

УДК 533.933

## ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ ГЕЛИЯ

А. М. Девятов, А. В. Куралова, В. С. Николаев

(кафедра электроники)

Функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) является одной из наиболее важных характеристик плазмы. В настоящее время значительный как научный, так и практический интерес представляет магнитоактивная плазма. В одной из первых работ по исследованию плазмы в магнитном поле [1] из вида вольт-амперных характеристик (ВАХ) электрического зонда был сделан вывод о том, что ФРЭЭ в магнитоактивной плазме максвелловская. Измерения проводились авторами [1] в магнитных полях до 0,015 Тл. Систематических исследований ФРЭЭ в больших магнитных полях и более точными методами не проводилось. Работы, в которых ФРЭЭ изучалась бы в условиях существования в разряде винтовой неустойчивости, нам неизвестны.

В предлагаемой статье приводятся результаты экспериментального определения ФРЭЭ в положительном столбе разряда гелия в продольном магнитном поле. Измерения проводились при давлениях от 0,1 до 0,7 мм рт. ст. и разрядных токах от 10 до 100 мА. Магнитное поле создавалось соленоидами двух типов. Односекционный соленоид длиной 60 см позволял получать магнитные поля с индукцией  $B$  до 0,11 Тл, имеющие однородный участок длиной 40 см. Двухсекционный соленоид создавал поля с  $B$  до 0,25 Тл и однородным участком длиной 35 см. Неоднородность поля на этом участке не превышала 7%. Газоразрядные трубки устанавливались на оси соленоидов. Использовались трубки диаметрами 3,8 и 2,5 см, которые располагались таким образом, чтобы расстояние между катодом и краем соленоида было не менее 15 см. Анод находился вне магнитного поля. В трубки диаметром 3,8 см впаивались цилиндрический зонд диаметром  $2a=0,01$  см и длиной  $l=0,5$  см, который располагался на оси разряда, и пристеночный зонд с охранным кольцом. Второй, идентичный первому, цилиндрический зонд вводился из отростка со стороны анода и мог перемещаться как вдоль, так и по сечению разряда. В этих трубках измерения проводились на оси разряда, а также при положении зонда на 1/4, 1/2, 3/4 радиуса трубки. В трубки диаметром 2,5 см впаивались два цилиндрических ( $2a=0,01$  см и  $l=0,5$  см) и плоский зонды, располагавшиеся на оси разряда на расстоянии 8 см друг от друга. Из-за малого внутреннего диаметра двухсекционного соленоида в нем могли использоваться только трубки диаметром 2,5 см, вследствие чего радиальные измерения не проводились.

ФРЭЭ находилась из интегрального уравнения, описывающего электронный ток на зонд [2]:

$$J_e(V) = \frac{n_e e S}{2\sqrt{2m_e}} \int_{eV}^{\infty} \frac{e - eV}{\sqrt{\epsilon}} \frac{f(\epsilon) d\epsilon}{1 + \delta(\epsilon)(1 - eV/\epsilon)}, \quad (1)$$

где  $n_e$  — концентрация электронов,  $S$  — площадь зонда,  $V$  — потенциал зонда относительно потенциала плазмы,  $f(\epsilon)$  — ФРЭЭ,

$$\delta(\varepsilon) = \frac{S \sqrt{2\varepsilon/m_e}}{16\pi \sqrt{\alpha} CD} \quad (2)$$

— параметр стока [3]. В выражении (2)  $D$  — коэффициент диффузии электронов вдоль магнитного поля,  $C$  — электрическая емкость эллипсоида вращения с полуосями  $b = a + \lambda \sqrt{\alpha}$  — перпендикулярной и  $d = (l/2 + \lambda) \sqrt{\alpha}$  — параллельной магнитному полю,  $\lambda$  — длина свободного пробега электрона,

$$\alpha = [1 + (\lambda/r_L)^2]^{-1} \quad (3)$$

— отношение коэффициентов диффузии электронов поперек и вдоль магнитного поля,  $r_L$  — ларморовский радиус электрона. Решение уравнения (1) относительно  $f(\varepsilon)$  проводилось методом регуляризации Тихонова [4] на ЭВМ БЭСМ-6. Вычитание ионного тока из ВАХ зонда проводилось по формуле [5]

$$J_i(V) = J_i(0) (1 + kV)^\beta.$$

Параметры  $J_i(0)$ ,  $k$  и  $\beta$  находились по экспериментальным значениям зондового тока при таких отрицательных потенциалах зонда, когда электронным током на зонд можно пренебречь. Подробно методика обработки ВАХ описана в [5]. Потенциал пространства определялся по методикам, изложенным в [5–7].

На рис. 1 представлены ФРЭЭ, измеренные при различных магнитных полях. Можно выделить четыре области изменения  $B$ , в которых форма ФРЭЭ остается подобной. Первая область  $0 < B < B_1$ , вторая  $B_1 < B < B_2$ , третья  $B_2 < B < B_{кр}$  и четвертая  $B > B_{кр}$ . Положение границ этих областей зависит от разрядных условий, третья область не превышала обычно 0,02 Тл и при большинстве исследованных условий не наблюдалась вообще. В первой области изменения магнитного поля ФРЭЭ, построенная в полулогарифмическом масштабе, представляет собой прямую линию до энергий, приблизительно соответствующих первому потенциалу возбуждения  $\varepsilon_1$ . При энергиях, больших  $\varepsilon_1$ , наблюдается недостаток быстрых электронов (кривые 1 и 2 на рис. 1). При магнитных полях от  $B_1$  до  $B_2$  ФРЭЭ сильно отличается от максвелловской и имеет более или менее резко выраженный второй максимум при энергиях, несколько меньших  $\varepsilon_1$  (кривая 3). Подобный вид ФРЭЭ имеет обычно в условиях, когда в разряде без магнитного поля существуют бегущие страты [8]. Действительно, во всей второй области изменения  $B$  наблюдались регулярные колебания плавающего потенциала зонда. Таким образом, значительное отличие ФРЭЭ от максвелловской в этих условиях объясняется наличием периодического возмущения, а не действием магнитного поля. Это подтверждается также тем, что в третьей области изменения  $B$ , где колебания потенциала не наблюдаются, ФРЭЭ имеет тот же вид, что и в первой области (кривая 4). При развитии в разряде винтовой неустойчивости, т. е. при полях, больших  $B_{кр}$ , ФРЭЭ имеет форму, близкую к максвелловской (кривая 5). Следует отметить, что в этих условиях недостаток электронов с энергиями, большими  $\varepsilon_1$ , выражен значительно слабее, чем в других условиях, ФРЭЭ в полулогарифмическом масштабе имеет прямолинейный вид почти до энергий 40 эВ.

На рис. 2 представлены характерные зависимости от величины магнитного поля значений частоты ионизации  $\nu_i$ , средней энергии  $\bar{\varepsilon}$ , концентрации электронов на оси разряда  $n_e$ , вычисленные с использованием экспериментальной ФРЭЭ, а также продольного электрического

поля  $E_z$ , измеренного методом компенсации. Штриховые вертикальные линии на рис. 2 соответствуют границам областей изменения магнитного поля, в которых форма ФРЭЭ сохраняется подобной,  $B_1$ ,  $B_2$  и  $B_{кр}$ . При увеличении  $B$  от нуля до  $B_{кр}$  значения  $v_i$ ,  $\bar{v}$  и  $E_z$  уменьшаются, а  $n_e$  растет. В четвертой области изменения  $B$ , как и следовало ожидать,  $\bar{v}$ ,  $v_i$  и  $E_z$  возрастают с ростом  $B$ . Концентрация электронов в этой области изменения магнитного поля изменяется незначительно. Таким образом, на зависимостях  $v_i(B)$ ,  $\bar{v}(B)$  и  $E_z(B)$  наблюдается минимум при значении магнитного поля, приблизительно равном  $B_{кр}$ .

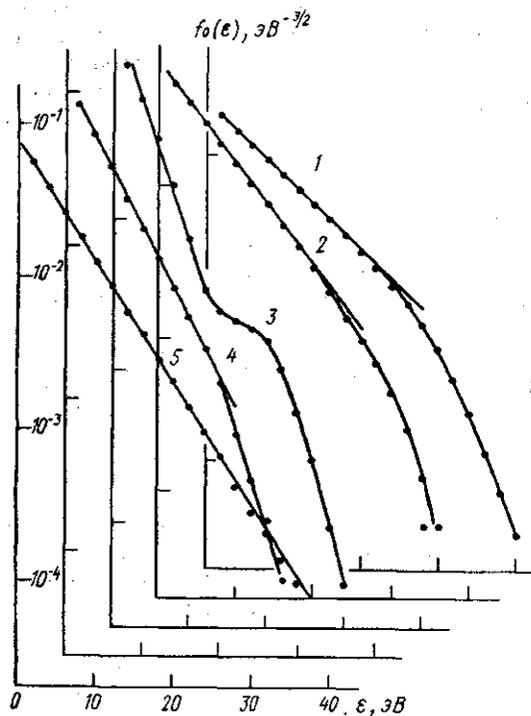


Рис. 1. ФРЭЭ при различных магнитных полях:  $p=0,3$  мм рт. ст.,  $J_p=25$  мА,  $\varnothing=2,5$  см; 1 —  $B=0$ , 2 —  $0,014$  Тл ( $0 < B < B_1$ ), 3 —  $0,08$  Тл ( $B_1 < B < B_2$ ), 4 —  $0,093$  Тл ( $B_2 < B < B_{кр}$ ), 5 —  $0,143$  Тл ( $B > B_{кр}$ )

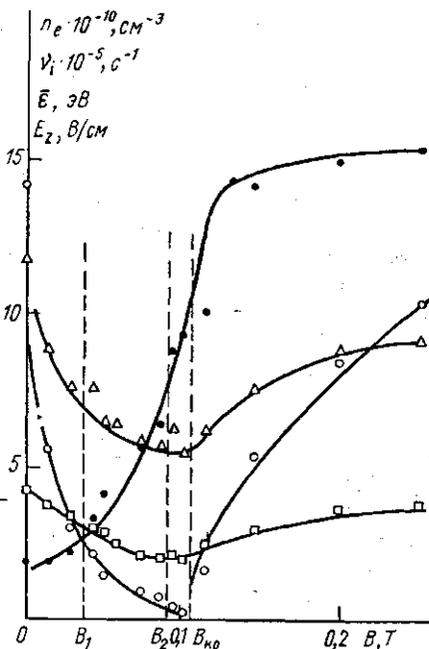


Рис. 2. Изменение характеристик разряда с магнитным полем:  $p=0,3$  мм рт. ст.,  $J_p=25$  мА,  $\varnothing=2,5$  см; ● —  $n_e$ , ○ —  $v_i$ , □ —  $E_z$ , △ —  $\bar{v}$

Для проверки правильности полученных результатов проводилось сравнение значения  $n_e$ , определенного по электронному току на зонд с использованием формулы (1) и экспериментальной ФРЭЭ, и значения  $n_e$ , определенного по ионному току с применением формулы Бома [3], в которую в качестве электронной температуры  $T_e$  подставлялось  $2/3 \bar{v}$ . Все расчеты проводились по методике, изложенной в [5]. Ниже в качестве примера такого сравнения представлены концентрации  $n_{e1}$ , вычисленные по электронному току, и  $n_{e2}$  — по ионному при различных магнитных полях, разрядном токе 25 мА, давлении 0,3 мм рт. ст. в трубке диаметром 2,5 см. Аналогичные результаты получены и при других исследованных условиях.

Как видно из таблицы, расхождение не превышает 40% от меньшего из двух сравниваемых значений, что можно считать вполне удовлетворительным. Хорошее согласие  $n_e$ , определенных разными способами, наблюдается и при  $V > V_{кр}$ . Заметим, что при всех вычислениях отношение коэффициентов диффузии параллельно и перпендикулярно магнитному полю задавалось выражением, описывающим классическую

$V, \text{Тл}$	0,00	0,029	0,05	0,086	0,093	0,1	0,13	0,26
$n_{e1} \cdot 10^{-10}, \text{см}^{-3}$	1,8	2,1	4,1	6,4	8,6	9,1	14,3	15,4
$n_{e2} \cdot 10^{-10}, \text{см}^{-3}$	1,5	2,4	5,7	8,8	11,6	12,6	14,8	15,2

диффузию. Концентрации электронов, вычисленные по (1) с  $\alpha = [1 + (\lambda/r_{\text{Д}})^2]^{-0,5}$ , т. е. в предположении, что диффузия электронов поперек магнитного поля подчиняется боровскому закону, получились на порядок величины меньше, чем  $n_e$ , вычисленные по ионному току. Отсюда следует, что диффузия электронов на зонд во всем исследованном диапазоне условий, в том числе и при существовании в разряде винтовой неустойчивости, подчиняется классическому закону. Подтверждением этого является также практическое совпадение ФРЭЭ, определенной по вольт-амперным характеристикам цилиндрического и плоского зондов (рис. 3). Расчеты для плоского зонда проводились с использованием (1) и (2), при этом величина  $l$  принималась равной нулю, поэтому параметр стока для цилиндрического и плоского зондов имел существенно отличающиеся значения.

На рис. 4 показаны радиальные профили  $n_e$  при различных величинах наложенного на разряд магнитного поля. При  $V=0$  профиль концентрации близок к функции Бесселя нулевого порядка. С увеличением  $V$  профиль  $n_e(r)$  сужается независимо от того, существуют в разряде бегущие страты или нет. При  $V > V_{кр}$  профиль  $n_e$  расширяется, но остается уже бesselевского. На рис. 4 приведены результаты для давления 0,1 мм рт. ст. При неизменной магнитном поле профиль  $n_e(r)$  расширяется с увеличением давления.

На рис. 5 показано изменение средней энергии электронов в зависимости от  $r$  при различных магнитных полях. При  $V=0$   $\bar{\epsilon}$  уменьшается при удалении от оси разряда. При наложении магнитного поля, меньшего  $V_1$ , функция распределения перестает меняться по сечению разряда. При  $V > V_1$ , когда в разряде существуют страты,  $\bar{\epsilon}$  увеличивается с увеличением  $r$ . Такая зависимость  $\bar{\epsilon}$  от  $r$  наблюдается во всей второй области

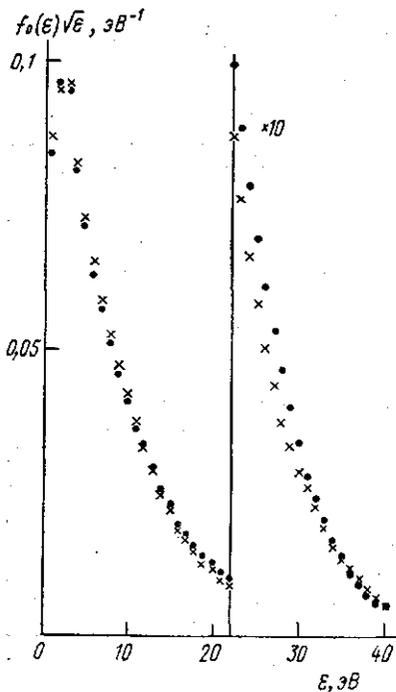


Рис. 3. ФРЭЭ в условиях существования в разряде винтовой неустойчивости:  $V=0,25 \text{ Тл}$ ,  $I_D=25 \text{ мА}$ ,  $p=0,3 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $\varnothing=2,5 \text{ см}$ ; ● — плоский зонд, × — цилиндрический зонд

изменения  $B$ . Аналогичное изменение  $\epsilon$  по сечению разряда было получено в [9] в ВЧ разряде при давлении 0,05 мм рт. ст. и  $B=0,042$  Тл. Нам не удалось при измерениях в односекционном соленоиде подобрать условия, в которых бы реализовалась третья область изменения  $B$ . При  $B > B_{кр}$  увеличение  $\epsilon$  к периферии разряда выражено слабее, чем во второй области.

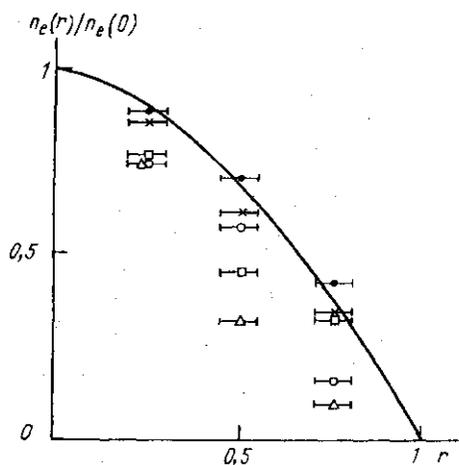


Рис. 4. Радиальный профиль концентрации электронов при различных магнитных полях:  $J_p=20$  мА,  $p=0,14$  мм рт. ст.,  $\varnothing=3,8$  см; ● —  $B=0$ , × — 0,036 Тл ( $0 < B < B_1$ ), ○ — 0,058 Тл, △ — 0,07 Тл ( $B_1 < B < B_2$ ), □ — 0,105 Тл ( $B > B_{кр}$ ). Сплошная линия — функция Бесселя нулевого порядка

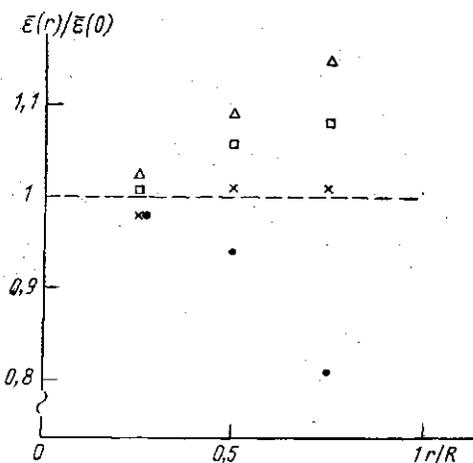


Рис. 5. Изменение средней энергии электронов по сечению разряда:  $J_p=20$  мА,  $p=0,14$  мм рт. ст.,  $\varnothing=3,8$  см; ● —  $B=0$ , × — 0,036 Тл, △ — 0,058 Тл, □ — 0,105 Тл

Измерения в различных точках сечения разряда позволили вычислить по экспериментально определенным ФРЭЭ и  $n_e$  среднюю по сечению скорость ионизации  $Z_i$  и сравнить ее со скоростью ионизации, определенной по току на пристеночный зонд  $Z_i'$ . Ниже представлены результаты таких измерений при давлении 0,1 мм рт. ст. и разрядном токе 20 мА. Из таблицы видно, что скорости ионизации, определенные разными способами, отличаются не более чем на 40% от меньшего из двух сравниваемых значений, что можно считать вполне удовлетворительным согласием. При других исследованных условиях расхождение  $Z_i$  и  $Z_i'$ , определенных разными способами, не превышало 50%.

$B$ , Тл	0,0	0,035	0,058	0,105
$Z_i \cdot 10^{-14}$ , см <sup>-3</sup> · с <sup>-1</sup>	3,4	1,8	1,6	4,2
$Z_i' \cdot 10^{-14}$ , см <sup>-3</sup> · с <sup>-1</sup>	4,8	2,2	1,8	4,0

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы. Функция распределения электронов по энергиям в положительном столбе разряда в гелии в продольном магнитном поле отличается от максвелловской только недостатком быстрых электронов с

энергиями, большими порога неупругих потерь  $\epsilon_1$ , при условии, что в разряде не существует бегущих страт. При наличии бегущих страт ФРЭЭ имеет второй максимум при энергии несколько меньшей  $\epsilon_1$ . В условиях существования в разряде винтовой неустойчивости ФРЭЭ не отличается существенно от максвелловской до энергий электронов порядка 40 эВ. Диффузия электронов на зонд перпендикулярно магнитному полю во всем исследованном диапазоне условий подчиняется классическому закону, а не бомовскому. В магнитном поле в условиях существования в разряде неустойчивостей  $\bar{v}$  увеличивается к периферии разряда. В магнитном поле в положительном столбе без неустойчивостей ФРЭЭ не меняется по сечению разряда.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Спивак Г. В., Рейхрудель Э. М. Изв. АН СССР, сер. физ., 1938, № 4, с. 479. [2] Девятов А. М. и др. В кн.: Пятая Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Тез. докл. М.: Наука, 1982, с. 171. [3] Чен Ф. В кн.: Диагностика плазмы. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. М. Леонарда. М.: Мир, 1967, с. 94. [4] Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974. [5] Волкова Л. М., Девятов А. М., Николаев В. С. Деп. ВИНТИ № 4287 от 03.08.83. [6] Волкова Л. М., Девятов А. М., Шериф М. А. Физика плазмы, 1977, 3, с. 1156. [7] Николаев В. С. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1983, 24, № 1, с. 29. [8] Каган Ю. М., Колоколов Н. Б., Миленин В. М. Опт. и спект., 1970, 29, с. 1041. [9] Вагнер С. Д., Виролайнен В. А. ЖТФ, 1974, 44, с. 468.

Поступила в редакцию  
27.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 3

УДК 532.517:621.373

#### ДЕСТОХАСТИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ СО СТРАННЫМ АТТРАКТОРОМ ПОСРЕДСТВОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

В. В. Алексеев, А. Ю. Лоскутов

(кафедра физики моря и вод суши)

Среди динамических систем, имеющих странный аттрактор в фазовом пространстве, сейчас более или менее понятной можно считать лишь систему Лоренца [1, 2], нелинейность которой исчерпывается членами второго порядка. Поэтому исследование динамических систем с более сложной (особенно неполиномиальной) нелинейностью, имеющих странные аттракторы в фазовом пространстве, представляет особый интерес.

В [3] было показано наличие странного аттрактора в системе уравнений, описывающих динамику простой экосистемы. В этом случае детерминированное предсказание хода процессов с участием живых организмов исключается — систему можно описать только статистически. Однако возможность синхронизации, обнаруженная в [4] для системы Лоренца, поставила вопрос об управлении системами, рассматриваемыми в [3]. Целью нашей работы было изучение процесса дестохастизации решения нелинейной системы уравнений, исследуемой в [3], путем параметрического периодического воздействия. Отметим, что роль этой системы не исчерпывается эффективным описанием широкого класса экосистем; она достаточно универсальна, чтобы описывать многие явления типа конкуренции. Так, например, к этой системе