [1]. Показано, что процессы релаксации электронных пучков малой концентрации в плазме такого разряда определяют его физические свойства [2–6]. Механизмы релаксации ФРЭ делятся на две категории: столкновительные и плазменно-пучковые. Первый механизм исследован при достаточно большом давлении нейтрального газа, когда  $l_{ea} \ll d$ . Здесь  $l_{ea} = 1/N_a \sigma_{ea}^t$  — длина свободного пробега электронов пучка,  $d$  — протяженность газоразрядного промежутка,  $N_a$  — концентрация атомов,  $\sigma_{ea}^t$  — соответствующее транспортное сечение. В этих условиях функция распределения  $f(z, \vartheta)$  быстрых электронов близка к сферически симметричной ( $z$  — расстояние от катода). Традиционно считается, что в этом режиме пучок релаксирует в основном на парных столкновениях, а возбуждение волн в зазоре и релаксация на волнах несущественны.

Плазменно-пучковый механизм релаксации изучался в условиях кнудсеновского разряда. В таком разряде  $l_{ea} > d$  и функция распределения  $f(z, \vartheta)$  анизотропна. Релаксация пучка связана с возбуждением ленгмюров-

ских волн [2–4,7], а нагрев тепловых электронов плазмы — со столкновительным затуханием волн, которым передается значительная часть энергии пучка.

Низковольтный пучковый разряд в инертных газах исследован менее детально. Этот тип разряда существенно отличается от пучковых разрядов в парах щелочных металлов [8,9]. Так, для низковольтного разряда в инертных газах с высокими потенциалами возбуждения и ионизации характерно наличие в плазме интенсивного моноэнергетического пучка электронов. Процессы ионизации и переноса тока в таких разрядах осуществляются быстрыми, а не тепловыми электронами, как это обычно происходит в парах щелочных металлов. Другой особенностью среды инертных газов являются весьма малые значения  $\sigma_{ea}^t$  для тепловых электронов плазмы, что приводит к малому декременту столкновительного затухания ленгмюровских волн. Эти обстоятельства определяют процессы формирования и релаксации анизотропной функции распределения электронов по импульсу и по энергии в плазме пучкового разряда в инертных газах.

Закономерности динамики электронных пучков в плазме важны для разработки нового класса приборов плазменной электроники, использующих пучковую плазму: управляемых стабилизаторов широкого назначения [10,11], мощных генераторов электромагнитного излучения, управляемых сеточных ключевых элементов [1,5,12,13], плазмо-химических реакторов [9,14], а также альтернативных источников энергии, способных работать в экстремальных условиях высокого уровня радиации и температуры среды выше 1000 К [15].

Фундаментальные исследования анизотропной функции распределения электронов в плазме НПР инертных

газов показали, что этот тип разряда с успехом может быть использован в качестве универсальной модели при-электродной низкотемпературной плазмы [6,16].

## Техника и методика эксперимента

Эксперименты проводились в приборе с плоскими электродами круглого сечения [17]. Катодом служила пористая вольфрамовая таблетка, пропитанная алюминатом бария-кальция, толщиной 0.15 см. Температура катода измерялась W-Re микротермопарами и регулировалась системой стабилизации в диапазоне 1000–1800 К с точностью  $\pm 10^\circ$ . Конструкция разрядного промежутка обеспечивала аксиальную симметрию на оси прибора: боковая граница плазмы создавалась в виде проводящего цилиндра диаметром 1.1 см, находящегося под потенциалом катода. Межэлектродное расстояние изменялось от 0.1 до 2 см. Термическая и вакуумная подготовка прибора обеспечили остаточное разрежение  $10^{-9}$  Торр. Давление химически чистого гелия регулировалось игольчатым натекателем в диапазоне  $10^{-1}$ – $10^1$  Торр.

Для измерения функции распределения электронов через боковую границу в плазму вводились плоские односторонние зонды из танталовой фольги толщиной  $30 \mu\text{m}$  в виде круга диаметром 0.05 см. К зонду приваривался танталовый провод диаметром 0.02 см. Все токопроводящие элементы и одна сторона зонда защищались изоляционным алундовым покрытием. Зонд монтировался на трех координатной микрометрической системе, обеспечивающей его перемещение в межэлектродном промежутке с точностью  $\pm 0.1$  мм. Ориентация зонда относительно оси плазменного промежутка осуществлялась в угловом интервале  $0$ – $180^\circ$  с точностью  $\pm 1^\circ$ . Точность начальной установки не хуже  $\pm 30'$ . Координаты плоскости зонда и его ориентация контролировались окуляр-микрометром.

Измерение лежандровых коэффициентов  $f_j$  и реконструкция полной функции распределения электронов осуществлялись методом плоского одностороннего зонда [18,19]. Метод основан на измерении плоским односторонним зондом величины второй производной зондового тока по потенциалу  $I_U''$  при различных его угловых ориентациях в плазме. Связь ФРЭ  $f(eU, \alpha)$  с величиной  $I_U''$  задается соотношением

$$I_U''(eU, \cos \Theta_m) = \frac{2\pi e^3 S}{m^2} \left[ f(eU, \alpha) - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{eU}^{\infty} \frac{\partial f(\varepsilon, \Theta_m)}{\partial(eU)} d\varepsilon \right], \quad (1)$$

где

$$\cos \Theta_m = \sqrt{\frac{eU}{\varepsilon}} \cos \alpha + \sqrt{1 - \frac{eU}{\varepsilon}} \cos \varphi \sin \alpha;$$

$\Theta$  — угол между вектором скорости электронов и полярной осью  $z$ , направленной вдоль оси симметрии разряда

от катода к аноду;  $\varepsilon$ ,  $e$  и  $m$  — энергия, заряд и масса электрона;  $\alpha$  — угол между нормалью к непроводящей поверхности зонда и осью разряда;  $U$  — задерживающий потенциал зонда относительно плазмы;  $S$  — площадь токопроводящей поверхности зонда.

Построение полярных диаграмм направленного движения электронов различных энергий и анализ пространственной релаксации  $I_U''$  позволили отдельно изучать процессы релаксации направления импульса и энергии электронов пучка.

$I_U''$  регистрировались методом двойной модуляции потенциала зонда дифференцирующим сигналом вида

$$U = U_0(1 + \cos \omega_1 t) \cos \omega_2 t. \quad (2)$$

Учет влияния колебаний, аппаратных искажений и выбор оптимальной амплитуды  $U_0$  производились по методу [18]. Задавались значения  $U_0 = 0.1$  В,  $\omega_1 = 10^3$  Hz,  $\omega_2 = 10^5$  Hz. Потенциал плазмы определялся по нулю второй производной, а анизотропная часть ФРЭ  $f_0(\vartheta)$  и концентрация электронов  $n$  — по формулам

$$f_0(eU) = \frac{m^2}{4\pi e^3 S} \int_{-1}^1 I_U''(eU, \cos \Theta) d \cos \Theta,$$

$$n = 4\pi \int_0^\infty \vartheta^2 f_0(\vartheta) d\vartheta. \quad (3)$$

Здесь  $\vartheta = (2eU/m)^{1/2}$ . Погрешности метода регистрации  $I_U''$  детально проанализированы в [19] и в значительной мере определяются нестабильностью разрядных условий. Специальная технологическая подготовка экспериментального прибора и методика оптимизации режимов разряда обеспечили отношение сигнал/шум порядка 200 и уровень стабильности параметров  $\pm 5\%$ .

## Столкновительный механизм релаксации ФРЭ (ток меньше критического)

Рассмотрим вначале результаты исследований функции распределения электронов в столкновительной плазме НПР ( $l_{ea} \ll d$ ) для малых разрядных токов, при которых несущественны волновые процессы и релаксация пучка электронов осуществляется преимущественно за счет парных соударений.

1) Структура и основные параметры плазмы НПР. Прежде всего отметим, что наличие электродов приводит к делению газоразрядного промежутка на области пространственного заряда вблизи анода и катода и протяженную область квазинейтральной плазмы между ними. При протекании тока  $j$  приэлектродная область пространственного заряда образует так называемый ленгмюровский слой, протяженность которого  $L_0$

определяется соотношением

$$L_0 \approx L_D \left( \frac{e\varphi_0}{T_e} \right)^{3/4}, \quad (4)$$

где

$$L_D = \left( \frac{T_e}{4\pi n e^2} \right)^{1/2}$$

— длина дебаевского слоя экранирования,  $T_e$  — температура плазмы,  $n$  — концентрация электронов,  $\varphi_0$  — падение напряжения в слое.

Изменения потенциала в области квазинейтральной плазмы невелики ( $\Delta\varphi \approx T_e/e \ll \varphi_0$ ). При этом слабовыраженный минимум потенциала в этой области ограничен двумя потенциальными барьерами у катода  $\varphi_k$  и у анода  $\varphi_a$ . В исследованном диапазоне параметров плазмы  $p_{\text{He}} \approx 10^{-1} - 5 \text{ Torr}$ , межэлектродном зазоре  $d \approx 1 \text{ cm}$  и при температуре катода  $T_k \approx 0.1 \text{ eV}$  приэлектродные падения потенциалов равны  $\varphi_k \approx 25 - 30 \text{ V}$  и  $\varphi_a \approx 1 - 2 \text{ V}$ .

Типичное распределение потенциала в плазме НПП в гелии приведено на рис. 1, *a*. В широком диапазоне изменения параметров реализуется характерная для слабоионизованной плазмы ситуация, когда столкновения заряженных частиц происходят только в области квазинейтральной плазмы  $L_0 \ll l_{ea}$ . Вид измеренных  $I_U''$  показывает [20], что в плазме присутствуют две интенсивные группы электронов: медленные с энергией  $\langle \varepsilon_l \rangle \approx 1 - 2 \text{ eV}$  и быстрые с энергией  $\langle \varepsilon_0 \rangle \approx 30 \text{ eV}$ . Пучок формируется в результате ускорения электронов на прикатодном падении потенциала. Начальный разброс электронов по энергии мал  $\Delta\varepsilon_0 \ll \varepsilon_0$  и пучок можно считать моноэнергетичным. При этом быстрые электроны релаксируют по направлениям импульса (изотропизируются) уже на расстояниях  $z \approx l_{ea}$  вследствие упругого

рассеяния на атомах. Специфика НПП в инертных газах заключается в том, что релаксация пучка по энергии на парных соударениях с тепловыми электронами и атомами незначительна и в исследованных режимах соответствующие длины релаксации  $L_e^{ea} \gg d$  и  $L_e^{ee} \gg d$  [20]. Так что пучок определяет свойства плазмы разряда на большей части газоразрядного промежутка. Плотность тока  $j_0$  быстрых электронов обусловлена их диффузией к аноду  $j_0(z) = -eD_0(dn_0/dz)$ , где  $n_0$  — концентрация быстрых электронов. Так как величина прианодного потенциального барьера  $\varphi_a$  мала по сравнению с энергией пучковых электронов ( $(e\varphi_a)/\varepsilon_0 \ll 1$ ,  $\varepsilon_0 = e\varphi_k$ ), то они беспрепятственно достигают поверхности анода.

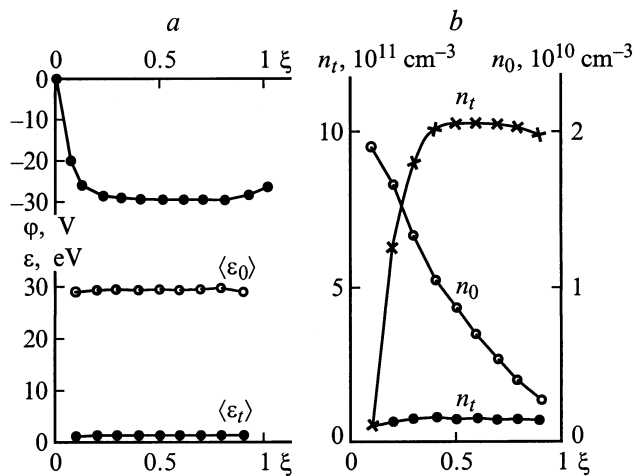
Появление группы тепловых электронов связано с неупругими процессами возбуждения и ионизации атомов гелия. Поскольку соответствующие потенциалы для гелия весьма велики ( $E_{\text{ion}} \approx 24.6 \text{ eV}$ ,  $E_m \approx 19.8 \text{ eV}$  — энергия возбуждения нижнего метастабильного состояния  $\text{He}(2^3S_1)$ ), то процессы ионизации и возбуждения обеспечиваются только группой быстрых электронов. Перенос тока в зазоре в значительной степени осуществляется также быстрыми электронами. Плотность полного электронного тока равна сумме плотностей токов быстрых  $j_0$  и тепловых электронов  $j_l$ . Прианодный барьер ограничивает ток тепловых электронов на анод так, что  $j_l(d) + j_0(d) = j_s$ , где  $j_s$  — ток эмиссии катода,

$$j_l(d) = 0.25en_l(d) \left( \frac{8T_e}{\pi m} \right)^{1/2} \times \exp \left( -\frac{e\varphi_a}{T_e} \right) \left[ 1 - \psi_0 \left( \frac{e\varphi_a}{T_e} \right) \right]^{-1},$$

$$\psi_0(y) = 0.5 \left[ (1+y)^{-y} - \sqrt{\pi} y^{3/2} (1 - \text{erf} \sqrt{y}) \right] [1].$$

Характерные пространственные распределения концентрации быстрых  $n_0$  и медленных  $n_l$  электронов представлены на рис. 1, *b*. Видно, что при плотности тока  $j_s \approx 0.8 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$  плазма заметно неоднородна по концентрации: возникающий в прикатодной области градиент концентрации  $dn_l/dz$  связан с амбиполярной диффузией рождающихся ионов на катод. Поскольку скорость генерации ионов примерно пропорциональна току пучка, то при малых значениях тока ( $j_s \approx 0.1 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) неоднородность плазмы по концентрации уже несущественна.

Все перечисленные особенности НПП в инертных газах вызваны наличием интенсивного моноэнергетичного пучка, поэтому далее основное внимание уделено именно этой группе электронов. Отметим, что вблизи катода практически всегда наблюдается структура в спектре быстрых электронов, вызванная неупругими процессами в плазме. Детальные измерения ФРЭ пучка в этой области позволили исследовать влияние неупругих процессов на формирование функции распределения электронов и определить концентрацию метастабильных возбужденных атомов гелия в состоянии  $2^3S_1$ .

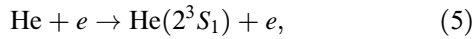


**Рис. 1.** Аксиальное распределение параметров плазмы гелиевого НПП.  $p_{\text{He}} = 2 \text{ Torr}$ ,  $d = 1.2 \text{ cm}$ ,  $T_c = 0.1 \text{ eV}$ ,  $j_s (\text{A} \cdot \text{cm}^{-2})$ :  $\bullet$  — 0.14,  $\times$  — 0.84, *a* — потенциал  $\varphi$ , средние энергии медленных  $\langle \varepsilon_l \rangle$  и быстрых  $\langle \varepsilon_0 \rangle$  электронов; *b* — концентрации медленных  $n_l$  и быстрых  $n_0$  электронов.

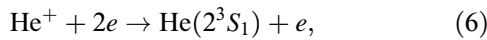
Остановимся подробнее на процессах рождения быстрых электронов в плазме гелиевого низковольтного пучкового разряда.

2) Элементарные процессы с участием метастабильных атомов гелия. В кинетике низкотемпературной плазмы гелиевого НПР особое место принадлежит реакциям с участием метастабильных атомов гелия в состоянии ( $2^3S_1$ ) [21]. Расчет скоростей соответствующих реакций выполнен для функции распределения электронов, измеренной в режиме  $P_{He} = 1 \text{ Torr}$  и  $j_s = 0.3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Процессы рождения и гибели метастабильных состояний атома гелия представлены ниже.

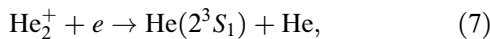
Рождение: прямое возбуждение электронным ударом [22]



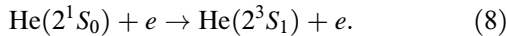
столкновительно-радиационная рекомбинация [23]



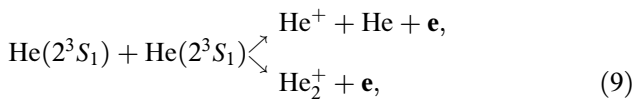
диссоциативная рекомбинация [23]



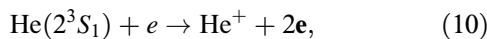
реакция Фелпса [24]



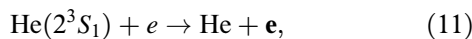
Гибель: пеннинговская и ассоциативная ионизация [25]



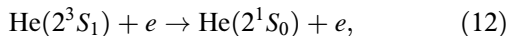
ступенчатая ионизация электронным ударом [26]



удары второго рода [26]



триплет-синглетное перемешивание [24]



диффузия на стенки [17].

В табл. 1 представлены рассчитанные коэффициенты скоростей соответствующих процессов. Видно, что в рассматриваемом режиме атомы  $\text{He}(2^3S_1)$  образуются в основном за счет возбуждения прямым электронным ударом из основного состояния, а гибнут преимущественно в результате ступенчатой ионизации и парных взаимодействий с образованием быстрых электронов. Анализ стационарного уравнения диффузии в предположении, что пространственное распределение метастабильных атомов в плазме разряда следует за распределением концентрации быстрых электронов, выявил доминирующую роль процессов диффузии в гибели метастабильных атомов. Оценка концентрации метастабильных атомов

**Таблица 1.** Коэффициенты скорости различных процессов, ведущих к изменению концентрации метастабильных атомов гелия

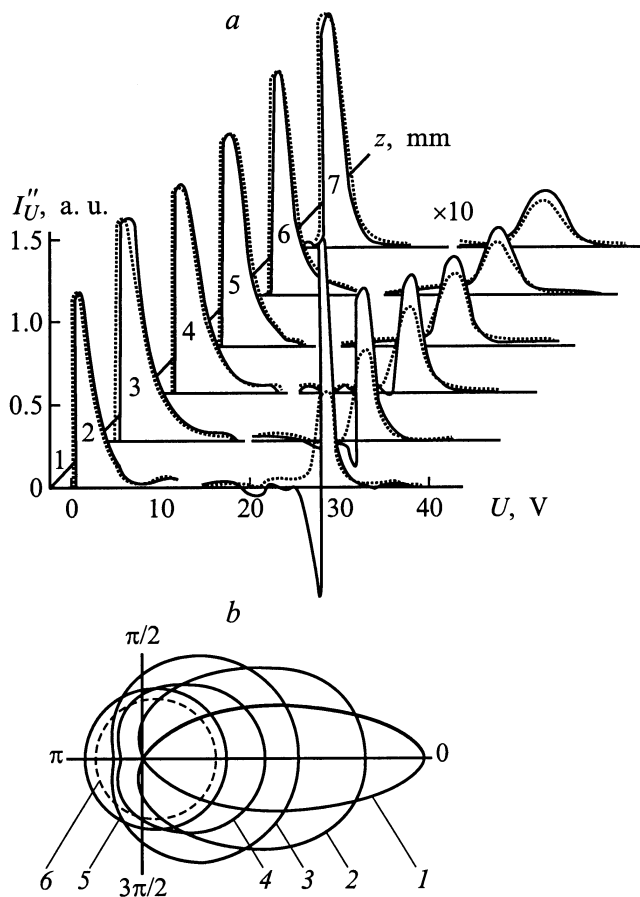
Процессы	$\Gamma \cdot 10^{17}, \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$
(5)	6
(6)	0.01
(7)	0.001
(8)	$0.5 \cdot 10^{-14} N_m$
(9)	$1.8 \cdot 10^{-25} N_m^2$
(10)	$0.8 \cdot 10^{-13} N_m$
(11)	$0.02 \cdot 10^{-13} N_m$
(12)	$0.8 \cdot 10^{-13} N_m$

$\text{He}(2^3S_1)$  на оси разряда дает величину  $N_m \approx 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . В столкновительной плазме гелиевого НПР при токах ниже критического, вклад ступенчатых процессов в ионизацию составляет примерно 40% от полного потока ионизации [17].

Таким образом, в рассматриваемых условиях метастабильные атомы  $\text{He}2^3S_1$  играют важную роль в кинетике и формировании ионного состава плазмы пучкового разряда, а элементарные процессы (9)–(11) должны приводить к появлению в энергетическом спектре групп электронов с энергиями:  $\varepsilon \approx (14-17) \text{ eV}$  (9),  $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_0 - \Delta\varepsilon$  (10), где  $\Delta\varepsilon = E_{\text{ion}} - E_m \approx 4.8 \text{ eV}$  и  $\varepsilon_2 \approx (20-21) \text{ eV}$  (11).

3) Пространственная релаксация электронного пучка. Остановимся подробнее на результатах экспериментального исследования функции распределения электронов в столкновительной плазме НПР и анализе механизмов релаксации пучка при малой плотности разрядного тока.

На рис. 2, а представлены результаты пространственной релаксации  $I_U''$  для двух ориентаций плоского зонда (сплошные кривые — собирающая поверхность обращена к катоду, пунктир — к аноду). Значения  $I_U''$  для тепловых электронов уменьшены в 10 раз. Приведенные данные типичны для малых токов, когда пучок релаксирует только на парных столкновениях с тепловыми электронами и атомами плазмы. Видно, что на расстояниях  $z < 3 \text{ mm}$  постепенно исчезают отрицательные значения  $I_U''$  и кривые для различных ориентаций зонда, начиная с  $z > 3 \text{ mm}$ , практически совпадают. То, что это свидетельствует об изотропизации функции распределения электронов, убедительно доказывают полярные диаграммы направленного движения электронов пучка для различных  $z$  (рис. 2, б). После изотропизации слабо анизотропный пучок проходит весь зазор, не релаксируя по энергии. При этом быстрые электроны выбывают из пучка за счет неупругих столкновений, а роль упругих электрон-электронных и электрон-атомных столкновений сводится лишь к увеличению дисперсии пучка по энергии и незначительному уменьшению его средней энергии. Характер пространственной релаксации изотропной части ФРЭ катодного пучка  $F_0(\varepsilon, z)$ , ее дисперсии  $\Delta\varepsilon_0$ , а также средней энергии  $\langle \varepsilon_0 \rangle$  проиллюстриро-



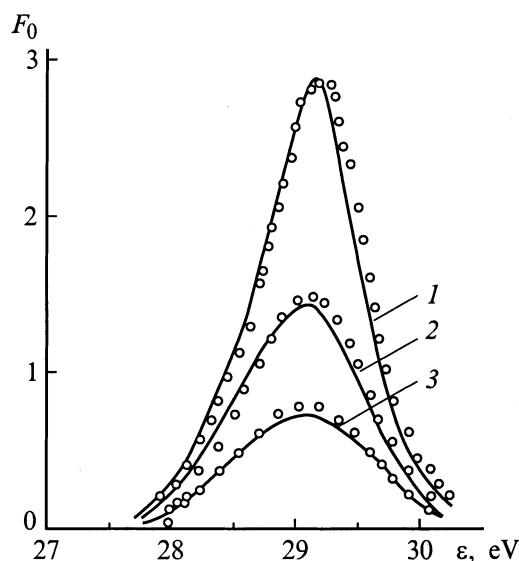
**Рис. 2.** Пространственные зависимости  $I_U''$  (a) и полярные диаграммы направленного движения электронов пучка (b) в столкновительной плазме НПР при разрядном токе ниже критического.  $P_{\text{He}} = 2 \text{ Torr}$ ,  $l_0 = 0.25 \text{ cm}$ ,  $d = 1.2 \text{ cm}$ ,  $T_e = 0.1 \text{ eV}$ ,  $j_s = 0.14 \text{ A cm}^{-2}$ ,  $U_a = 29 \text{ V}$ ,  $z$ , (mm): 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 1.5, 4 — 2, 5 — 3, 6 — 6.

ван рис. 3. Здесь же для сравнения приведены данные теории столкновительной релаксации [27]. Видно, что дисперсия по энергии  $\Delta \epsilon_0$  исходного пучка электронов растет по мере их диффузии к аноду (см. полуширины соответствующих кривых) и хорошо описывается теорией столкновительной релаксации. Средняя энергия  $\langle \epsilon_0 \rangle$  уменьшается медленно. Потери энергии  $\Delta \langle \epsilon_0 \rangle$  при прохождении пучком межэлектродного зазора невелики и составляют величину порядка  $\Delta \langle \epsilon_0 \rangle \approx 0.3 \text{ eV}$ .

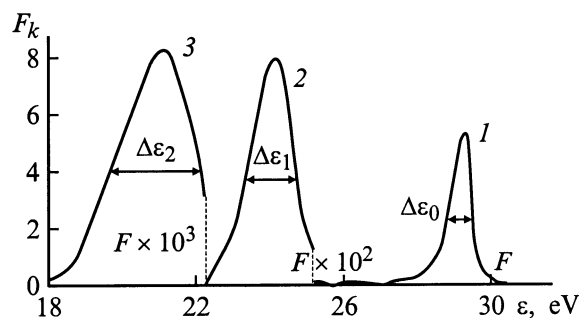
Неупругие соударения приводят к заметному уменьшению концентрации пучка вдоль зазора. Ионизация метастабильных атомов  $\text{He}(2^3S_1)$  электронами пучка и их девозбуждение при столкновении с тепловыми электронами приводят к появлению электронов с энергиями  $\epsilon_1 \approx 24.4 \text{ eV}$  и  $\epsilon_2 \approx 20\text{--}21 \text{ eV}$  соответственно. На рис. 4 приведена экспериментальная ФРЭ в прикатодной области разряда для  $z = 0.15d$ . Видно, что в энергетическом спектре быстрых электронов действительно присутствуют соответствующие группы  $F_1$  и  $F_2$ . Пространственная релаксация экспериментальной ФРЭ  $F_1$  и  $F_2$  приведена на

рис. 5, a, b. Видно, что  $F_1$  и  $F_2$  меняются медленнее, чем ФРЭ исходного пучка  $F_0$  (ср. с рис. 3). Дисперсии этих групп электронов  $\Delta \langle \epsilon_1 \rangle$  и  $\Delta \langle \epsilon_2 \rangle$  заметно превышают  $\Delta \langle \epsilon_0 \rangle$ . По-видимому, это связано с тем, что энергии  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  меньше  $\epsilon_0$  и соответственно меньше значения сечений возбуждения атомов электронами этих групп. В свою очередь это приводит к большим диффузионным длинам  $L_{\text{ny}}^{(1)}$  и  $L_{\text{ny}}^{(2)}$  по сравнению с  $L_{\text{ny}}^{(0)}$ . В результате время жизни электронов первичного пучка меньше, чем электронов остальных групп, что и объясняет малость  $\Delta \langle \epsilon_0 \rangle$  по сравнению с  $\Delta \langle \epsilon_1 \rangle$  и  $\Delta \langle \epsilon_2 \rangle$ .

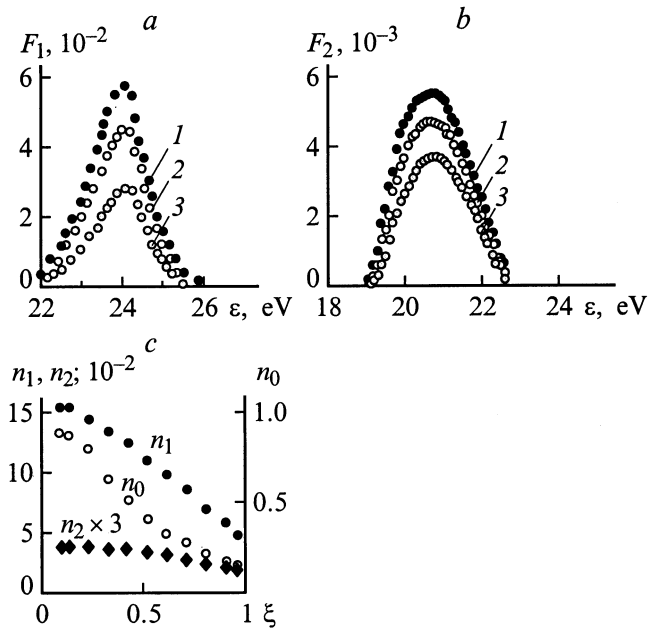
Предлагается способ определения концентрации метастабильно возбужденных атомов гелия  $N_m$  путем сравнения экспериментального и расчетного [27] энергетических спектров быстрых электронов. Действительно, функции  $F_1$  и  $F_2$  пропорциональны  $N_m$ . Поэтому наи-



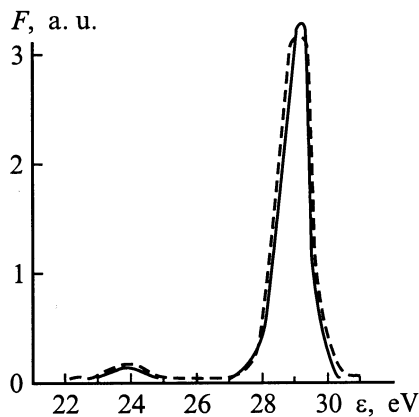
**Рис. 3.** Изотропная функция распределения электронов пучка  $F_0$  в различных точках вдоль оси симметрии разряда  $\xi = z/d$ : 1 — 0.25, 2 — 0.5, 3 — 0.75. Режим разряда:  $P_{\text{He}} = 2 \text{ Torr}$ ,  $d = 1.2 \text{ cm}$ ,  $\epsilon_0 = 29 \text{ eV}$ ,  $T_e = 1.5 \text{ eV}$ ,  $T_a = 0.1 \text{ eV}$ ,  $n_i/N_a = 5 \cdot 10^{-5}$ ,  $N_m = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $j_s = 0.32 \text{ A cm}^{-2}$ , сплошные кривые — теория;  $\circ$  — эксперимент.



**Рис. 4.** Экспериментальная ФРЭ в прикатодной области НПР. Параметры разряда:  $P_{\text{He}} = 2 \text{ Torr}$ ,  $d = 1.2 \text{ cm}$ ,  $\epsilon_0 = 29 \text{ eV}$ ,  $T_e = 1.5 \text{ eV}$ ,  $j_s = 0.1 \text{ A cm}^{-2}$ ; 1 —  $F_0$ , 2 —  $F_1$ , 3 —  $F_2$ .



**Рис. 5.** Аксиальные зависимости экспериментальных функций распределения  $F_k$  и концентраций различных групп быстрых электронов  $n_k$ . Параметры разряда те же, что на рис. 3. *a* — функция распределения группы электронов, возникших в результате ионизации метастабильных атомов  $\text{He}2^3\text{S}_1$ ; *b* — функция распределения группы электронов, возникших в результате ударов второго рода, *c* — концентрации различных групп быстрых электронов  $n_k$ .



**Рис. 6.** Полная функция распределения электронов в области энергий пучка.  $F = F_0 + F_1 + F_2$  в точке  $z = 0.25d$ . Сплошная кривая — теория для  $N_m = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , штриховая — эксперимент, параметры разряда те же, что на рис. 3.

более достоверным значением  $N_m$  в плазме НПР будет то, при котором расчетная ФРЭ  $F = F_0 + F_1 + F_2$  близка к функции распределения электронов, измеренной зондовым методом. На рис. 6 сравниваются экспериментальная и расчетная ФРЭ вблизи энергии  $\epsilon_0$ . Видно, что теория и эксперимент удовлетворительно согласуется

для концентрации метастабильно возбужденных атомов  $N_m = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , которую можно считать искомой.

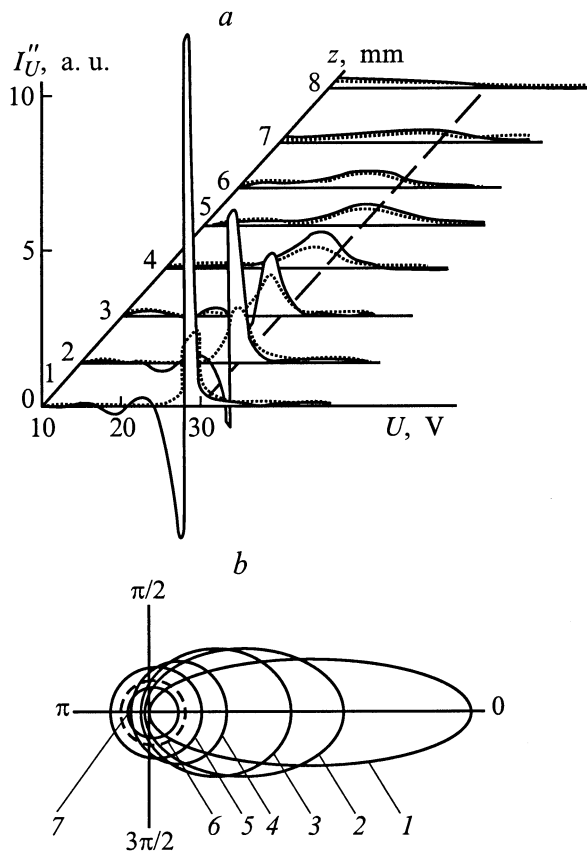
Концентрации различных групп быстрых электронов  $n_0, n_1, n_2$  определены из соотношений (3) путем интегрирования экспериментальной ФРЭ по энергии. Аксиальное распределение концентраций быстрых электронов представлено на рис. 5, *c*. Видно, что  $n_0$  спадает практически по экспоненциальному закону  $n_0(z) \approx \exp(-z/L_{ny}^0)$ . Для остальных групп неупругие столкновения с атомами гелия не приводят к столь быстрому выбыванию электронов из потока. Поэтому приближенно можно считать, что  $n_1(z), n_2(z), F_1(z, \epsilon), F_2(z, \epsilon)$  пропорциональны  $N_m$ . Это в свою очередь делает оценку величины  $N_m$  при сопоставлении соответствующих экспериментальных и расчетных энергетических распределений более надежной. Отметим, что в исследованных режимах разряда отношение концентраций вторичных электронов практически не зависит от  $N_m$  и составляет величину порядка  $n_1/n_2 \approx 10$ .

Таким образом, в столкновительной плазме гелиевого низковольтного пучкового разряда ионизация метастабильных атомов электронами катодного пучка оказывает существенно большее влияние на формирование энергетического спектра, чем удары второго рода.

## Плазменно-пучковый механизм релаксации ФРЭ

1) Столкновительная плазма (ток выше критического). В столкновительной плазме НПР исходная ФРЭ на расстояниях  $z > l_0$  слабоанизотропна. По этой причине при теоретическом рассмотрении релаксации пучка в таких условиях до сих пор пренебрегали эффектом возбуждения волн. Ниже экспериментально показано, что, несмотря на сравнительно слабую анизотропию пучка, при достижении критического тока разряда происходит смена столкновительного механизма энергетической релаксации на более эффективной плазменно-пучковый.

Динамика пространственной релаксации пучка электронов существенно зависит от плотности разрядного тока [28]. На рис. 7, *a, b* представлены аксиальные зависимости  $I''_0$  и полярные диаграммы направленного движения электронов пучка для плотности тока  $j_s^* \approx 0.8 \text{ A/cm}^2$ . Видно, что на расстоянии  $z \approx 3 \text{ mm}$ , как и прежде, происходит процесс изотропизации ФРЭ. Однако уже после этого характер релаксации кардинально отличается от столкновительного (рис. 2): после изотропизации пучок не доходит до анода. На расстоянии  $z \approx 4 \text{ mm}$  начинается заметное увеличение его дисперсии  $\Delta\epsilon$  по энергии, после чего пучок быстро теряет энергию при практически симметричной ФРЭ (рис. 7, *b*) и релаксирует к состоянию с платообразной функцией распределения. На рис. 8 приведена зависимость дисперсии  $\Delta\epsilon$  по энергии изотропной части ФРЭ  $f_0(\epsilon, z)$  от плотности тока разряда  $j_s$  для координаты



**Рис. 7.** Пространственные зависимости  $I_U''$  (a) и полярные диаграммы направленного движения электронов пучка (b) в столкновительной плазме НПР при критическом разрядном токе.  $P_{He} = 2 \text{ Torr}$ ,  $d = 1.2 \text{ cm}$ ,  $l_0 = 0.25 \text{ cm}$ ,  $T_e = 0.1 \text{ eV}$ ,  $j_s = 0.8 \text{ A cm}^{-2}$ ,  $U_a = 29 \text{ V}$ ,  $z, \text{ mm}$ : 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4, 5 — 6, 6 — 6, 7 — 8.

зонда  $z = 0.75d$ . Здесь отчетливо видна критическая плотность тока разряда  $j_s^* = 0.8 \text{ A/cm}^2$ , при достижении которой начинается быстрое расплывание (а вместе с этим и торможение) пучка по энергии. Теоретическое значение критической плотности тока, рассчитанное [27] для концентрации тепловых электронов  $n_t \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $P_{He} = 2 \text{ Torr}$ ,  $\varepsilon_0 = 30 \text{ eV}$ ,  $T_e = 1 \text{ eV}$ , составляет величину  $j_0^* \approx 0.79 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Судя по совпадению расчетного и экспериментального значений критического тока, именно квазилинейная релаксация пучка на возбуждаемых им ленгмюровских волнах ответственна за смену механизмов релаксации.

При  $j_0 > j_0^*$  пороговым образом включается более эффективный плазменно-пучковый механизм энергетической релаксации. Это, по-видимому, связано с тем, что интенсивность ленгмюровских колебаний при превышении критического тока резко нарастает. А так как их энергия черпается из энергии пучка, то одновременно начинается и эффективная энергетическая релаксация функции распределения быстрых электронов.

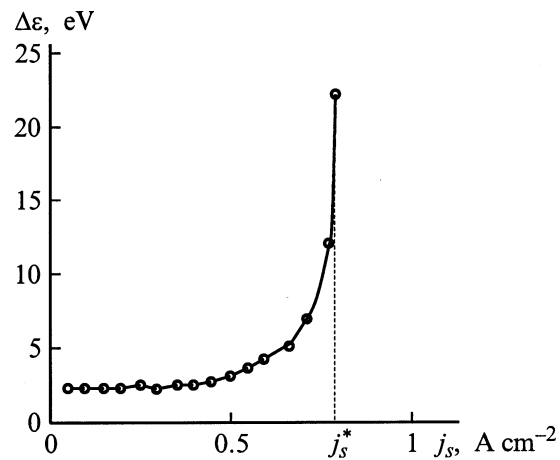
Анализ механизмов нагрева тепловых электронов в столкновительном режиме НПР [29] показал, что даже в момент достижения критического тока нагрев тепловых электронов за счет парных кулоновских столкновений все еще преобладает над нагревом плазмы за счет столкновительного затухания волн.

2) Бесстолкновительная плазма. В бесстолкновительной плазме разряда пучок электронов не релаксирует на парных столкновениях ни по импульсу, ни по энергии. В этих условиях ФРЭ обладает сильной анизотропией и неустойчива по отношению к возбуждению колебаний плазмы [30–32]. Процесс развития неустойчивости носит пороговый характер: нарастание интенсивности колебаний плазмы происходит лишь при превышении некоторого критического значения тока. До настоящего времени теоретический анализ инкрементов, критического тока и динамики релаксации ФРЭ проводился только для пучков малой плотности  $n_0 \ll n_t$  с дисперсией по скоростям удовлетворяющей условию

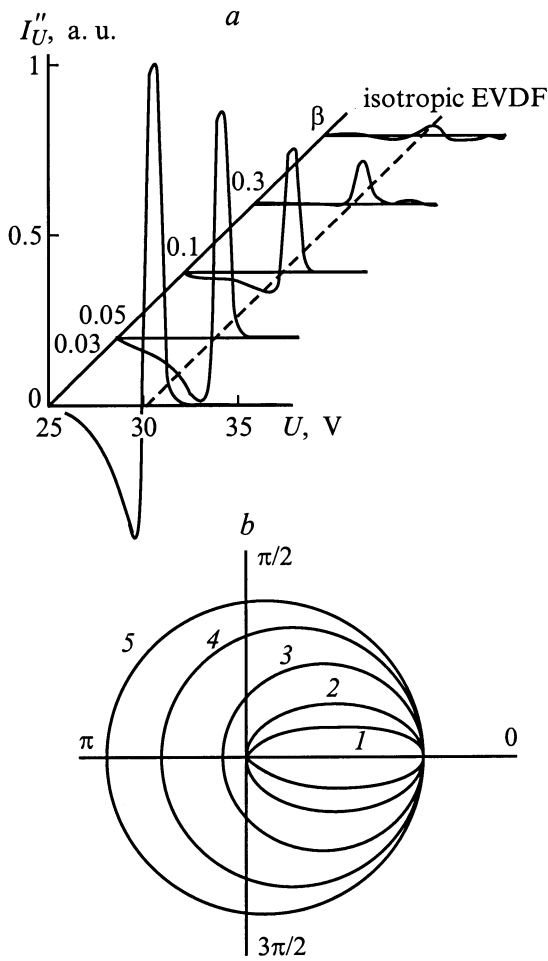
$$(\Delta\vartheta_0/\vartheta) \geq (n_0/n_t)^{1/3} \quad [33, 34]. \quad (13)$$

В бесстолкновительной плазме гелиевого пучкового разряда концентрация быстрых электронов, как правило, одного порядка с концентрацией медленных  $n_0 \leq n_t$ , а дисперсия удовлетворяет обратному условию  $(\Delta\vartheta_0/\vartheta_0) \ll (n_0/n_t)^{1/3}$ , так что выполняется критерий интенсивного моноэнергетичного пучка [32], для которого неприменимы закономерности квазилинейной теории [33–34]. Этим, по-видимому, объясняется практическое отсутствие подобных работ и то, что основные результаты исследований анизотропной функции распределения электронов в бесстолкновительной плазме получены экспериментально [8,20,35–38].

Как нетрудно видеть из (1), для изотропной функции распределения величина  $I_U''$  не должна зависеть от ориентации плоского зонда в плазме. Для анизотропной ФРЭ у  $I_U''$  появляются отрицательные значения. На рис. 9, a, b



**Рис. 8.** Зависимость дисперсии электронов пучка по энергии  $\Delta\varepsilon$  от плотности разрядного тока  $j_s$  в точке  $z = 0.75d$ . Параметры разряда те же, что на рис. 7.



**Рис. 9.** Зависимость  $I_U''$  (a) и полярных диаграмм направленного движения электронов (b) от степени анизотропии  $\beta$  для модельной ФРЭ.  $\beta$ : 1 — 0.1, 2 — 0.3, 3 — 1, 4 — 3, 5 — 10.

представлена трансформация расчетных  $I_U''(\alpha = 0)$  согласно (1) и полярных диаграмм направленного движения электронов с изменением степени анизотропии модельной ФРЭ. Здесь в качестве модельной взята функция распределения, описывающая пучок быстрых электронов в максвелловской плазме,

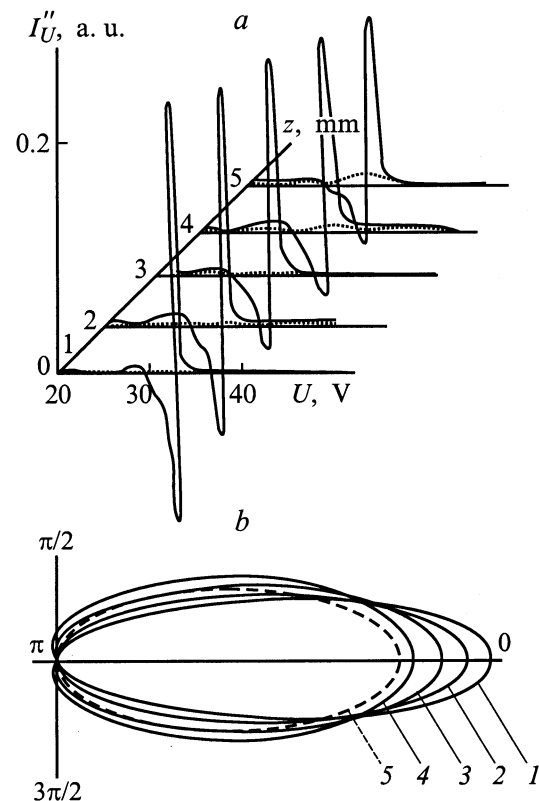
$$f(\varepsilon, \Theta) = n_t \left( \frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} \left[ \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T}\right) + \gamma_1 \times \exp\left\{ -\left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\gamma_2} \right)^2 + \frac{\cos \Theta - 1}{\beta} \right\} \right], \quad (14)$$

где характеристики пучка быстрых электронов определяют параметры:  $\beta$  — степень анизотропии,  $\varepsilon_0$  — среднюю энергию,  $\gamma_2$  — характерную полуширину в пространстве энергий и  $\gamma_1$  — концентрацию.

Сравнительный анализ  $I_U''$  и полярных диаграмм показывает, что в процессе изотропизации ФРЭ исчезают отрицательные участки на кривых  $I_U''$  и уменьшаются ее

амплитудные значения при неизменной величине средней энергии пучка.

Рассмотрим теперь в бесстолкновительной плазме экспериментальные результаты (рис. 10, a, b) аксиальных зависимостей  $I_U''$  и полярных диаграмм направленного движения электронов для плотности разрядного тока ниже критической. Сплошные кривые ( $\alpha = 0$ ) соответствуют токопринимающей поверхности плоского зонда обращенной к катоду, пунктир ( $\alpha = \pi$ ) — к аноду. Видно, что для  $\alpha = 0$  кривые  $I_U''$  обладают значительными по амплитуде отрицательными значениями на протяжении всего газоразрядного промежутка. При этом вид полярных диаграмм свидетельствует о наличии сильной анизотропии ФРЭ и об отсутствии существенной релаксации пучка в плазме разряда. С увеличением разрядного тока при некотором значении  $I''$  пороговым образом включаются механизмы релаксации пучка. Соответствующий режим для  $I'' = 0.5$  А представлен на рис. 11, a, b. Видно, что по мере удаления от катода ( $0 < z < 2$  мм) отрицательные значения  $I_U''(\alpha = 0)$  уменьшаются по абсолютной величине вплоть до полного исчезновения, а средняя энергия электронов пучка и его дисперсия меняются незначительно. Сравнение с полярными диа-



**Рис. 10.** Аксиальные зависимости  $I_U''$  (a) и полярные диаграммы направленного движения электронов пучка (b) в бесстолкновительной плазме НПР при разрядном токе ниже критического.  $P_{He} = 0.5$  Торг,  $l_0 = 1$  см,  $d = 0.6$  см,  $j_s = 0.1$  А см<sup>-2</sup>,  $n_0 = 6.7 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>,  $n_0 = 9 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>.  $z$ , мм: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4, 5 — 5.



Таблица 2.

$P_{He}, \text{Torr}$	$n_i, \text{cm}^{-3}$	$n_0, \text{cm}^{-3}$	$I_s, \text{A}$	$I^*, \text{A}$	$I_{hd}, \text{A}$	$l_0, \text{cm}$	$l_i, \text{cm}$	$l_\varepsilon, \text{cm}$	$n_i \varepsilon_i, \text{erg} \cdot \text{cm}^{-3}$	$n_0 \varepsilon_0, \text{erg} \cdot \text{cm}^{-3}$	$W, \text{erg} \cdot \text{cm}^{-3}$	$\sigma_{e-pl}, \text{cm}^{-2}$	$l_0/\lambda$
0.9	$6.6 \cdot 10^{10}$	$5.8 \cdot 10^9$	0.16		0.059		*	—	0.11	0.23	—	—	4.4
	$9.2 \cdot 10^{10}$	$7.3 \cdot 10^9$	0.2	0.18	0.076	0.56	0.4	0.2	0.15	0.3	0.12	$4 \cdot 10^{-16}$	5.1
	$1.7 \cdot 10^{11}$	$1.0 \cdot 10^{10}$	0.3		0.12		0.3	0.1	0.27	0.4	0.34	$2 \cdot 10^{-16}$	7
0.6	$4.6 \cdot 10^{10}$	$3.4 \cdot 10^9$	0.08		0.037		—	—	0.074	0.16	—	—	4.6
	$5.3 \cdot 10^{10}$	$5.0 \cdot 10^9$	0.1	0.09	0.049	0.83	0.6	0.1	0.085	0.24	0.057	$4 \cdot 10^{-16}$	5.5
	$2.8 \cdot 10^{11}$	$4.0 \cdot 10^{10}$	0.8		0.35		0.27	0.03	0.44	1.9	0.71	$2 \cdot 10^{-16}$	12
0.5	$6.7 \cdot 10^{10}$	$9 \cdot 10^9$	0.1		0.015		—	—	0.074	0.43	—	—	4.9
	$3 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^{10}$	0.5	0.25	0.57	1.0	0.2	0.1	0.48	2.4	1.2	$1 \cdot 10^{-16}$	15.1

\* Релаксация на колебаниях отсутствует.

граммами рис. 11, *b* указывает на то, что в бесстолкновительной плазме, пронизываемой интенсивным пучком, первоначально протекает процесс релаксации направления импульса. При последующем удалении зонда от катода наблюдается резкая энергетическая релаксация

слабоанизотропной ФРЭ и пучок не доходит до анода. Кривые  $I_U$  практически не зависят от ориентации зонда и трансформируются к платообразному виду. Совместный анализ вида  $I_U''$  и полярных диаграмм показывает, что при  $I > I''$  и  $z < 2 \text{ mm}$ , несмотря на отсутствие парных столкновений, протекает процесс изотропизации пучковых электронов при незначительных потерях энергии ( $\varepsilon < 2 \text{ eV}$ ), а затем уже энергетическая релаксация слабоанизотропного пучка  $2 < z < 3 \text{ mm}$ . Отметим, что протяженность этапа изотропизации  $l_i$  интенсивного пучка электронов в бесстолкновительной плазме превышает длину последующего этапа энергетической релаксации  $l_\varepsilon$ . Поскольку указанные процессы происходят на расстояниях, меньших длины пробега электронов  $l_0$ , то объяснить их можно только взаимодействием пучка электронов с колебаниями плазмы.

Оценим объемную плотность энергии колебаний  $W$ , необходимую для осуществления изотропизации моноэнергетичного пучка электронов на наблюдаемой в бесстолкновительной плазме длине, и величину эффективного сечения электрон-плазменного "взаимодействия"  $\sigma_{e-pl}$ . Будем считать, что взаимодействие электронов с волнами сходно с квазиупругими соударениями частиц и все плазмоны обладают одинаковой энергией  $\hbar\omega_0$ . Для этого воспользуемся связью между эффективной частотой соударений  $\nu_{\text{eff}} = \vartheta_0/l_i$  и плотностью энергии  $W$  при изотропно распределенных колебаниях [30]

$$\nu_{\text{eff}} = \frac{\pi \omega_0 \vartheta_{ph}}{4 \vartheta_0 n_i m \vartheta_0^2} W, \quad (15)$$

где  $\omega_0 = \sqrt{(4\pi n_i e^2)/m}$ ,  $\vartheta_0 = \sqrt{2\varepsilon_0/m}$ ,  $\vartheta_{ph}$  — фазовая скорость волн.

Полагаем  $\vartheta_{ph} \approx \vartheta_0$ . Результаты расчетов  $\sigma_{e-pl} = \hbar\omega_0/Wl_i$  и  $W$  приведены в табл. 2. Видно, что для  $p_{He} = 0.5 \text{ Torr}$  плотность энергии колебаний  $W \approx 1.2 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$  (ср.  $n_i \varepsilon_i \approx 0.5 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$  и  $n_0 \varepsilon_0 \approx 2.4 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$ ) и эффективное сечение электрон-плазменного "взаимодействия" равно  $\sigma_{e-pl} \approx 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$ .

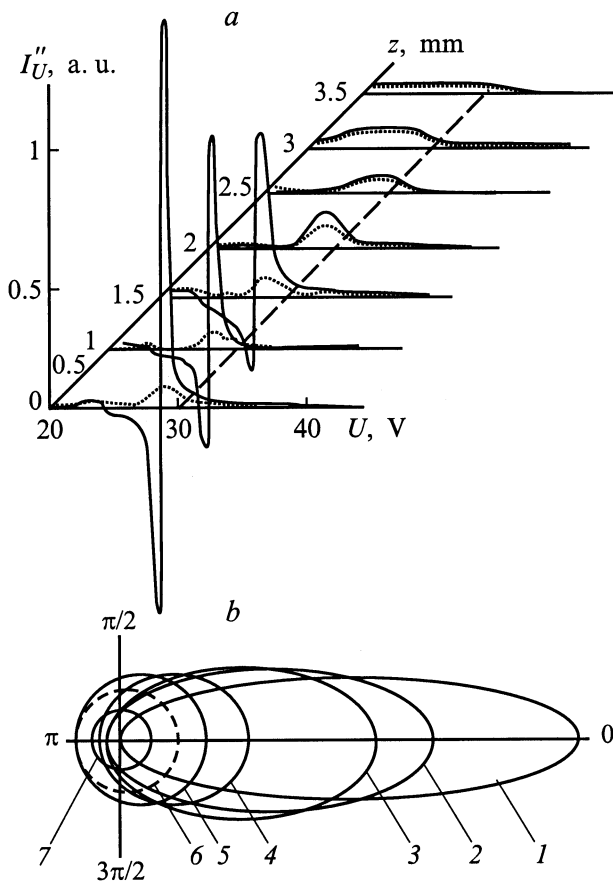
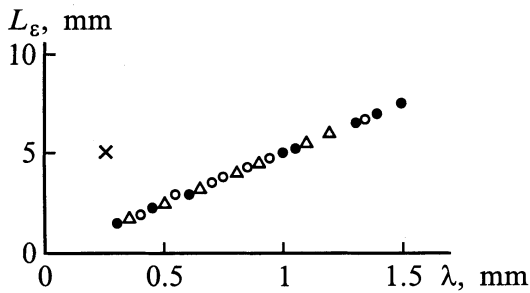


Рис. 11. Аксиальные зависимости  $I_U''$  (*a*) и полярные диаграммы направленного движения электронов пучка (*b*) в бесстолкновительной плазме НПР при разрядном токе выше критического.  $P_{He} = 0.5 \text{ Torr}$ ,  $l_0 = 1 \text{ cm}$ ,  $d = 0.6 \text{ cm}$ ,  $j_s = 0.5 \text{ A cm}^{-2}$ ,  $n_i = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_0 = 6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .  $z, \text{ mm}$ : 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 1.5, 4 — 2, 5 — 2.5, 6 — 3, 7 — 3.5.



**Рис. 12.** Зависимость полной длины энергетической релаксации ФРЭ  $L_\varepsilon = l_i + l_\varepsilon$  от длины ленгмюровской волны  $\lambda$  в плазме НПР.  $P_{\text{He}}, \text{ Torr}$ : ● — 0.25, ○ — 0.5, △ — 1, × — 2.5. В режиме × релаксация пучка на волнах сменяется релаксацией на парных столкновениях и  $L_\varepsilon$  резко возрастает.

В табл. 2 сравниваются значения порогового тока развития гидродинамической неустойчивости [30]  $I_{hd}$  и экспериментальные значения критического тока  $I^*$ . Отдельно приведены длины изотропизации  $l_i$  (аналог гидродинамической стадии [32]) и последующей релаксации пучка по энергии к состоянию с платообразной ФРЭ  $l_\varepsilon$  (аналог кинетической стадии), а также значения плотностей энергии тепловых  $n_i \varepsilon_i$  и быстрых  $n_0 \varepsilon_0$  электронов для различных режимов разряда. Видно, что возрастание тока при постоянном давлении гелия приводит к росту концентрации тепловых электронов плазмы  $n_i$ , уменьшению  $\lambda = \frac{2\pi \vartheta_0}{\omega_0}$  и возрастанию параметра  $l_0/\lambda$ . Из сравнения экспериментальных данных следует, что критический режим плазменно-пучковой релаксации ФРЭ возникает только тогда, когда на длине свободного пробега электронов укладывается более пяти длин ленгмюровских волн  $\lambda$ . Таким образом, соотношение  $l_0/\lambda \geq 5$  может служить пороговым критерием энергетической релаксации пучка в бесстолкновительной плазме.

На рис. 12 представлена зависимость полной длины энергетической релаксации пучка  $L_\varepsilon = l_i + l_\varepsilon$  от длины ленгмюровской волны  $\lambda$ . Видно, что в широком диапазоне параметров величина  $L_\varepsilon$  хорошо аппроксимируется линейной зависимостью  $L_\varepsilon \approx 5\lambda$ . Если длина разрядного промежутка  $d < L_\varepsilon \approx 5\lambda$ , то релаксация пучка по энергии отсутствует.

Полученный результат был многократно подтвержден при исследовании плазменных объектов с различной природой анизотропии ФРЭ, в частности кинетической неустойчивости распадающейся низкотемпературной плазмы [39], при этом установленный нами пороговый критерий релаксации ФРЭ представлен в следующем виде:  $n_i \geq 1.7 \cdot 10^8 \varepsilon_0 \sigma_{ea}^t N_A^2$ . Таким образом, установленный экспериментальный критерий энергетической релаксации анизотропной функции распределения электронов носит универсальный характер независимо от причин порождающих анизотропию.

## Заключение

В работе зондовым методом исследована динамика релаксации анизотропной функции распределения электронов по импульсам и энергии.

Впервые обнаружено, что в столкновительной плазме релаксация интенсивного электронного пучка по энергии может происходить путем возбуждения волн. Измерены значения критического тока, при достижении которого пороговым образом осуществляется смена механизмов релаксации. Исследована роль метастабильных атомов гелия в формировании функции распределения быстрых электронов и определена концентрация метастабилей.

В бесстолкновительной плазме обнаружено явление изотропизации пучка электронов при взаимодействии с плазменными колебаниями и оценено сечение электрон-плазмонного квазиупругого "соударения". Механизмы релаксации интенсивного моноэнергетичного пучка имеют волновую природу и включаются при достижении критического тока. Установлено, что процесс энергетической релаксации пучка происходит на расстоянии  $L_\varepsilon \approx 5\lambda$  и осуществляется в два этапа: этап изотропизации  $l_i$  при слабой релаксации по энергии и этап энергетической релаксации  $l_\varepsilon$  к состоянию с платообразной ФРЭ.

Полученный экспериментально пороговый критерий энергетической релаксации анизотропной функции распределения электронов носит универсальный характер вне зависимости от причин порождающих анизотропию. Исследования выполнены в плазме гелиевого низковольтного пучкового разряда. Однако все полученные результаты справедливы и могут быть использованы для сравнительного анализа роли столкновительных и коллективных взаимодействий в анизотропной плазме других инертных газов.

Автор признателен В.С. Литвиненко и Г.А. Дюжеву за поддержку и постоянный интерес к работе.

Работа финансируется Федеральным фондом Министерства образования, Проект-2000 "Фундаментальные исследования пучковой плазмы для решения проблем охраны окружающей среды".

## Список литературы

- [1] *Bakshat F.G., Djuzhev G.A.* et al. Thermionic Converters and Low-temperature Plasma. Washington: Dept. of Energy, 1978.
- [2] *Djuzhev G.A.* et al. // Proc. 3<sup>rd</sup> Intern. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. 1972. Vol. 3. Julich. P. 1700–1718.
- [3] *Дюжев Г.А.* и др. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 12. С. 2393–2405.
- [4] *Дюжев Г.А.* и др. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 12. С. 2406–2411.
- [5] *Бакиит Ф.Г., Колосов Б.И.* и др. Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде. М.: Энергоатомиздат, 1990.

- [6] Бакит Ф.Г., Лапшин В.Ф. // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 841–848.
- [7] Гуськов Ю.К., Кирющенко А.И. и др. // ЖТФ. 1973. Т. 43. С. 327–333.
- [8] Mustafaev A.S., Mezentsev A.P. // J. Phys. D. 1986. Vol. 19. P. L69–L73.
- [9] Lapshin V.F., Mezentsev A.P., Mustafaev A.S. // J. Phys. D. 1989. Vol. 22. P. 857–859.
- [10] Мустафаев А.С., Мезенцев А.П. и др. А.С. СССР. № 1185429. БИ. 1985. № 38.
- [11] Мустафаев А.С., Мезенцев А.П. и др. А.С. СССР. № 1542316. БИ. 1990. № 5.
- [12] Каплан В.Б., Мустафаев А.С., Эндер А.Я. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 2068–2078.
- [13] Мустафаев А.С., Марциновский А.М., Эндер А.Я. и др. А.С. СССР. № 693472. БИ. 1979. № 39.
- [14] Иванов А.А., Соболева Т.К. Неравновесная плазмохимия. М.: Атомиздат, 1978.
- [15] Babanin V.I., Mustafaev A.S., Ender A.Ya. et al. // Contr. Pap. Intern. Thermionic Conversion Specialists Meeting. Eindhoven, 1975. N 10.6.
- [16] Мустафаев А.С., Мезенцев А.П. и др. Плазменно-пучковый низковольтный разряд — модель приэлектронного слоя низкотемпературной плазмы. Л.: РТП ЛГИ, 1984. 67 с. (ВНТИЦ, № 02850038192).
- [17] Демидов В.И., Мустафаев А.С. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. С. 55–61.
- [18] Мустафаев А.С., Мезенцев А.П. и др. // ЖТФ. 1984. Т. 54. С. 2153–2157.
- [19] Лапшин В.Ф., Мустафаев А.С. // ЖТФ. 1989. Т. 59. С. 35–45.
- [20] Мустафаев А.С., Лапшин В.Ф., Мезенцев А.П. Процессы ионизации с участием возбужденных атомов / Под ред. Н.П. Пенкина, А.Н. Ключарева. Л.: ЛГУ, 1989. 193 с.
- [21] Биберман Л.М., Воробьев В.С. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
- [22] Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизированных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.
- [23] Deloche R., Monchicourt P., Chert M. et al. // Phys. Rev. A. 1976. Vol. 13, N 3. P. 1140–1176.
- [24] Герасимов Г.Н., Старцев Г.П. // Опт. и спектр. 1974. Вып. 5. С. 834–840.
- [25] Девдариани А.З., Демидов В.И. и др. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 5. С. 1646–1653.
- [26] Вайнштейн Л.А., Собельман И.И. и др. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973. 304 с.
- [27] Baksht F.G., Lapshin V.F., Mustafaev A.S. // J. Phys. D. 1995. Vol. 28. P. 694–700.
- [28] Baksht F.G., Lapshin V.F., Mustafaev A.S. // J. Phys. D. 1995. Vol. 28. P. 689–693.
- [29] Бакит Ф.Г., Лапшин В.Ф., Мезенцев А.П., Мустафаев А.С. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 119–128.
- [30] Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме. М.: Наука, 1967. 288 с.
- [31] Иванов А.А. Физика сильнонеравновесной плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 352 с.
- [32] Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергомашиздат, 1982. 263 с.
- [33] Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. // Ядерный синтез. 1962. Т. 2. С. 465–475.
- [34] Чураев Р.С., Агапов А.В. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 2. С. 422–429.
- [35] Lapshin V.F., Mezentsev A.P., Mustafaev A.S. // Contr. Paper XIX ICPIG. Belgrade, 1989. Vol. 4. P. 910.
- [36] Lapshin V.F., Mezentsev A.P., Mustafaev A.S. // Contr. Paper XIX ICPIG. Belgrade, 1989. Vol. 2. P. 360.
- [37] Лапшин В.Ф., Мезенцев А.П., Мустафаев А.С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 6. С. 54–58.
- [38] Mustafaev A.S., Mezentsev A.P., Fedorov V.L. NATO ASI Series. B. Physics. Vol. 367. P. 531–545. New York: Plenum Publishing Corporation, 1998.
- [39] Демидов В.И., Мустафаев А.С. и др. // ТВТ. 1989. Т.27. № 4. С. 818–820.