Краткие сообщения по физике № 5 1977

ПОТОКИ ЧАСТИЦ В ДРЕЙФОВОЙ ВОЛНЕ И СВЯЗЬ ЕЕ АМПЛИТУДЫ С ПЛОТНОСТЬЮ ПЛАЗМЫ

В. И. Крылов

УДК 533.95

Рассмотрено влияние систематического потока электронов в низкочастотной одномодовой дрейфовой волне на формирование профиля плотности плазмы. Получены соотношения, связывающие амплитуду волны и плотность частиц с их потоком в волне.

В работах /I-4/ (см. также литературу в /2,3/) было показано, что низкочастотная дрейфовая волна может приводить к повышенным диффузионным потокам частиц в плазме.

Можно также показать /5/, что в замагниченной плазме, неоднородной по оси x, при наличии низкочастотного электрического поля, имеющего потенциал

$$\Phi = \varphi(x)\cos(k_y y + k_z z - \omega t + \alpha), \qquad (I)$$

(где $\varphi(x)$ - достаточно гладкая функция координаты x, амплитуда волны, k_y, k_z - координаты волнового вектора, ω - частота волны, α - постоянная), возможен поток частиц, связанный с преимущественным смещением вдоль оси x среднего положения дрейфующего электрона при электрон-ионных столкновениях. Другими словами, в выражении для плотности потока

$$\Gamma = n\overline{\Delta x}\nu - D\frac{\partial n}{\partial x} \qquad (2)$$

(где n - плотность частиц, $\overline{\Delta x}$ - среднее смещение пробной частицы за время $1/\nu$, D - коэффициент диффузии), которое следует из уравнения Фоккера-Планка (см., например /6/), величина $\overline{\Delta x}$ не равна нулю.

Исходя из представления о нарушении симметрии дрейфовой траектории при $\partial\varphi/\partial x \neq 0$, в /5/ было оценено значение $\overline{\Delta x}$ при столкновениях, не выводящих захваченных электронов из их класса

$$\overline{\Delta x} \approx \frac{k_y^2}{m\omega_B^2 k_z^2}\,\frac{\partial(e\varphi)}{\partial x}. \qquad (3)$$

Здесь m и e – масса и заряд электрона; $\omega_B = eB/mc$ – его циклотронная частота; $\vec{B} = (0,0,B)$ – индукция постоянного и однородного магнитного поля.

Более строгий расчет $\overline{\Delta x}$ с учетом величины $\partial\varphi/\partial x$ в общем выражении /5/ для среднего положения захваченной частицы на ее дрейфовой траектории

$$\bar{x}_a = \int xR^{-1}dx \Big/ \int R^{-1}dx$$

(где $R = \left\{[e\varphi(x)]^2 - \left[\varepsilon_\parallel - (m\omega_B^2 k_z^2/2k_y^2)(x - C)^2\right]^2\right\}^{1/2}$,

$C = x - (k_y/k_z\omega_B)(v_\parallel - \omega/k_z)$ и $\varepsilon_\parallel = (m/2)(v_\parallel - \omega/k_z)^2 + e\Phi$ – дрейфовые интегралы движения частицы; $v_\parallel$ – ее скорость вдоль $\vec{B}$) дал значение для $\overline{\Delta x}$, совпадающее с (3). Кроме того, анализ показал (как это и предполагалось в /5/), что переходы захваченных частиц в пролетные если и дают вклад в $\overline{\Delta x}$, то, по-видимому, в $e\varphi/T$ (T – температура электронов) раз меньший (3).

Однако в /5/ была занижена величина эффективной частоты столкновений ν, что привело к неправильному выражению для систематического потока $\Gamma_1 = n\overline{\Delta x}\nu$.

Как известно /7/, эффективная частота (в процессах переноса) для перехода захваченных электронов в пролетные есть $(T/e\varphi)\nu_{ei}$ (ν_{ei} – электрон-ионная частота соударений). Появление множителя $T/e\varphi$ связано с тем, что для перехода в класс пролетных частиц направление скорости захваченного электрона должно измениться на угол порядка $\sqrt{e\varphi/T}$, а не на $\pi/2$. Очевидно, для того, чтобы частица получила смещение $\overline{\Delta x}$, скорость захваченного электрона должна изменить направление на такой же угол $\sqrt{e\varphi/T}$, т.е. эффективная частота данного процесса будет пропорциональна $T/e\varphi$. Но так как те частицы, которые становятся пролетными, к $\overline{\Delta x}$ отношения не имеют, то при нахождении транспортного сечения рассеяния

$$\sigma_1 = \int (1 - \cos\theta) d\sigma \qquad (4)$$

(где $d\sigma$ – кулоновское дифференциальное сечение рассеяния электронов на угол θ), которое, как известно, и определяет эффективную частоту (см. например /8/), интегрировать по углу θ надо не во всем интервале $(0, \pi)$, а на отрезке $(0, \sqrt{e\varphi/T})$ (на самом деле, так как $\overline{\Delta x}$ зависит в основном от изменения величины $v_{\parallel}$, то интервал интегрирования в (4) по θ будет иметь более сложный вид, но учет этого обстоятельства не приводит к существенному изменению результата), что приведет к замене кулоновского логарифма $L = \ln\Lambda$, входящего в ν_{ei}, на величину $\ln(e\varphi\Lambda/T)$. Поэтому

$$\nu \sim \frac{T}{e\varphi} \frac{\ln(e\varphi\Lambda/T)}{L} \nu_{ei}. \qquad (5)$$

Учитывая, что плотность захваченных частиц есть $n\sqrt{e\varphi/T}$, а также (3) и (5), из (2) найдем

$$\Gamma_1 \approx \left(\frac{k_y}{k_z}\right)^2 \left(\frac{e\varphi}{T}\right)^{1/2} \frac{\ln(e\varphi\Lambda/T)}{L} \frac{T\nu_{ei}}{m\omega_B^2} n \frac{\partial \ln e\varphi}{\partial x} \qquad (6)$$

при $e\varphi/T\nu_{ei} > \sqrt{m/e\varphi}/k_z$ – дрейфового периода захваченной частицы. Используя коэффициент диффузии для захваченных частиц $D = (k_y/k_z)^2 (e\varphi/T)^{1/2} T\nu_{ei}/m\omega_B^2$ (см., например, /2/), получим выражение для полного потока

$$\Gamma = nD \left[\frac{\ln(e\varphi\Lambda/T)}{L} \frac{\partial \ln e\varphi}{\partial x} - \frac{\partial \ln n}{\partial x}\right], \qquad (7)$$

из которого видно, что Γ_1 может оказаться сравнимым с $D\partial n/\partial x$.

Учитывая зависимость ν_{ei} от n и считая величину $\varkappa = [\ln(e\varphi\Lambda/T)]/L = \text{const}$, не трудно записать решение уравнения (7) относительно $\tau = \sqrt{e\varphi}$ в интегральном виде

$$\tau = \tau_0 \left(\frac{n}{n_0}\right)^{1/2\varkappa} + \frac{1}{2\varkappa A} \left(\frac{n}{n_0}\right)^{1/2\varkappa} \int \frac{\Gamma}{n^2} \left(\frac{n_0}{n}\right)^{1/2\varkappa} dx,$$

где τ_0 – значение τ в точке, где n равно n_0;

$$A = \frac{4}{3}\sqrt{\frac{2\pi}{m}}\left(\frac{k_y}{k_z}\right)^2 \frac{e^4 L}{Tm\omega_B^2}.$$

При Г = 0 получим простую связь между профилем плотности частиц и потенциалом волны:

$$\frac{\varphi}{\varphi_0} = \left(\frac{n}{n_0}\right)^{1/æ}.$$

Следовательно, можно ожидать, что в режимах, в которых существуют низкочастотные дрэйфовые волны, систематический поток наряду с диффузионным потоком будет вносить заметный вклад как в формирование профиля плотности частиц $n(x)$ и амплитуды дрейфовой волны $\varphi(x)$, так и во время жизни плазмы в установках.

Автор выражает глубокую благодарность И. С. Данилкину за ценное обсуждение результатов работы.

Поступила в редакцию
17 Февраля 1977 г.

Литература

1. S. Joshikawa, Phys. Rev. Lett., **25**, 353 (1970).
2. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев, в сб. "Вопросы теории плазмы", т. 7. Атомиздат, М., 1973 г., стр. 205.
3. Л. М. Коврижных, Письма в ЖЭТФ, **13**, 513 (1971).
4. О. П. Погуце, Ядерный синтез, **12**, 39 (1972).
5. В. И. Крылов, Препринт ФИАН № 147, М., 1975 г.; Краткие сообщения по физике № 2, 8 (1976).
6. Д. В. Франк-Каменецкий. Лекции по физике плазмы, Атомиздат, М., 1968 г.
7. Б. Б. Кадомцев, О. П. Погуце, ЖЭТФ, **51**, 1734 (1966).
8. Б. А. Трубников, в сб. "Вопросы теории плазмы", т. I, Атомиздат, М., 1963 г., стр. 98.