

04

О формировании функции распределения электронов в стратифицированном растворе

© Ю.Б. Голубовский, В.О. Некучаев, Н.С. Пономарев, И.А. Порохова

Санкт-Петербургский государственный университет Научно-исследовательский институт физики, 198904 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 5 апреля 1996 г.)

Исследованию страт в инертных газах при низких давлениях ($p \leq 2 \text{ Тор}$) и небольших токах ($i < 100 \text{ мА}$) посвящено большое число работ [1-4]. Поскольку природа страт в этих условиях определяется нелокальной кинетикой электронов в пространственно-периодических полях [5], то наиболее интересным представляется исследование функции распределения электронов (ФРЭ) в пространстве и времени. Задачей настоящей работы является экспериментальное исследование профилей потенциала и функции распределения в S - и P -стратах и анализ механизма формирования функции распределения для страт этих типов.

Пространственные профили потенциала в стратах

Измерения профилей потенциала и функций распределения в различных фазах страт проводились в ряде работ [6-8]. При использовании, как правило, неподвижного зонда измерялся временной ход потенциала, который перестраивался в пространственный заменой времени на $x = vt$, где v — фазовая скорость страты. Подобный расчет нередко приводил к существенно немонотонной зависимости потенциала от продольной координаты, что интерпретировалось как наличие потенциальных ям и соответственно обратных полей. Подобная процедура восстановления пространственного профиля потенциала может оказаться некорректной, если наряду с распространением волны имеют место колебания потенциала плазмы как целого с частотой, равной частоте страт, например, относительно анода. Эти колебания могут быть обусловлены явлением автомодуляции страт, приводящим к колебаниям напряжения на электродах трубки. Амплитуда колебаний напряжения зависит от балластного сопротивления. В работе [9] показано, что в условиях нелокального механизма формирования ФРЭ и конечной длины разрядного промежутка возникают колебания напряжения в прианодной области, вызванные прохождением страты через эту область.

В настоящей работе для разряда в неоне в трубке радиуса $R = 1.4 \text{ см}$ при давлениях $p = 1-2 \text{ Тор}$ и токах $i = 10-20 \text{ мА}$ были выполнены систематические измерения функции распределения электронов с помощью подвижного зонда на разных расстояниях от анода на оси разряда в диапазоне трех длин волн с интервалом $L/10$ для P -страт и $L/15$ для S -страт (L — длина страты). При каждом фиксированном положении зонда были выполнены измерения ФРЭ с временным разрешением 10 мкс в 10-12 фазах о периоде страты. Измерения проводились стандартным методом по второй производной зондового тока, потенциал плазмы относительно анода определялся по нулю второй производной.

На рис. 1, $a-g$ приведены переменные составляющие колебаний потенциала плазмы во времени для различ-

ных точек вдоль оси трубки в пределах одной длины волны. Видно, что колебания потенциала во времени в разных точках заметно различаются, однако характерный минимум колебаний (отмечен стрелкой на рисунке) приходится на один и тот же момент времени. При перемещении зонда на одну длину волны картина восстанавливается (кривые a и g совпадают). Подобная пространственно-временная картина поведения потенциала свидетельствует о том, что имеет место суперпозиция колебаний потенциала плазмы как целого во времени и изменения потенциала, связанного с распространением волны. Попытка восстановления пространственного профиля потенциала из временного заменой аргумента t на $x = vt$ (например, для случая a приводит с учетом постоянного поля E_0 в плазме к профилю, показанному на рис. 1, a). Характерной особенностью полученных таким образом профилей является кажущееся наличие ярко выраженных потенциальных ям и обратных полей. Корректная процедура требует исключения временных колебаний, чего можно достичь прямыми измерениями потенциала плазмы вдоль оси с фиксированным временем задержки относительно колебаний напряжения на электродах. Результаты таких измерений приведены на рис. 2 для S - и P -страт для двух различных моментов времени, соответствующих нулевому (кривые $1s$ и $1p$) и максимальному значению (кривые $2s$ и $2p$) колебаний потенциала как целого. Из рисунка видно, что кажущиеся потенциальные ямы большой глубины в действительности отсутствуют. Аналогичные результаты были получены в работе [10], где относительно неподвижного зонда одновременно перемещались катод и анод. Измеренный профиль потенциала на расстояниях, превышающих одну длину волны от анода, оказывается подобным в различные моменты времени. Вблизи анода на расстояниях порядка миллиметров развиваются колебания. Интересно отметить, что амплитуда этих колебаний примерно совпадает с падением потенциала на S - и P -страте (рис. 2) и составляет величину ~ 10 (P -страта) или 17 В (S -страта). Анодное падение для различных фаз страты, как правило, оказывается положительным и изменяется во времени от нуля до амплитудного значения колебаний. Однако в некоторые моменты времени

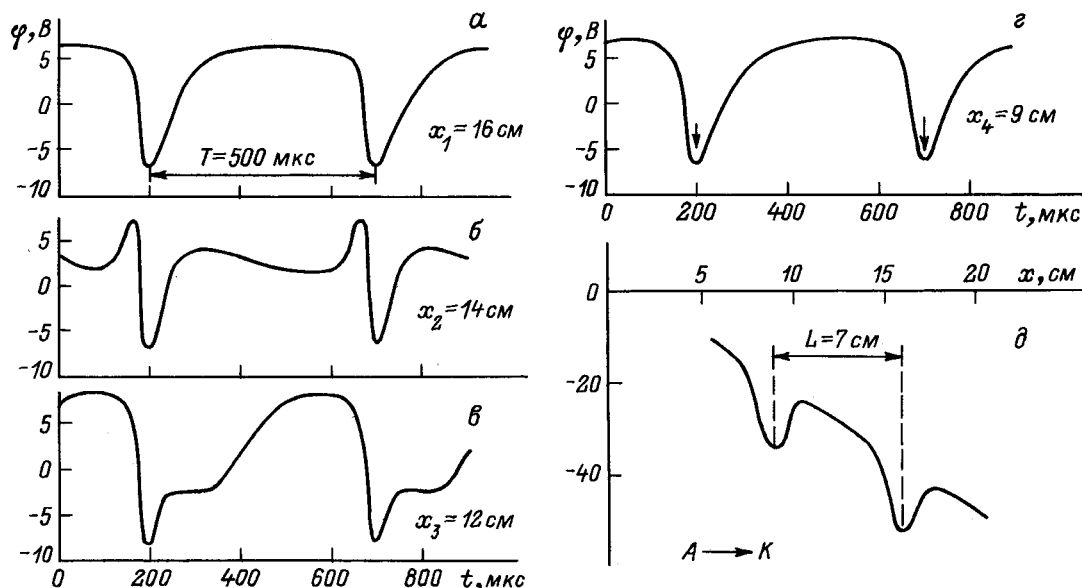


Рис. 1. Переменная составляющая колебаний потенциала плазмы во времени в различных токах на оси разряда (а-с) и пространственный профиль потенциала (д) (А — анод, К — катод).

на расстояниях ~ 2 см потенциал плазмы может оказаться положительным относительно анода и образуется потенциальная яма небольшой глубины ~ 1 В. Пример такой потенциальной кривой приведен на рис. 2 для *P*-страты (кривая *1p*, заштрихованная область). Наличие потенциальной ямы четко коррелирует с измеренными функциями распределения. Функции распределения в реальной потенциальной яме имеют резко выраженный максимум в области медленных электронов, в то время как функции распределения, измеренные в других фазах страты для потенциала без ямы, имеют обычный вид. Эксперименты по измерению функции распределения в области кажущихся потенциальных ям вдали от анода не обнаруживают характерного пика в области медленных электронов, что еще раз указывает на отсутствие этих потенциальных ям.

Механизм формирования функции распределения в *S*- и *P*-стратах

По многочисленным экспериментальным данным основное отличие *S*- и *P*-страт, реализующихся в близких разрядных условиях, состоит в двукратном отношении падения потенциала на длине страты. Например, характерные падения потенциала в *S*-стратах составляют 17–21 В, а в *P*-стратах 9–10.5 В для $p = 1-5$ Тор и $i = 1-100$ мА. При этом длины волн в *S*-стратах вдвое превышают длины волн в *P*-стратах при равных значениях среднего по периоду электрического поля E_0 . Согласно модели, предложенной в работе [5], в пространственно-периодическом поле с периодом ε_L/eE_0 за счет эффекта бунчировки электронов по энергиям формируется волна, бегущая по пространству и по функции распределения. Кинетическое уравнение для

функции распределения в переменных $\varepsilon = w + e\varphi(x)$, x (ε — полная энергия, $e\varphi(x)$ — потенциальная энергия, w — кинетическая энергия) для энергий $0 < w < \varepsilon_1$ в рассматриваемых условиях можно записать в виде

$$\frac{\partial}{\partial x} v^3 \frac{\partial f_0(\varepsilon, x)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \frac{m^2}{M} \nu v^3 f_0(\varepsilon, x) = 0. \quad (1)$$

Предполагается, что в балансе энергии доминируют неупругие удары и межэлектронные столкновения пренебрежимо малы. Если спад ФРЭ в неупругой области достаточно крутой, то можно приближенно поставить нулевое граничное условие для ФРЭ на пороге возбуждения

$$f_0(\varepsilon, x)|_{w=\varepsilon_1} = 0. \quad (2)$$

Уравнение (1) описывает диффузию ФРЭ по координате x и снос за счет упругих ударов по энергии ε в фазовой плоскости x, ε . Аппроксимируем профиль потенциала функциями вида

$$e\varphi(x) = \begin{cases} -eE_1x, & 0 < x < x_0, \\ -eE_1x_0 - eE_2(x - x_0), & x_0 < x < L, \end{cases} \quad (3)$$

$$e\varphi(x + nL) = e\varphi(x) - n\varepsilon_L,$$

E_1 и E_2 — значения полей в области слабого $0 < x < x_0$ и сильного $x_0 < x < L$ изменения потенциала, ε_L — падение потенциала на страте.

На рис. 3 приведены потенциальные кривые на фазовой плоскости ε, x для *S*- и *P*-страт. На кривой $x = x_1(\varepsilon)$ кинетическая энергия равна нулю, а кривая $x = x_2(\varepsilon)$ сдвинута вверх на величину ε_2 , при этом $w|_{x=x_2(\varepsilon)} = \varepsilon_1$. Интересно проанализировать характер движения электронов в этой фазовой плоскости.

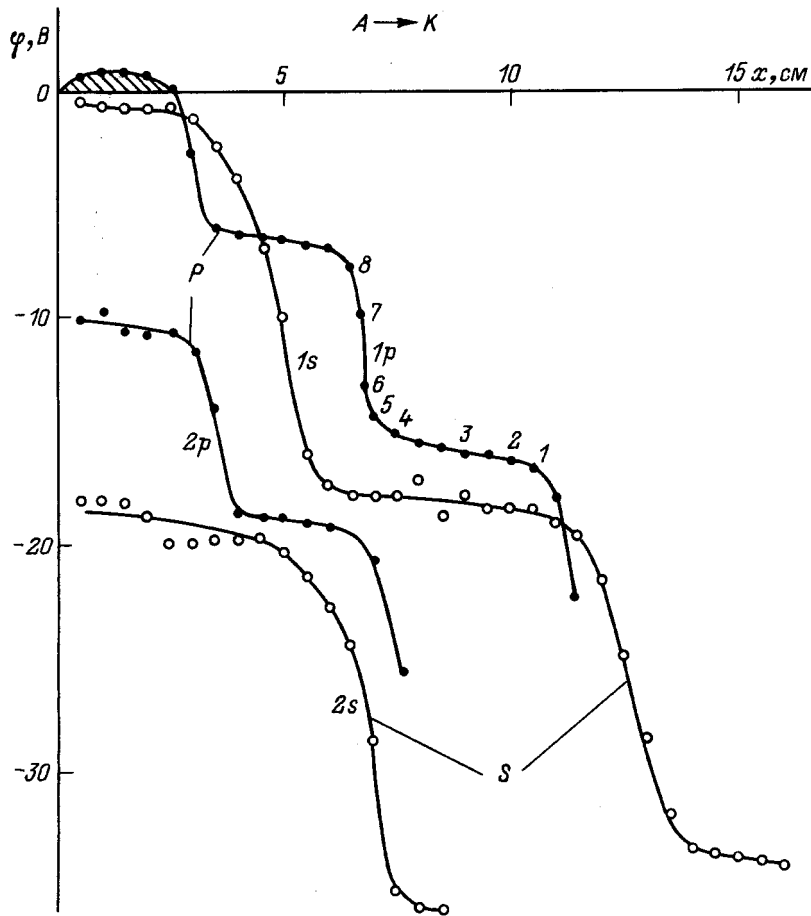


Рис. 2. Пространственный профиль потенциала, измеренный с помощью подвижного зонда для S -страт (кривые $1s$ и $2s$) и P -страт (кривые $1p$ и $2p$) в моменты времени, соответствующие нулевому ($1s, 1p$) и максимальному ($2s$ и $2p$) значению колебаний потенциала плазмы. На кривой $1p$ отмечены точки $1-8$, в которых измеренные ФРЭ сравнивались с рассчитанными.

Рассмотрим случай S -страт (рис. 3, *a*). Если пренебречь потерями энергии в упругих ударах, то электроны будут двигаться с сохранением полной энергии ($\varepsilon = \text{const}$) по горизонтальным прямым от кривой $x_1(\varepsilon)$ до $x_2(\varepsilon)$, а затем, потеряв энергию ε_1 в неупругом ударе, скачком перескакивают по вертикали на кривую $x_1(\varepsilon)$. При этом набор кинетической энергии на любой из траекторий и падение потенциала на страте должны быть равны величине ε_1 . Если принять во внимание малые потери энергии на упругие удары, то траектория изгибается, набор энергии в потенциальном поле $e\varphi(x)$ на любой траектории от $x_1(\varepsilon)$ до $x_2(\varepsilon)$ равен потерям энергии в упругих и неупругих ударах. Падение потенциала на длине страты ε_L превышает потенциал возбуждения ε_1 . Траектория, на которой электрон в упругих ударах за один период теряет энергию $\Delta\varepsilon = \varepsilon_L - \varepsilon_1$, оказывается выделенной. Все другие траектории по прохождении нескольких периодов стягиваются к выделенной траектории (резонансной траектории) вследствие того, что потери энергии в упругих ударах пропорциональны кинетической энергии — эффект бунчировки, описанный в работе [5].

Для случая P -страт (рис. 3, *b*) падение потенциала на страте оказывается примерно вдвое меньше, чем для S -страт, и меньше, чем порог возбуждения ε_1 . Вследствие этого при движении от кривой $x_1(\varepsilon)$ до кривой $x_2(\varepsilon)$ в потенциальном поле электроны должны пройти два пространственных периода изменения потенциала. Этому случаю соответствуют две резонансные траектории на рис. 3, *b*. Поэтому можно ожидать заметных отличий функции распределения в S - и P -стратах.

Решение уравнения (1), (2) в пространственно-периодическом поле детально обсуждалось в работе [5]. В работе [11] были выполнены расчеты ФРЭ по измеренному экспериментально профилю потенциала для S -страт вблизи нижней границы существования по току. Решение уравнения (1), (2) в случае малых потерь энергии на упругие удары можно представить в виде

$$f_0(\varepsilon, x) = \Phi(\varepsilon) \int_x^{x_2(\varepsilon)} \frac{\nu(\varepsilon, x')}{v^3(\varepsilon, x')} dx' = \Phi(\varepsilon) F_0(\varepsilon, x), \quad (4)$$

где $\Phi(\varepsilon)$ — амплитуда функции распределения; функция $F_0(\varepsilon, x)$ соответствует ФРЭ, сформировавшейся в поле без учета потерь энергии в упругих ударах.

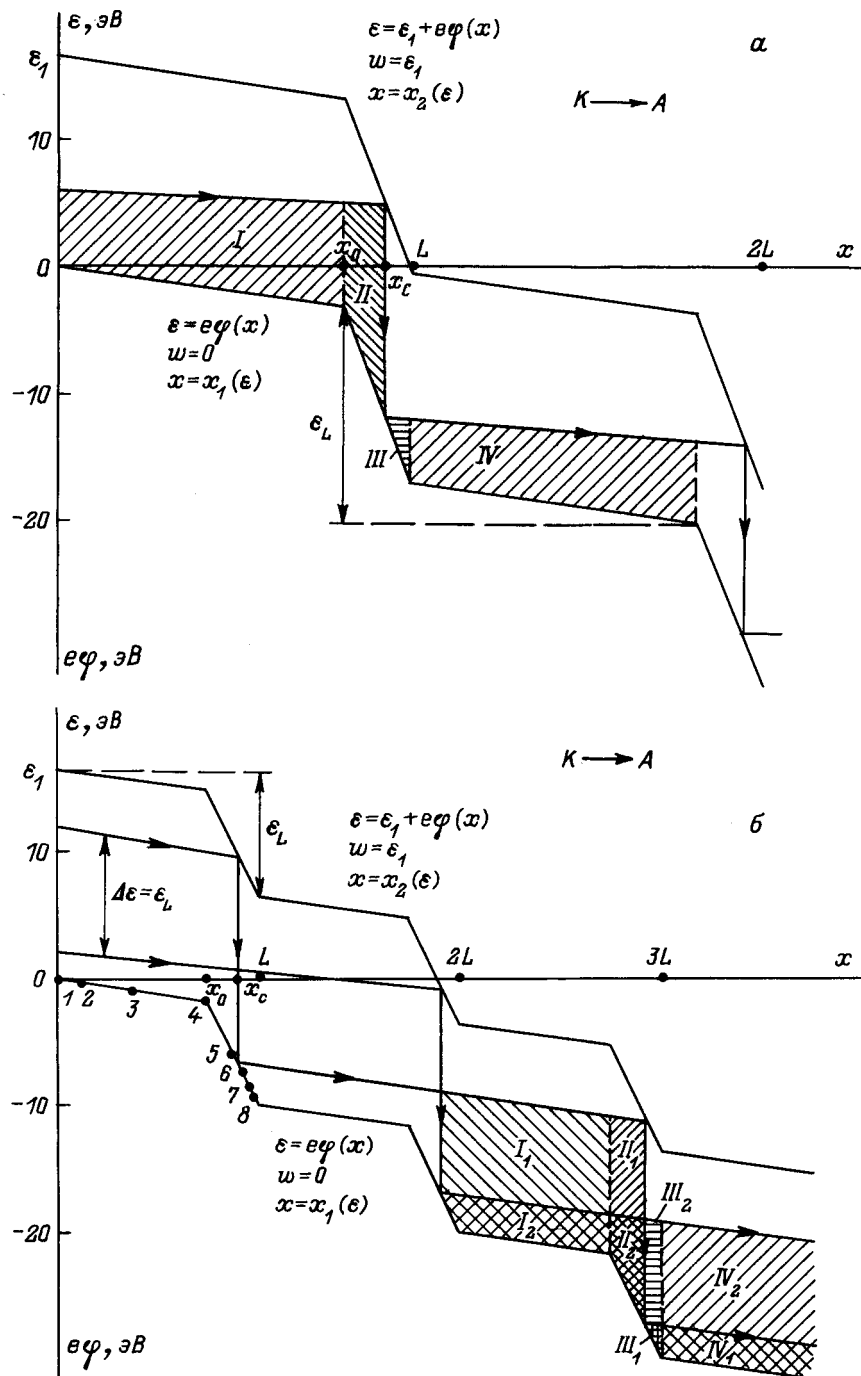


Рис. 3. Аппроксимация потенциальных полей в *S*-стратах (а) и *P*-стратах (б), в которых решалось кинетическое уравнение (1), (2). Кривые $\epsilon = e\varphi(x)$, $x = x_1(\epsilon)$ — профиль потенциала; кривые $\delta = \epsilon_1 + e\varphi(x)$, $x = x_2(\epsilon)$ — профиль потенциала, сдвинутый в шкале полных энергий на величину ϵ_1 . Стрелкой отмечены резонансные траектории. ϵ_L — падение потенциала на страте. В точках 1–8 было выполнено сопоставление рассчитанных и измеренных ФРЭ. Заштрихованы области кинетической энергии для резонансных траекторий в области слабого поля (I и IV) и сильного поля (II и III). В точке x_c происходит перескок максимума $\Phi(w, x_c)$ от значения $w = \epsilon_1$ к значению $w = 0$.

Учет малых потерь энергии путем разложения ФРЭ по малому параметру $\Theta = 3m^2\epsilon_1\nu^2(\epsilon_1)/Me^2E_0^2$ с учетом квадратичных членов по Θ приводит к уравнению для $\Phi(\epsilon)$, которое в безразмерных переменных $\bar{\epsilon} = \epsilon/\epsilon_1$, $\Psi_1 = (\nu(v)/v^3)/(\nu(v_1)/v_1^3)$, $\Psi_2 = \nu(v)v^3/(\nu(v_1)v_1^3)$

имеет вид

$$\Phi(\bar{\epsilon} - 1) = \Phi(\bar{\epsilon}) + \Theta \frac{\partial}{\partial \bar{\epsilon}} \Phi(\bar{\epsilon}) \Psi(\bar{\epsilon}) + \Theta^2 \frac{\partial^2}{\partial \bar{\epsilon}^2} \Phi(\bar{\epsilon}) C(\bar{\epsilon}), \quad (5)$$

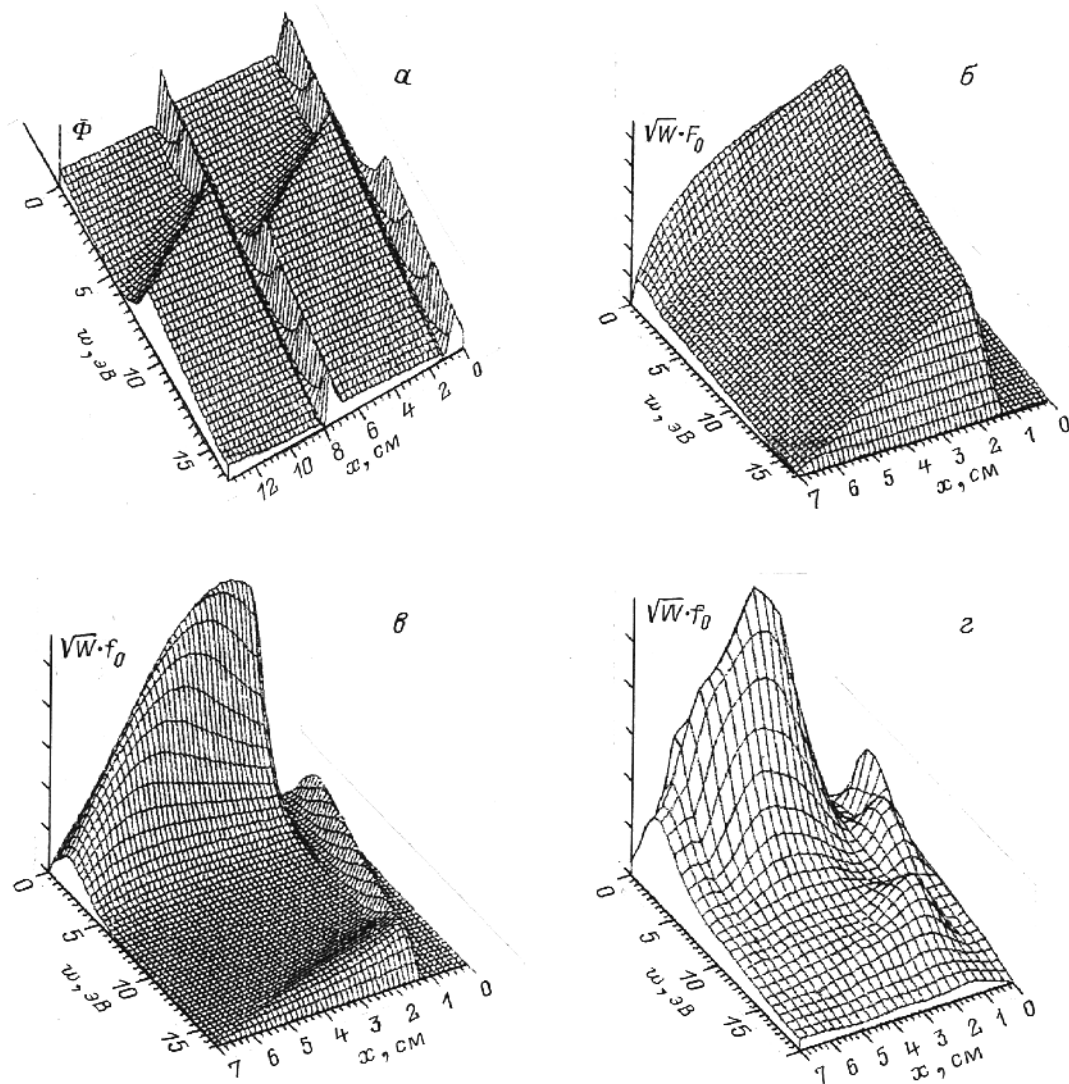


Рис. 4. S-страты. *a* — перемещение максимума $\Phi(\delta)$ в плоскости w, x вдоль резонансной траектории в интервале двух длин волн; *б* — функция распределения $\sqrt{w}F_0(w, x)$; *в* — результирующая функция распределения $\sqrt{w}f_0(w, x)$; *з* — экспериментально измеренная функция распределения $\sqrt{w}f_0(w, x)$.

$$\Psi(\bar{\varepsilon}) = \int_{x_1(\bar{\varepsilon})}^{x_2(\bar{\varepsilon})} \Psi_2 F_0(\bar{\varepsilon}, x) dx, \quad (6)$$

$$C(\bar{\varepsilon}) = \int_{x_1(\bar{\varepsilon})}^{x_2(\bar{\varepsilon})} \Psi_2 dx \int_x^{x_2(\bar{\varepsilon})} \frac{dx'}{\Psi_1} \int_{x_1(\bar{\varepsilon})}^{x'} \Psi_2 F_0(\bar{\varepsilon}, x'') dx''. \quad (7)$$

Величина $\Theta\Psi(\bar{\varepsilon})$ имеет физический смысл потерь энергии электрона с энергией ε в упругих ударах при движении от кривой $x_1(\varepsilon)$ до $x_2(\varepsilon)$ (снос по энергии). Величина $\Theta^2 C(\bar{\varepsilon})$ эквивалентна коэффициенту диффузии по энергии за счет возникающих градиентов $\partial\Phi/\partial\bar{\varepsilon}$. Для $\Theta = 0$ имеет место периодическая структура с периодом по энергии, равным ε_1 . При $\Theta \neq 0$ энергетический период для $\Phi(\varepsilon)$ увеличивается за счет потерь энергии на упругие удары. Действительно, в пространственно-

периодическом поле функцию $\Psi(\varepsilon)$ можно представить в виде

$$\Psi(\varepsilon) = A + \beta(\varepsilon), \quad \frac{1}{\varepsilon_L} \int_0^{\varepsilon_L} \beta(\varepsilon) d\varepsilon = 0,$$

$$A = \frac{1}{\varepsilon_L} \int_0^{\varepsilon_L} \Psi(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (8)$$

$\beta(\varepsilon)$ — периодическая функция по энергии.

Величина ΘA имеет физический смысл средней потери энергии в упругих ударах на одном пространственном периоде. Сдвигая в уравнении (5) аргумент на величину ΘA и раскладывая в ряд по этому малому параметру с

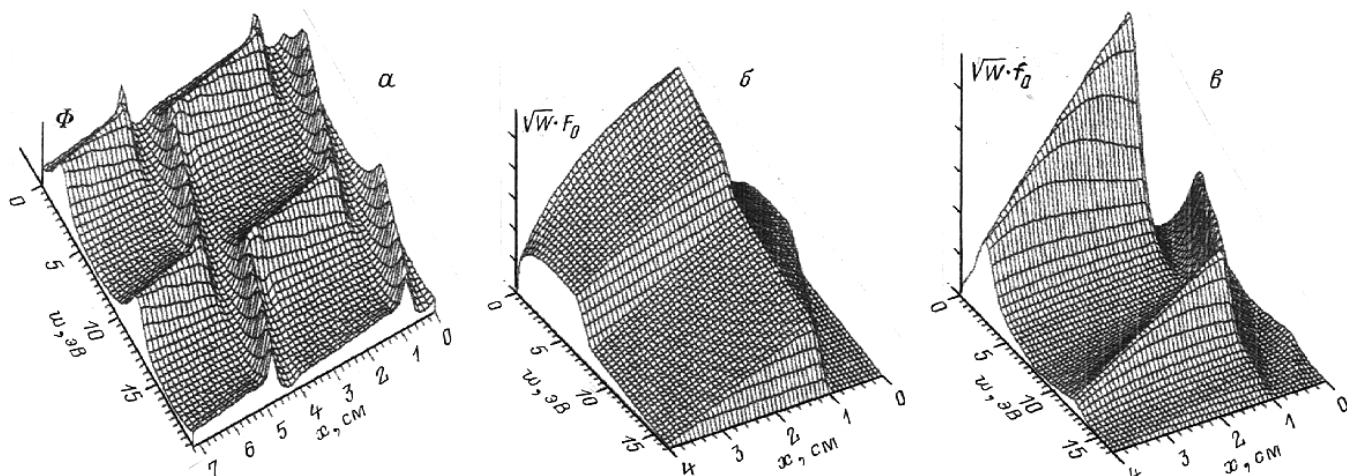


Рис. 5. *P*-страты. *a* — перемещение двух максимумов $\Phi(\varepsilon)$ в плоскости w, x вдоль резонансных траекторий в интервале двух длин волн; *b* — функция распределения $\sqrt{w}F_0(w, x)$; *v* — результирующая функция распределения $\sqrt{w}f_0(w, x)$.

учетом квадратичных членов, приходим к уравнению

$$\Phi(\tilde{\varepsilon} - 1 - \Theta A) - \Phi(\tilde{\varepsilon}) = \frac{\partial}{\partial \tilde{\varepsilon}} \left[\Theta \Phi(\tilde{\varepsilon}) \beta(\tilde{\varepsilon}) + \Theta^2 \frac{\partial}{\partial \tilde{\varepsilon}} \Phi(\tilde{\varepsilon}) k(\tilde{\varepsilon}) \right], \quad (9)$$

где $k(\tilde{\varepsilon}) = C(\tilde{\varepsilon}) - (A^2/2)$.

В дальнейшем будем считать функцию $k(\tilde{\varepsilon})$ слабо зависящей от энергии [5]. Установившееся решение (9) можно получить, приравняв нулю правую часть, что соответствует равенству сноса и диффузии по энергии [5]. При этом равенство нулю левой части соответствует периодичности по энергии функции $\Phi(\varepsilon)$ с периодом, равным $\varepsilon_L = \varepsilon_1(1 + \Theta A)$. Интегрируя правую часть уравнения (9) и полагая, что в установившемся режиме поток по энергии в (9) равен нулю, получаем

$$\frac{\partial \Phi(\tilde{\varepsilon})}{\partial \tilde{\varepsilon}} + \frac{\beta(\tilde{\varepsilon})}{\Theta k} \Phi(\tilde{\varepsilon}) = 0. \quad (10)$$

Решение уравнения (10) имеет вид

$$\Phi(\tilde{\varepsilon}) = D \exp \left\{ - \int_0^{\tilde{\varepsilon}} \frac{\beta(\tilde{\varepsilon})}{\Theta k} d\tilde{\varepsilon} \right\}, \quad (11)$$

что позволяет построить функцию распределения по формуле (4). Константа D может быть найдена из условия нормировки на плотность тока через направленную часть ФРЭ.

Результаты расчетов для *S*-страт в потенциальном поле (рис. 3, *a*), перестроенные в плоскости кинетических энергий и координат, представлены на рис. 4, *a-v*. На рис. 4, *a* показана трансформация амплитуды ФРЭ $\Phi(w, x)$ на интервале двух длин волн. Эта амплитуда имеет характерный максимум, который в области слабого поля ($0 < x < x_0$) медленно перемещается по w с увеличением x в соответствии с рис. 3, *a*, где кинетическая

энергия вдоль резонансной траектории мало изменяется (область *I* на рис. 3, *a*, рис. 4, *a*). При переходе в область сильного поля (область *II*) максимум амплитуды ФРЭ резко перемещается по кинетическим энергиям к значению ε_1 , которое достигается в точке x_c . При переходе через точку x_c максимум скачкообразно перемещается в нулевую кинетическую энергию. В области сильного поля (область *III* на рис. 3, *a*) максимум быстро перемещается по кинетической энергии вплоть до значения энергии, соответствующего слабому полю. Затем этот максимум входит в область слабого поля (область *IV* на рис. 3, *a*), картина периодически повторяется с периодом L (длина страты). На рис. 4, *b* представлена ФРЭ, которая сформировалась бы в исходном поле (рис. 3, *a*), в пренебрежении упругими потерями ($\sqrt{w}F_0(w, x)$ (4)). На рис. 4, *v* представлена окончательная ФРЭ $\sqrt{w}f_0(w, x)$, рассчитанная по (4) и (11). Из рисунка видно, как по ФРЭ распространяется волна возмущения, вызванная бунчировкой электронов вдоль резонансной траектории. Этот эффект наблюдался в экспериментах, выполненных в работе [11], где проводилось сопоставление результатов расчетов и измерений ФРЭ в различных фазах *S*-страт. Выполненные в настоящей работе измерения ФРЭ с помощью подвижного зонда в 15 фазах *S*-страт позволяют построить трехмерную картину $\sqrt{w}f_0(w, x)$, представленную на рис. 4, *a*, из которой явно видна корреляция с рассчитанной картиной (рис. 4, *v*).

Наиболее интересным и мало изученным вопросом является формирование ФРЭ в *P*-стратах. Аппроксимация измеренного профиля потенциала в соответствии с (3) приведена на рис. 3, *b*. Результаты расчетов амплитуды ФРЭ $\Phi(w, x)$ по описанной выше методике в этом потенциальном поле приведены на рис. 5, *a* в интервале двух длин волн. Поскольку для *P*-страт падение потенциала на страте ε_L меньше порога возбуждения ε_1 , то в диапазоне кинетических энергий $0 < w < \varepsilon_1$ укладываются два максимума $\Phi(\varepsilon)$, которые сдвинуты между собой на величину ε_L . Эти два максимума переме-

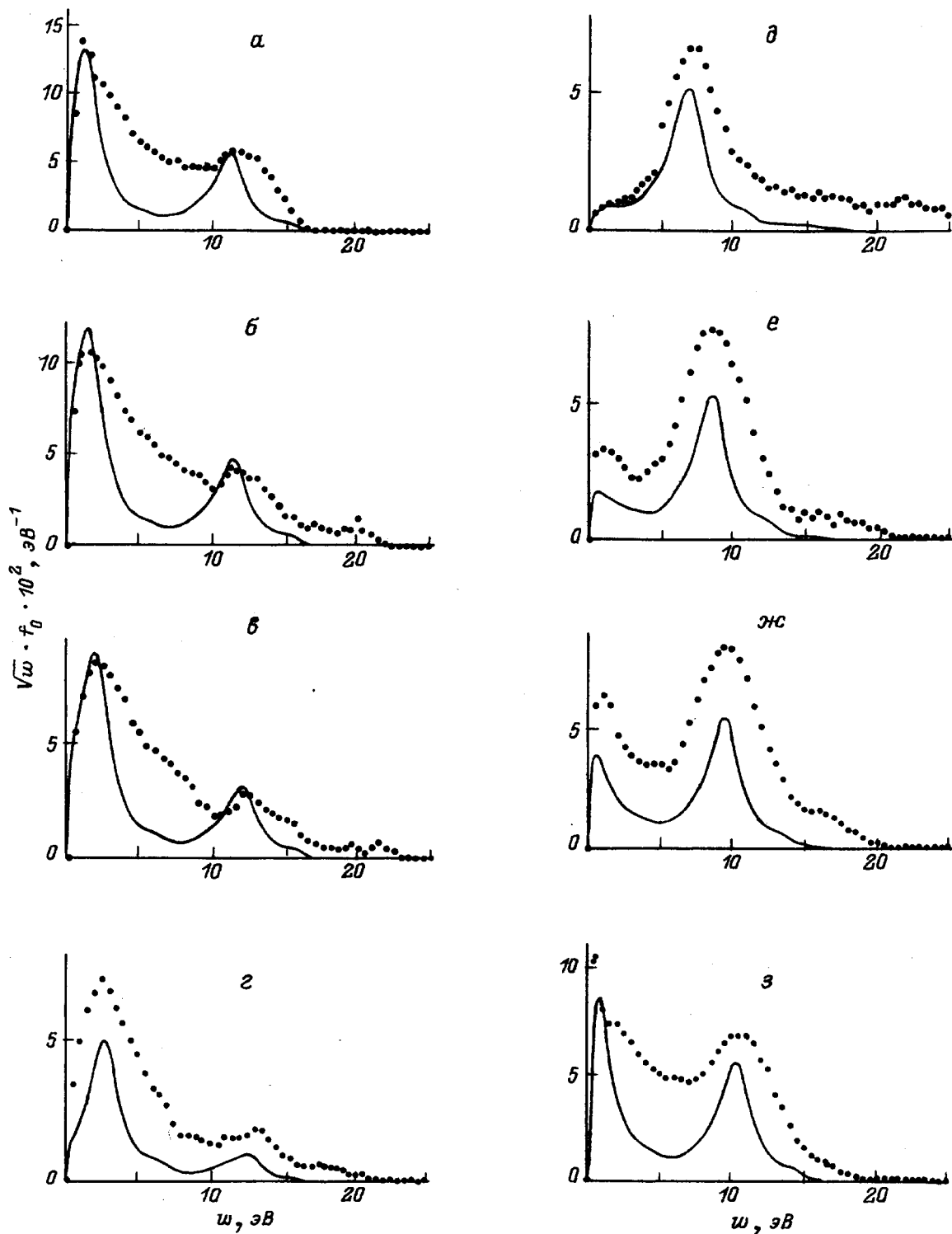


Рис. 6. Сравнение рассчитанных функций распределения $\sqrt{w}f_0(w, x)$ (сплошные кривые) с измеренными (значки) для P -страты в восьми фазах, соответствующих точкам 1–8, на рис. 3, б (расчет) и на рис. 2 (эксперимент). a – $в$ — область слабого поля; $г$ — переход от слабого поля к сильному; $д$ – $ж$ — область сильного поля; $з$ — переход от сильного поля к слабому.

щаются вдоль двух резонансных траекторий (рис. 3, б), что соответствует рис. 5, а в плоскости w, x . Функция $\sqrt{w}F_0(w, x)$, которая сформировалась бы в потенциальном поле P -страты без учета потерь энергии в

упругих ударах, показана на рис. 5, б. Отличительной особенностью (по сравнению с S -стратой) являются два характерных излома в области слабого поля, вызванных структурой профиля потенциала ($\varepsilon_L < \varepsilon_1$). На рис. 5, в

приведена результирующая ФРЭ $\sqrt{w}f_0(w, x)$ (4), которая формируется в P -страте с учетом потерь энергии на упругие удары. Видно, что в области слабого поля для P -страты (в отличие от S -страты) наблюдается дополнительный максимум в районе 12 В, перемещающийся в соответствии со второй резонансной траекторией.

Сопоставление результатов расчетов и экспериментов в 8 точках по длине P -страты, отмеченных на рис. 2 и рис. 3, б, проводится на рис. 6. Теория и эксперимент показывают, что в области слабого поля (рис. 6, а–в) наблюдаются два максимума, которые практически не перемещаются по энергии и расстояние между которыми соответствует падению потенциала на P -страте ~ 10 В. Абсолютные значения ФРЭ спадают в соответствии с поведением $\sqrt{w}F_0(w, x)$. Переход к сильному полю (рис. 6, г) сопровождается смещением максимумов в сторону больших энергий. В области сильного поля (рис. 6, д–ж) второй максимум, перейдя через порог возбуждения, возвращается в область медленных электронов, а первый максимум постепенно смещается по энергии к значению $w \sim 12$ эВ, причем этого положения он достигает на границе сильного и слабого поля. На этой границе второй максимум приходится на энергию $w \sim 2$ эВ и картина периодически повторяется.

Теория хорошо описывает экспериментальные данные по виду функции распределения в различных фазах страты. Глубина модуляции ФРЭ и концентрации в теории оказывается несколько большей, чем в эксперименте.

Заключение

При исследовании ионизационных волн в плазме для восстановления профиля потенциала необходимо учитывать возможные колебания потенциала плазмы как целого относительно анода. Эти колебания могут быть вызваны прохождением страт через прианодную область. Использование неподвижного зонда для измерений потенциала может приводить к ошибкам, связанным с появлением кажущихся потенциальных ям на восстановленном пространственном профиле потенциала.

Рассмотрены механизмы формирования ФРЭ в S - и P -стратах в измеренных потенциальных полях в условиях нелокальной кинетики электронов на основе работы [5]. Показано, что для P -страт (в отличие от S -страт) имеются две резонансные траектории, вызванные бунчировкой электронов. Перемещение двух характерных максимумов амплитуды функции распределения вдоль этих резонансных траекторий, наложенное на невозмущенную ФРЭ, формирующуюся в заданном потенциальном поле без учета потерь энергии на упругие удары, описывает наблюдаемые в эксперименте особенности поведения ФРЭ в P -стратах.

Список литературы

- [1] Недоспасов А.В. // УФН. 1968. Т. 94. № 3. С. 439–462.
- [2] Пекарек Л. // УФН. 1968. Т. 94. № 3. С. 463–500.
- [3] Oleson N.L., Cooper A.W. // Adv. Electronics Electron Physics. 1968. Vol. 24. P. 155–278.
- [4] Ланда П.С., Мискинова Н.А., Пономарев Ю.В. // УФН. 1980. Т. 132. № 4. С. 601–637.
- [5] Цендин Л.Д. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 2. С. 400–409.
- [6] Twiddy N.D., Rayment S.W. // J. Phys. D. 1969. Vol. 2. N 10. P. 1747–1754.
- [7] Каган Ю.М., Колоколов Н.Б., Крылова Т.А., Миленин В.М. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 1. С.120.
- [8] Бессонова К.Ф., Орешак Д.М., Остапченко Е.П., Степанов В.А. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 5. С. 979–984.
- [9] Голубовский Ю.Б., Некучаев В.О., Сулейманов И.Э. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 3. С. 194–199.
- [10] Stewart A.B. // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27. N 8. P. 911–916.
- [11] Голубовский Ю.Б., Нусимов С.У. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 7. С. 20.