

СПЕКТРЫ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

В. Н. Новиков, В. Т. Тихончук

УДК 533.95

На основании численного решения кинетических уравнений для ленгмюровских волн найдены спектры турбулентности, возникающей при параметрическом воздействии мощного излучения на плазму. Показано, что спектры ленгмювской турбулентности модулированы в пространстве, а поглощаемая в плазме мощность осциллирует во времени.

Знание спектральных и пространственных характеристик ленгмювской турбулентности необходимо как для определения эффективности параметрического поглощения электромагнитного излучения в плазме, так и для описания процессов нагрева и ускорения частиц /1/. Аналитические оценки уровня и ширины спектра параметрической турбулентности неоднородной плазмы и скорости диссипации энергии волны накачки были выполнены в /2/. В настоящей работе проведены численные расчеты спектров одномерной параметрической турбулентности пространственно неоднородной плазмы.

Исходные уравнения для чисел ленгмювских квантов  $N_{\pm}^{\pm}(\omega, x, t)$  ( $\omega$  - частота,  $x$  - координата,  $t$  - время, знаки  $\pm$  отвечают волнам, бегущим навстречу градиенту плотности и вдоль него) сформулированы в /2/. В пределе сильного затухания звука и в предположении, что ширина области параметрической неустойчивости  $\Delta\omega_0$  велика по сравнению с шагом спектральной перекачки ( $\Delta\omega_0 \gg k_1 v_s$ ), имеем:

$$\frac{\partial N_{\pm}^{\pm}}{\partial t} \pm v_1 \frac{\partial N_{\pm}^{\pm}}{\partial x} = 2\gamma^{\pm}(\omega, x) N_{\pm}^{\pm} + 4k_1 v_s \Gamma N_{\pm}^{\pm} \frac{\partial N_{\pm}^{\pm}}{\partial \omega}. \quad (1)$$

Здесь  $k_1(\omega, x) = [2(\omega - \omega_{Le}(x))/3v_{Te}^2]^{1/2}$  - волновой вектор и  $v_1(\omega, x) = 3k_1 v_{Te}^2 / \omega_{Le}(x)$  - групповая скорость ленгмюровской волны,  $\omega_{Le}(x)$  - ленгмюровская частота электронов (далее мы ее аппроксимируем линейным законом  $\omega_{Le}(x) = \omega_0(1 - x/2L)$ );  $v_{Te}$  - тепловая скорость электронов,  $\Gamma = \omega_{Le}^2 \omega_{Ia} / 24n_e x T_e v_{Te}$  - постоянная нелинейного взаимодействия,  $\omega_{Ia}$  - конечная ленгмюровская частота,  $n_e$  и  $T_e$  - плотность и температура электронов,  $v_a$  - скорость звука.

Второе слагаемое в левой части (I) описывает конвективное движение ленгмюровских волн вдоль оси  $x$ , второе слагаемое в правой части - перекачку энергии по спектру за счет индуцированного рассеяния плазмонов на звуке. Инкремент параметрической неустойчивости  $\gamma(\omega, x)$  отличен от нуля в полосе шириной  $\Delta\omega \ll \omega_0$  в окрестности частоты волны накачки  $\omega_0$ . По пространственной координате область неустойчивости ограничена со стороны плотной плазмы линией отсечки  $k_c(\omega)(\omega_{Le}(x_c) = \omega)$ , а со стороны разреженной плазмы условием отсутствия затухания Ландау  $k_1(\omega, x) < k_{\max} \sim (3+4)r_D^{-1}$ .

Граничные условия к системе (I) состоят из: 1) зеркального отражения волны от линии отсечки, 2) свободного выхода волн  $N^+$  на границе черенковского поглощения, 3) задания амплитуд входящих волн  $N^-$  на границе черенковского поглощения на малом (тепловом) уровне, 4) задания амплитуд волн  $N^+$  на верхней границе области турбулентности при  $\bar{\omega} \gtrsim \omega_0$  на малом (тепловом) уровне (поскольку спектральная перекачка происходит с уменьшением частоты).

Область применимости уравнений (I), как показано в /2/, ограничена предположением об отсутствии апериодической параметрической неустойчивости ленгмюровских волн, которое сводится к условию  $\Gamma n^2 < \omega_{Ia} (\delta\omega/\omega_{Le})^{1/2}$ , где  $\delta\omega$  - частотная ширина спектра турбулентности.

Для численного решения были введены безразмерные переменные  $\bar{t} = 2(\omega/\omega_0 - 1)/3(k_{\max} r_D)^2$ ,  $\bar{x} = (x - x_c(\omega))/3(k_{\max} r_D)^2 L$ ,  $\bar{t} = v_{1, \max} t / 3(k_{\max} r_D)^2 L$ , и система (I) записана в виде

$$z^{-1/2} \frac{\partial n^{\pm}}{\partial \tau} \pm \frac{\partial n^{\pm}}{\partial z} - n^{\pm} \frac{\partial n^{\pm}}{\partial z} - n^{\pm} \frac{\partial n^{\pm}}{\partial y} = z^{-1/2} \bar{\gamma} n^{\pm}, \quad (2)$$

где  $n^{\pm}(y, z, \tau) = (8Lv_D I / 3x_D v_{Te} \omega_0) N^{\pm}(\omega, x, t)$ ,  $\bar{\gamma}(y, z) = 6\gamma(\omega, x) \times (k_{\max} x_D)^2 L / v_{1, \max}$ . Система уравнений (2) решалась на области  $z \in (0, 1)$ ,  $y \in (y_{\min}, 0)$  с граничными условиями

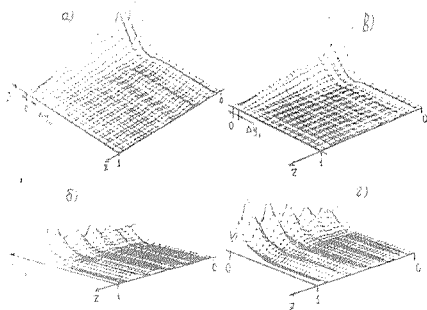
$$Q_z(y, z=0, \tau) = 0, \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} n^+(y, z=1, \tau) = 0,$$

$$n^-(y, z=1, \tau) = n_0,$$

$$\frac{\partial}{\partial y} Q_y(y_{\min}, z, \tau) = 0, \quad \frac{\partial^2}{\partial y^2} n^+(y=0, z, \tau) = \frac{\partial^2}{\partial y^2} n^-(y=0, z, \tau) = 0,$$

где  $Q_z = n^+ - n^- - n^+ n^-$ ,  $Q_y = -n^+ n^-$  — проекции вектора плотности потока плазмонов на оси  $z$  и  $y$  соответственно. Уровень фоновых (тепловых) флуктуаций  $n_0$  выбирался примерно на 2 порядка меньше характерного значения  $n^{\pm}$  в области турбулентности; нижняя граница расчетной области  $y_{\min}$  выбиралась таким образом, чтобы накачка слабо возмущала колебания с частотами  $y \sim y_{\min}$ . Начальные условия для  $n^{\pm}$  задавались в виде:  $n^{\pm}(y, z, \tau=0) = n_0$ . Инкремент  $\bar{\gamma}(z, y)$  задавался отличным от нуля в полосе  $y \in (-\Delta y_0, 0)$  и в обсуждаемых ниже расчетах от  $z$  не зависел.

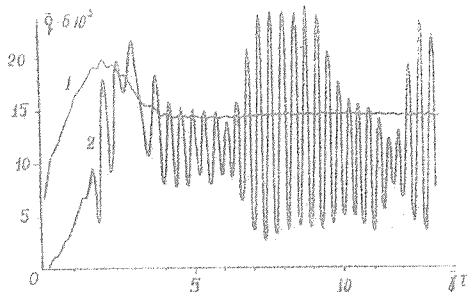
На рис. 1 приведены характерные спектры ленгмювской турбулентности для случая сравнительно слабой накачки, когда время раскачки колебаний  $\bar{\gamma}^{-1}$  сравнимо со временем пробега ленгмювской волны через область турбулентности ( $\bar{\gamma} \sim 1$ ). Видно, что по переменной  $y$  спектр ленгмювской турбулентности представляет собой плавную кривую с максимумом, расположенным вблизи нижней границы зоны раскачки. Спектральная ширина области турбулентности в условиях  $\bar{\gamma} \lesssim 1$  оказывается порядка спектральной ширины зоны раскачки. Интенсивность волн  $n^{\pm}$ , бегущих в глубь плазмы, почти монотонно нарастает по мере их продвижения от ли-



Р и с. 1. Спектры параметрической турбулентности ленгмюровских волн  $n^-$  - а, в и  $n^+$  - б, г в момент времени  $\bar{\gamma}\tau = 32$  (а, б) и  $\bar{\gamma}\tau = 39$  (в, г) при  $\bar{\gamma} = 1,5$ ,  $\Delta U_0 = 0,1$ .

нии входа  $z = 1$  (рис. 1а); интенсивность волн  $n^+$  почти во всей области турбулентности больше  $n^-$  и промодулирована в пространстве таким образом, что волны  $n^+$  образуют своеобразные волновые пакеты (рис. 1б). Картина, изображенная на рис. 1, нестационарна - волновые пакеты перемещаются с групповой скоростью ленгмюровских волн и уходят из области турбулентности через границу  $z = 1$ , а на смену им возникают новые. На рис. 1в, г приведены спектры турбулентности  $n^+$  и  $n^-$  в некоторый последующий момент времени. Видно, что, хотя средний уровень турбулентности не изменился, произошло смещение волновых пакетов вдоль оси  $z$ . Среднее число пакетов в зоне турбулентности увеличивается с ростом  $\bar{\gamma}$ .

Поскольку уходящие волновые пакеты уносят с собой энергию, поток энергии из области турбулентности  $\bar{q}_{out} = \int dy dz \langle \dot{y}, z = 1, \tau \rangle$  осциллирует во времени. На рис. 2 (кривая 2) приведена зависимость  $\bar{q}_{out}(\tau)$ . Вкачиваемый в плазму поток энергии  $\bar{q}_{in} = \iint dy dz z^{-1/2} \bar{\gamma} (n^+ + n^-)$ , в отличие от  $\bar{q}_{out}$ , осциллирует во времени значительно слабее (рис. 3 кривая 1). Расчеты проводились при  $\tau \leq \tau_{max} \sim 100 \bar{\gamma}^{-1}$ . Затухания осцилляций поглощения и уменьшения глубины модуляции спектра по пространственной координате отмечено не было. Из рис. 3 видно, что быстрые осцил-



Р и с. 2. Зависимость от времени вводимой в плазму мощности  $\bar{Q}_{in}(1)$  и поглощаемой электронами мощности  $\bar{Q}_{out}(2)$  при  $\bar{\gamma} = 1,5, \Delta\gamma_0 = 0,03$

линии поглощения промодулированы во времени с периодом порядка нескольких обратных инкрементов.

В работе [2] были получены аналитические оценки вводимой мощности в зависимости от величины инкремента и ширины зоны раскачки. Для случая широкой зоны раскачки ( $\Delta\omega_0 > k_1 v_B$ ) это соотношение в безразмерных переменных имеет вид  $\bar{Q}_{in} \sim (\bar{\gamma}\Delta\gamma_0)^2$ .

Таблица I.

$\bar{\gamma}$	0,5	1,5	1,5	1,5	1,5	4,5
$\Delta\gamma_0$	0,3	0,3	0,2	0,1	0,03	0,2
$\bar{Q}_{in}$	0,022	0,12	0,09	0,026	0,0025	0,9
a	1,0	0,6	1,0	1,1	1,2	1,1

В табл. I представлены результаты расчетов  $\bar{Q}_{in}$  для различных  $\bar{\gamma}$  и  $\Delta\gamma_0$ . Видно, что в согласии с аналитическими оценками отношение  $a = \bar{Q}_{in}/(\bar{\gamma}\Delta\gamma_0)^2$  в широком диапазоне параметров накачки остается почти постоянным.

Поступила в редакцию  
22 ноября 1982 г.

### Л и т е р а т у р а

1. В. П. Силин, Параметрическое воздействие мощного излучения на плазму, "Наука", М., 1973 г.
2. В. П. Силин, В. Т. Тихончук, ЖЭТФ, 81, вып. 6(12), 2039 (1981).