

характеристиках электромагнитного гало и об энергетическом спектре частиц в гало, можно определить параметры первичного взаимодействия, ответственного за его образование.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Байбурина С. Г. и др. Тр. ФИАН СССР, 1984, 154, с. 3—217. [2] Ivanenko I. P., Managadze A. K., Roganova T. M. In: Proc. 15-th ICRC, 1977, 7, p. 280. [3] Amineva T. P., Lazareva T. V., Managadze A. K. In: Acta Univers. Lodz. ZNUL, 1980, s. II, z. 32, p. 199. [4] Fedorova G. F., Managadze A. K. In: Proc. 18-th ICRC, 1983, 5, p. 466. [5] Ivanenko I. P. et al. In: Proc. 15-th ICRC, 1977, 7, p. 276.

Поступила в редакцию  
29.10.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 4

### РАДИОФИЗИКА

УДК 533.933.15

#### РОЛЬ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ В ФОРМИРОВАНИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНОЙ ЧАСТИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

А. П. Ершов, В. С. Николаев, Л. М. Волкова, А. М. Девятков

(кафедра электроники)

Для плазмы положительного столба (ПС) разряда постоянного тока (РПТ) в инертных газах, как правило, справедливо условие  $v_{ny} \ll v_y$ , где  $v_y$  и  $v_{ny}$  — соответственно частоты упругих и неупругих столкновений электронов с атомами. Малость частот неупругих ударов приводит к выводу о том, что функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ)  $f_0(\varepsilon)$  в инертных газах определяется в основном упругими столкновениями электронов с атомами, а неупругие столкновения приводят к искажениям распределения в области энергий выше первого потенциала возбуждения. Тогда, в предположении  $v_y(\varepsilon) \sim \varepsilon^\alpha$ , кинетическое уравнение для однородной плазмы имеет в области энергий ниже первого потенциала возбуждения  $\varepsilon_1$  простое аналитическое решение

$$f_0(\varepsilon) = C \exp \left\{ - \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{\alpha+1} \right\}, \quad (1)$$

где  $f_0(\varepsilon)$  нормирована условием  $\int_0^{\infty} \varepsilon^{1/2} f_0(\varepsilon) d\varepsilon = 1$ ,  $\varepsilon_0$  — характерный масштаб спада ФРЭЭ, а  $C$  — нормировочная константа. Для случая He ( $\alpha \approx 0$ ) отсюда следует максвелловское распределение, а для Ne ( $\alpha \approx 1$ ) — распределение Драйвестейна. Результаты измерений ФРЭЭ в этих газах при давлениях  $p \leq 1$  Тор [1—3] показывают, что при  $\varepsilon < \varepsilon_1$  вид ФРЭЭ действительно близок к виду (1).

В тяжелых инертных газах, где  $\alpha > 1$ , согласно (1), при  $\varepsilon < \varepsilon_1$  следовало бы ожидать распределений, заметно отличающихся от максвелловского и драйвестейновского. Однако измерения ФРЭЭ в Ar [4] и Kr [5], выполненные при  $p \leq 1$  Тор, дают распределения, не соответствующие формуле (1). Если перестроить эти результаты в координатах

$\ln f_0(\epsilon)$ ,  $\epsilon^2$ , они обнаруживают наличие значительного прямолинейного участка при  $\epsilon < \epsilon_1$ , т. е. наличие распределения типа драввестейновского. Следовательно, в полной противоположности с формулой (1) энергетическое распределение оказывается не связанным с зависимостью сечения упругих столкновений от энергии.

Для объяснения этого факта рассмотрим результаты численного решения кинетического уравнения в плазме тяжелых инертных газов. Если перестроить рассчитанные для Ar [6] ФРЭЭ (при степенях ионизации  $\rho < 10^{-6}$  и полях  $E/\rho < 1 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Тор}^{-1}$ ) в зависимости от  $\epsilon^2$ , то окажется, что в области энергий  $\epsilon < \epsilon_1$  ФРЭЭ близки к распределению Драввестейна. Аналогичный результат для плазмы Хе показан в работе [7]. Заметим, что при численном счете, в отличие от решения (1), влияние неупругих столкновений учитывалось во всей области энергий. Это позволяет предположить, что в типичных условиях ПС РПГ быстрые электроны, переходящие (по энергетической оси) в область энергий  $\epsilon < \epsilon_1$  после неупругого столкновения, играют существенную роль в формировании «тела» ФРЭЭ в тяжелых инертных газах. Действительно, с ростом атомного веса газа доля энергии, теряемой электроном при упругом соударении,  $2m/M$ , уменьшается. Хотя сечение упругих столкновений при этом растет, уменьшение порога неупругих процессов приводит к падению средней энергии электронов и, в силу эффекта Рамзауэра, к слабому изменению эффективной частоты столкновений по сравнению с легкими инертными газами. В то же время сечение неупругих ударов возрастает. Поэтому в кинетическом уравнении, записанном для упругой области энергий (для простоты рассматриваем только один уровень возбуждения),

$$\frac{d}{d\epsilon} \left\{ \frac{2}{3} \epsilon^{3/2} \left[ \frac{e^2 E^2}{m v_y} + \nu_{ee} A_1(\epsilon) \right] \frac{df_0}{d\epsilon} + \epsilon^{3/2} \left[ \frac{2m}{M} \nu_y + \nu_{ee} A_2(\epsilon) \right] f_0(\epsilon) \right\} + \nu_{ny}(\epsilon + \epsilon_1) (\epsilon + \epsilon_1)^{1/2} f_0(\epsilon + \epsilon_1) = 0, \quad (2)$$

где

$$A_1(\epsilon) = 2 \left\{ \int_0^\epsilon \epsilon^{3/2} f_0(\epsilon) d\epsilon + \epsilon^{3/2} \int_\epsilon^\infty f_0(\epsilon) d\epsilon \right\},$$

$$A_2(\epsilon) = 2 \int_0^\epsilon \epsilon^{1/2} f_0(\epsilon) d\epsilon,$$

$\nu_{ee}$  — частота межэлектронных столкновений, относительный вклад члена, описывающего приход электронов в область  $\epsilon$ ,  $\epsilon + d\epsilon$  после неупругого столкновения, растет с ростом атомного веса газа.

Сделаем количественную оценку. При малых степенях ионизации членом межэлектронных столкновений можно пренебречь. Зависимость сечения неупругих столкновений от энергии в интересующем нас диапазоне  $\epsilon_1$ ,  $2\epsilon_1$  близка к линейной, поэтому можно положить  $\nu_{ny}(\epsilon) = A(\epsilon - \epsilon_1)\epsilon^{1/2}$ , а  $\nu_y(\epsilon) = B\epsilon^\alpha$ . Положим приближенно, что  $f_0(\epsilon + \epsilon_1)/f_0(\epsilon) \approx f_0(\epsilon_1)e^{-\epsilon/\Theta}$ , где  $\Theta$  — величина порядка «температуры» электронов в области неупругих соударений. Тогда для отношения членов уравнения (2) получим

$$\frac{\nu_{ny}(\epsilon + \epsilon_1) (\epsilon + \epsilon_1)^{1/2} f_0(\epsilon + \epsilon_1)}{\frac{2m}{M} \frac{d}{d\epsilon} (\nu_y(\epsilon) \epsilon^{3/2} f_0(\epsilon))} \sim \frac{M}{2m} \frac{A}{B} \frac{\epsilon_1}{\epsilon^{\alpha-1/2}} f_0(\epsilon_1) e^{-\epsilon/\Theta}. \quad (3)$$

Для Хе подстановка числовых данных дает для отношения (3) величину

ну порядка  $(10^2/\epsilon)e^{-\epsilon/\theta}$ . При  $p \sim 10^{-2} - 1$  Тор в Хе  $\theta \sim 0,5 - 1$  эВ, и, следовательно, член неупругих соударений доминирует в области энергий  $\epsilon \ll 2 - 3$  эВ. В Аг и Кг величины  $M/(2m)$  меньше, чем в Хе, однако абсолютные значения  $\theta$  выше, и оценка для  $\epsilon$  дает близкие результаты. Таким образом, в области энергий, соответствующих основной массе электронов, вид ФРЭЭ определяется не членом упругих, а членом неупругих соударений, что и приводит к формированию распределения Драйвестейна.

Для проверки этого утверждения был проведен численный эксперимент: решено кинетическое уравнение для электронов плазмы Хе, в котором искусственно увеличен вклад члена упругих соударений путем увеличения отношения  $m/M$ . Для этого вместо атомного веса Хе  $A=131$  взято  $A=4$ , все остальные параметры, соответствующие Хе, сохранялись. Кинетическое уравнение решалось методом [8], использовалась четырехуровневая схема атома. Сечение упругих столкновений электронов с атомами Хе взято из работы [9]. При описании неупругих столкновений 4 уровня групп  $ns$  заменялись одним эффективным с потенциалом возбуждения 8,3 эВ. Суммарное сечение этих уровней взято из работы [10]. Уровни группы  $np$  заменялись одним эффективным, сечение которого подбиралось подгонкой по экспериментальной зависимости коэффициента Таунсенда от  $E/p_0$ . Сечение прямой ионизации бралось из работы [11].

Найденные ФРЭЭ уже не имели драйвестейновского вида, а находились ближе к виду (1). Это еще раз доказывает, что в упругой области энергий ФРЭЭ формируются под действием неупругих столкновений. Конечно, их роль зависит от величины приведенного электрического поля  $E/p$ . Результаты решения кинетического уравнения при малых степенях ионизации для различных значений  $E/p$  приведены для Хе на рис. 1. Приблизительно можно считать, что при  $E/p \geq 1$  В·см<sup>-1</sup>×

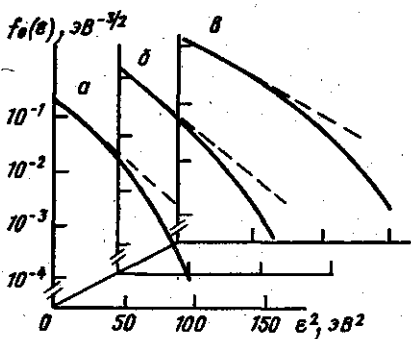


Рис. 1. Рассчитанные ФРЭЭ в плазме Хе. Степень ионизации  $p = n_e/N_0 = 10^{-7}$ ,  $E/p = 1$  (а), 5 (б) и 10 (в) В·см<sup>-1</sup>·Тор<sup>-1</sup>

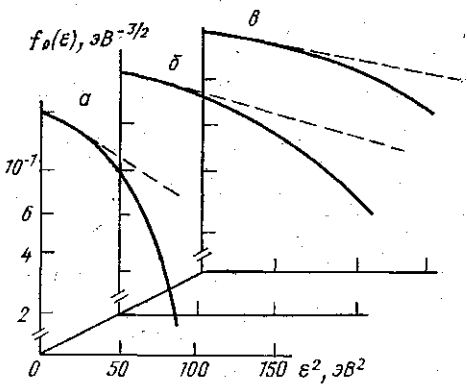


Рис. 2. Измеренные ФРЭЭ в плазме ПС РПТ в Хе ( $i_p = 10$  мА):  $p = 1,4$  Тор,  $E = 0,65$  В·см<sup>-1</sup> (а);  $1,8 \cdot 10^{-1}$  Тор и  $1,0$  В·см<sup>-1</sup> (б);  $9 \cdot 10^{-2}$  Тор и  $1,3$  В·см<sup>-1</sup> (в)

×Тор<sup>-1</sup> вид распределений близок к драйвестейновскому для  $\epsilon < \epsilon_1$ . Аналогичный результат следует и из анализа расчетов [6] в Аг.

Отметим, что приведенные расчеты (как и расчеты [6]) относятся к случаю однородной и безграничной плазмы. Плазма ПС РПТ неоднородна и ограничена, и для  $p \ll 1$  Тор вид ФРЭЭ должен рассчитываться с учетом нелокальности [12]. Поскольку отличие локального и

нелокального подходов сводится к усреднению коэффициентов кинетического уравнения по радиусу трубки, ясно, что вид ФРЭЭ должен находиться между максвелловским и драйвстейновским распределениями. Учитывая, что межэлектронные столкновения приводят к максвеллизации распределения, отсюда можно заключить, что вид ФРЭЭ в ПС РПТ в инертных газах во всех случаях будет оставаться в этих пределах.

Для экспериментальной проверки сделанных выводов были выполнены измерения ФРЭЭ в плазме ПС РПТ в Хе в области давлений  $p=0,02-1,4$  Тор и разрядных токов  $i_p \sim 10-20$  мА в трубке диаметром 32 мм. В этом диапазоне токов отсутствовали стоячие и бегущие страты. ФРЭЭ находились из вольт-амперной характеристики зонда (диаметр  $5 \cdot 10^{-3}$  см) с учетом стока путем решения обратной некорректной задачи методом регуляризации [13]. Одновременно определялись концентрация и средняя энергия электронов, а с помощью двух зондов — величина электрического поля в плазме  $E$ . Результаты измерений представлены на рис. 2. Видно, что даже при  $p=1,4$  Тор, когда  $E/p \approx 0,5$  В·см $^{-1}$ ·Тор $^{-1}$ , в области энергий  $e \leq 5$  эВ, соответствующей примерно полутора средним энергиям, ФРЭЭ имеет драйвстейновский вид. С уменьшением давления, т. е. с ростом  $E/p$ , область энергий, где ФРЭЭ описывается драйвстейновским видом, расширяется. В целом результаты измерений показывают, что при  $p \leq 1$  Тор основная масса электронов в плазме ПС РПТ в Хе имеет драйвстейновское распределение, что подтверждает результаты проведенного теоретического анализа.

Таким образом, результаты экспериментального и теоретического определения ФРЭЭ в ПС РПТ в Хе, а также анализ известных данных в других тяжелых инертных газах позволяют заключить, что в области давлений  $p \leq 1$  Тор при малых разрядных токах существенную роль в формировании низкоэнергетичной части ФРЭЭ в плазме ПС РПТ в тяжелых инертных газах играют неупругие столкновения электронов с атомами, приводящие к формированию драйвстейновского распределения. Поскольку для этих условий в плазме легких инертных газов (He, Ne) ФРЭЭ в упругой области энергий близки к распределениям Максвелла и Драйвстейна соответственно, а при росте разрядного тока межэлектронные столкновения приводят к максвеллизации распределения, это позволяет заключить, что во всех инертных газах для давлений  $p \leq 1$  Тор в области энергий ниже первого потенциала возбуждения ФРЭЭ имеют промежуточный вид между максвелловским и драйвстейновским распределениями.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Бессонов К. Ф., Орешак О. Н., Степанов А. Ф., Степанов В. А. ЖТФ, 1970, 40, № 9, с. 1900. [2] Асвадулов К. Д., Васильева И. А., Торчинский В. М. ЖТФ, 1974, 44, с. 569. [3] Зайцев В. В., Савельев В. А., Нетьгов И. Д., Голубенец Р. Н. ТВТ, 1981, 19, с. 917. [4] Зайцев В. В., Нетьгов И. Д., Божко Н. В. ТВТ, 1980, 18, с. 944. [5] Зайцев В. В., Зверевская Е. Ю., Зухер Я. И., Нетьгов И. Д. ТВТ, 1979, 17, с. 20. [6] Winkler R. Beitr. Plasmaphys., 1972, 12, N 3, p. 193. [7] Ершов А. П. Канд. дис. М. (МГУ), 1982, [8] Ершов А. П., Довженко В. А., Кузовников А. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1981, 22, № 4, с. 18. [9] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. [10] Schaper M., Scheibner H. Beitr. Plasmaphys., 1969, 9, N 1, p. 45. [11] Rapp D., Englander-Golden P. J. Chem. Phys., 1965, 43, p. 1464. [12] Цендин Л. Д., Голубовский Ю. Б. ЖТФ, 1977, 47, с. 1839. [13] Волжова Л. М., Девятов А. М., Николаев В. С. Деп. ВИНТИ, № 4287-83.