

БЫСТРЫЕ ЧАСТИЦЫ В ПАРАМЕТРИЧЕСКИ НЕУСТОЙЧИВОЙ ПЛАЗМЕ

В. В. Пустовалов, В. П. Силин

Теория параметрического воздействия излучения большой мощности на плазму позволила выявить условия возникновения параметрических неустойчивостей [1, 2], предсказать явление аномально быстрой передачи энергии поля плазме [1, 3], определить в ряде случаев аномально высокочастотную проводимость плазмы [3, 4]. Предсказания теории подтвердились экспериментом и физическая картина развития параметрических неустойчивостей стала широко использоваться для интерпретации эксперимента. В этом сообщении мы хотели бы затронуть вопрос об образовании быстрых частиц в параметрически неустойчивой плазме, имея в виду, что экспериментальное изучение параметрического воздействия излучения большой мощности на плазму часто стало сопровождаться измерением распределения частиц по скоростям. Соответствующие возможности теории были вскрыты в работах [1, 3, 5]. Однако, конкретные результаты теории до сих пор фактически ограничивались приближением максвелловского распределения, в котором причиной повышения температуры являлось развитие параметрических неустойчивостей [3, 6].

Ниже мы хотели бы обратить внимание на такую причину появления быстрых частиц в экспериментах с мощными электромагнитными полями, какой является черенковское взаимодействие волн с частицами. Именно такое взаимодействие учитывается основными уравнениями квазилинейного приближения теории параметрически неустойчивой плазмы [3]. Имея в виду инерцию ионов, будем считать их распределение максвелловским и неизменным во времени. Для рассмотрения эволюции распределения электронов $F_e(v, t)$ и поля $E(k, t)$ используем систему уравнений (e и m — заряд и масса электрона):

$$\frac{\partial F_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v_i} D_{ij}(v, t) \frac{\partial F_e}{\partial v_j}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} |E(k, t)|^2 = 2\gamma(k, t) |E(k, t)|^2. \quad (2)$$

Для иллюстрации следствий, вытекающих из этой системы уравнений, инкремент параметрической неустойчивости примем в виде (ср. [2]):

$$\gamma = \frac{1}{4} (k r_E)^2 \frac{\omega_{L1}^2 \omega_0 \Delta\omega_0 \tilde{\gamma}}{[(\Delta\omega_0)^2 + \tilde{\gamma}^2]^2}.$$

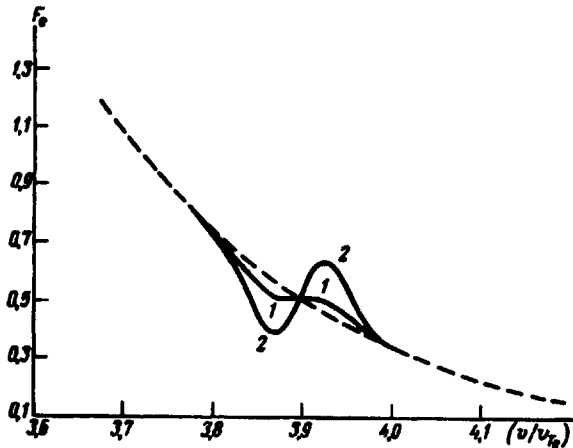
Здесь $r_E \equiv (eE_0/m\omega_0^2)$ – амплитуда осцилляций электронов в поле волны накачки $E_0 \sin \omega_0 t$, $\Delta\omega_0$ – разность частот внешнего поля накачки и высокочастотной плазменной волны ($\Delta\omega_0 > 0$), $\tilde{\gamma}$ – декремент затухания высокочастотной плазменной волны, $\omega_L \equiv (4\pi N_e e_i^2/M)^{1/2}$ – ленгмюровская частота. В случае сравнительно слабого поля накачки, когда амплитуда осцилляций электронов мала в сравнении с длиной плазменной волны $(kr_E)^2 \ll 1$ и дебаевским радиусом электронов ($r_E^2 \ll r_D^2$), коэффициент диффузии в пространстве скоростей имеет вид

$$D_{ij}(v, t) = \frac{\pi}{16} \frac{e^2}{m^2} \omega_0^2 \times$$

$$\int \frac{dk}{(2\pi)^3} \frac{\omega_{L_i}^4}{\omega^4} \frac{k_i k_j}{k^2} |E(k, t)|^2 \frac{(kr_E)^2}{(\Delta\omega_0)^2 + \tilde{\gamma}^2} \{ \delta(\omega_0 + kv) + \delta(\omega_0 - kv) \}.$$

Здесь учтено, что частота ω низкочастотных колебаний, нарастающих в параметрически неустойчивой плазме, мала по сравнению с частотой поля накачки ($\omega \ll \omega_0$).

Сравнительно несложное численное интегрирование системы уравнений (1), (2) приводит к изменению во времени распределения электронов по скоростям, отражаемому рисунком на котором приведены два распределения электронов при временах $\omega_0 t = 330 (r_D / r_E)^2$ (кривая 1) и $\omega_0 t = 385 (r_D / r_E)^2$ (кривая 2), а пунктиром показано максвелловское распределение ($\omega_0 t = 0$) с тепловой скоростью v_{T_e} .



Функция распределения электронов F_e по скоростям v в параметрически неустойчивой плазме с числом частиц в дебаевской сфере $N_e r_D^3 = 10^7$, электронным дебаевским радиусом $r_D = 0,29 k_m^{-1}$ и электронной ленгмюровской частотой $\omega_{L_e} = 0,876 \omega_0$ для трех различных моментов времени

Из рисунка видно, что в окрестности скорости $v_0 = (\omega_0 / k_m)$, где волновое число k_m отвечает максимуму инкремента γ , происходит перераспределение частиц по скоростям, ведущее к увеличению числа частиц с большими скоростями. Заметим, что обнаруженная тенденция изменения F_e качественно отличается от того перераспределения частиц, которое имеет место в случае обычной квазилинейной ре-

лаксации пучков в плазме [7]. Следует также подчеркнуть, что перераспределение частиц в области скоростей $\sim(\omega_0/k_m)$ быстро изменяет значение инкремента и в околороговой области параметрической неустойчивости является основным по сравнению с влиянием на инкремент увеличения температуры электронов [6].

Обнаруженная тенденция увеличения числа быстрых частиц в плазме при большой амплитуде поля накачки, как это следует из уравнения в работе [3], существенна и для еще больших скоростей $\sim(n\omega_0/k_m)$, отвечающих гармоникам поля накачки (n — целое). Перераспределение частиц по скоростям с появлением большого числа ускоренных частиц становится особенно значительным в условиях перекрывания областей черенковского взаимодействия с высшими обертонами. Отметим, наконец, что черенковское взаимодействие плазменных волн с ионами в параметрически неустойчивой плазме ведет к возникновению ускоренных ионов.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 августа 1971 г.

Литература

- [1] В.Н.Силин. ЖЭТФ, **48**, 1679, 1965.
 - [2] П.Е.Андреев, А.Ю.Кирий, В.Н.Силин. ЖЭТФ, **57**, 1024, 1969.
 - [3] В.Н.Силин. ЖЭТФ, **57**, 183, 1969.
 - [4] В.В.Мустовалов, В.Н.Силин, ЖЭТФ, **59**, 2215, 1970.
 - [5] А.Ю. Кирий. ЖЭТФ, **60**, 955, 1971.
 - [6] О.М.Градов, Б.М.Маркеев. Сборник „Краткие сообщения по физике“, №5, 15, 1971.
 - [7] А.А.Веденов. Теория турбулентной плазмы. М., Изд. Наука, 1965.
-