

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ПЛАЗМЫ

*Н. Е. Андреев, В. В. Пустовалов, В. П. Силин,
В. Т. Тихончук*

Изучена эволюция плазменной турбулентности, инициируемой параметрической неустойчивостью – распадом волны накачки на два плазмона и насыщаемой индуцированным рассеянием плазмонов на ионах. Показано, что параметрическая турбулентность развивается в плотной плазме в течение наносекундного импульса излучения мощного неодимового лазера и оказывается существенно нестационарной вследствие осциллирующей шумовой турбулентности.

Актуальной задачей теории параметрически неустойчивой плазмы является выяснение временной эволюции плазменной турбулентности (параметрической турбулентности), составляющей физическую основу механизмов поглощения и рассеяния мощного излучения, нагрева и ускорения частиц плазмы (см., например, обзор [1]). В данной работе изложены результаты теории нестационарной параметрической турбулентности возбуждаемой в однородной плазме вследствие распада волны накачки (с частотой ω_0 и волновым вектором k_0) на два плазмо-

на [2, 3] и стабилизируемой индуцированным рассеянием на ионах¹⁾. Вблизи порога неустойчивости спектральная плотность энергии плазменных шумов имеет вид:

$$W(k, \theta, t) = \sqrt{2}(2\pi/k)^2 s_0 n_e \kappa T_e y(x, \tau) \delta(k - k_m),$$

где угловое распределение $y(x, \tau)$ подчиняется уравнению

$$\frac{\partial y(x, \tau)}{\partial \tau} - \frac{1}{y(x, \tau)} = y(x, \tau) \left[\alpha^2 - x^2 - \alpha \int_{x_1}^{x^2} dx' q(x' - x) y(x', \tau) \right]. \quad (1)$$

Здесь $k_m = r_{D_e}^{-1} (\omega_0 - 2\omega_{L_e})^{1/2} (3\omega_{L_e})^{-1/2}$ — экстремальное для развития неустойчивости волновое число, ω_{L_e} и r_{D_e} — ленгмюровская частота и дебаевский радиус электронов с плотностью n_e и температурой T_e (κ — постоянная Больцмана), θ — угол между волновыми векторами \mathbf{k} и \mathbf{k}_0 , связанный равенствами $x = \theta - \pi/4$, $0 < \theta < \pi/2$; $x = \theta - 3\pi/4$, $\pi/2 < \theta < \pi$ с переменной x , определяющей отклонение распространения коротковолновых ($k \gg k_0$) плазмонов от направлений $\theta = \pi/4$ и $\theta = 3\pi/4$ оптимальной раскочки, $\tau = 4\tilde{\gamma}t$, где $\tilde{\gamma}$ — декремент затухания плазменных волн, учитывающий кулоновские электронно-ионные столкновения и затухание Ландау на электронах. Величина $\alpha^2 = 1/2 (1 - E_{min}/E_0)$ характеризует надпороговость, т. е. превышение напряженности электрического поля накачки E_0 над минимальным E_{min} , необходимым для развития неустойчивости. Параметры α и s_0 дают относительный вес вкладов соответственно нелинейного взаимодействия турбулентных шумов и описываемого вторыми слагаемыми в левой части уравнения (1) спонтанного шума (c — скорость света, v_{T_i} и r_{D_i} — тепловая скорость и дебаевский радиус ионов)

$$\alpha = (32\pi^{3/2} n_e r_{D_e}^3)^{-1} \frac{v_{T_e}^2}{c v_{T_i}} \left(\frac{\omega_0 - 2\omega_{L_e}}{2\omega_{L_e}} \right)^{1/2} \left(\frac{r_{D_i}}{r_{D_e}} + \frac{r_{D_e}}{r_{D_i}} \right)^{-2};$$

$$s_0 = (6\pi n_e r_{D_e}^3)^{-1} \frac{\tilde{\gamma}}{\omega_{L_e}} \left(\frac{\omega_0 - 2\omega_{L_e}}{6\omega_{L_e}} \right)^{1/2},$$

а ядро определяется равенством ($\beta = (3/2)^{3/2} v_{T_e}^2 / c v_{T_i}$)

$$q(x) = x \int_0^{\pi/2} d\phi \cos^4 \phi \left(\sin^2 \phi + \frac{x^2}{2} \cos^2 \phi \right)^{-1/2} \exp \left[-\frac{1}{4} \beta^2 x^2 \times \right. \\ \left. \times \left(\sin^2 \phi + \frac{x^2}{2} \cos^2 \phi \right)^{-1} \right].$$

¹⁾ Подробнее о нелинейных механизмах, см., например, § 9 и § 13 в обзоре [4]

Уравнение (1) получено в приближении дифференциальной перекачки, когда масштаб ядра β^{-1} оказывается много меньше характерного масштаба инкремента σ ($\sigma \beta \gg 1$).

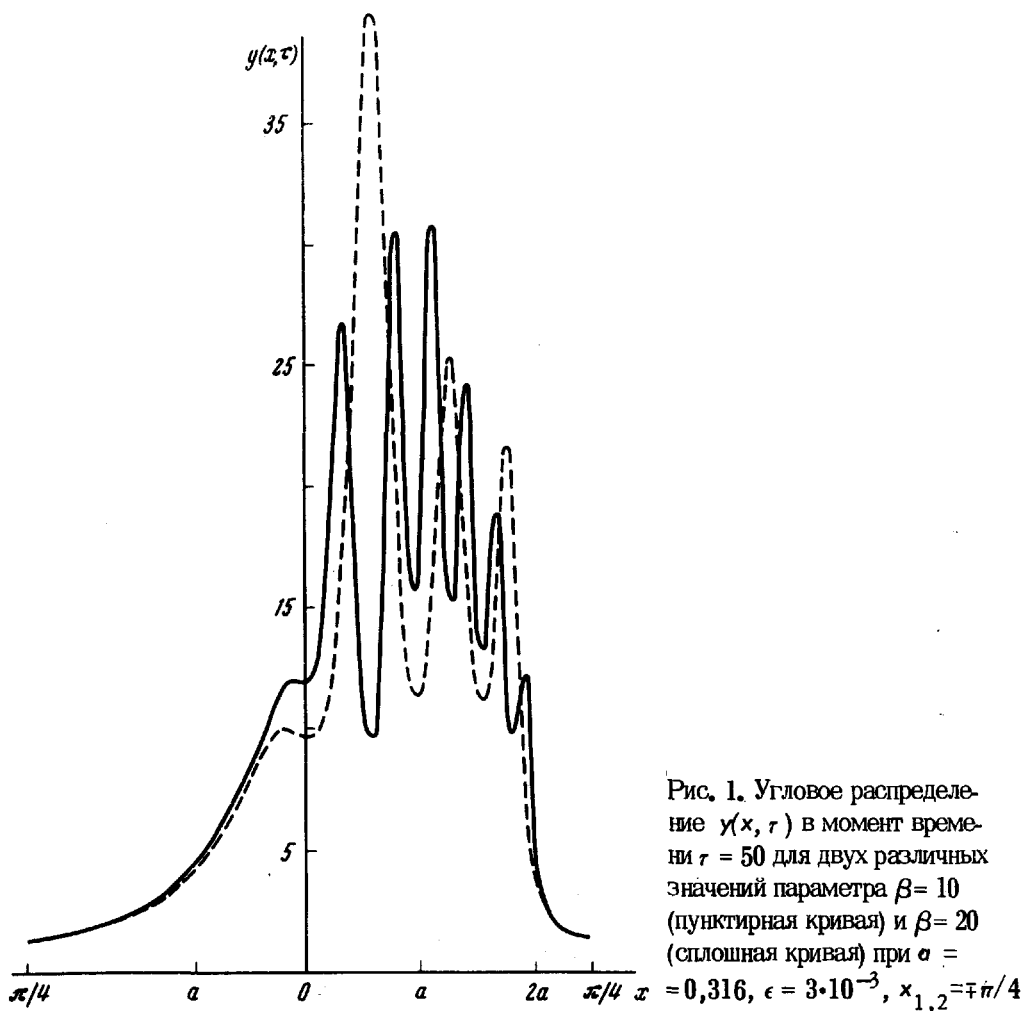


Рис. 1. Угловое распределение $y(x, \tau)$ в момент времени $\tau = 50$ для двух различных значений параметра $\beta = 10$ (пунктирная кривая) и $\beta = 20$ (сплошная кривая) при $\sigma = 0,316$, $\epsilon = 3 \cdot 10^{-3}$, $x_{1,2} = \mp \pi/4$

На рис. 1 приведено численное решение уравнения (1) для спектральной плотности энергии плазменного шума $y(x, \tau)$ в момент времени $\tau = 50$. Этот рисунок показывает, что нестационарный турбулентный шум представляет собой сильно "изрезанную" по x кривую, качественно отличающуюся от стационарного шума $y(x, \infty)$, найденного ранее [2]. Зависимость от времени как спектральной плотности шума $y(x, \tau)$, так и проинтегрированного по углам полного шума

$$\bar{y}(\tau) = \int_{x_1}^{x_2} dx y(x, \tau)$$

также является немонотонной, осциллирующей (см. рис. 2). Плазменный шум, как это следует из уравнения (1), стремится к стационар-

ному распределению [2] по закону $C_1 \sim 1$; $\alpha^2 \tau \gg 1$):

$$\bar{y}(\tau) = \frac{9}{4} \frac{\alpha^4}{\epsilon} \left\{ 1 + \frac{C_1}{\alpha^2 \tau} \exp\left(-\frac{9}{8} \tau \frac{\epsilon^2}{\alpha^6}\right) \sin(0,1 \alpha^3 \beta \tau) \right\};$$

$$\epsilon = \frac{\pi^{3/2}}{8} \alpha \beta^{-3} \quad (2)$$

Характерное время затухания осцилляций $\bar{y}(\tau)$ равно $\tau_\infty \approx \alpha^6 / \epsilon^2$ тем больше, чем выше надпороговость α^2 . Это время $t_\infty = \tau_\infty / 4 \bar{y}$ настолько велико, что в случае импульсного характера излучения накачки в течение времени существования плазмы турбулентности, как правило, оказывается существенно нестационарной. Например, в водородной плазме с плотностью $n_e \approx 2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и температурой электронов и ионов $\sim 1 \text{ кэВ}$ при относительной расстройке частоты неодимового лазера $(\omega_0 - 2\omega_L) (2\omega_L)^{-1} \approx 0,1$ и превышении минимального порогового поля на 10% время полного выхода шума на стационарное состояние $t_\infty = 10^{-3} \text{ сек}$ на 5-6 порядков больше длительности $10^{-8} - 10^{-9} \text{ сек}$ типичного наносекундного импульса. Вместе с тем турбулентного значения шум достигает за время $\tau_T \approx \alpha^{-2} \ln(\alpha^4 / \epsilon) \ll \tau_\infty$.

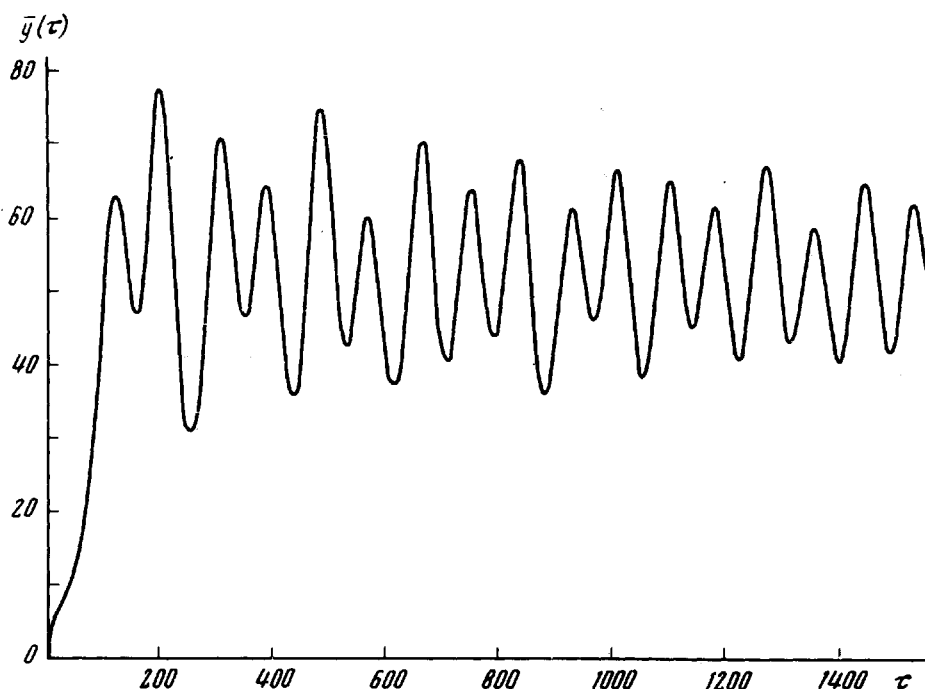


Рис. 2. Полный шум $\bar{y}(\tau)$ при $\alpha = 0,2$, $\epsilon = 10^{-4}$, $\beta = 10$ в интервале углов $-\pi/4 \leq x \leq \pi/4$

В приводимом варианте плазмы $\tau_T \approx 10^{-10} \text{ сек}$ и, следовательно, за указанные времена длительности лазерного импульса турбулентность оказывается уже сильно развитой. Как видно из рис. 2 при $\tau_T < \tau < \tau_\infty$ значения полного шума $\bar{y}(\tau)$ могут существенно отличаться от ста-

ционарного $\bar{y}(\infty)$. Пределы изменения полного шума для двух различных интервалов времени $\tau > 50$ и $\tau > 300$ иллюстрируется рис. 3 для различных значений пороговости σ^2 .

Эволюция параметрической турбулентности, насыщаемой спектральной перекачкой делится во времени на три стадии. Сначала $0 \leq \tau \leq \tau^{-1} = \sigma^{-2}$ плазменный шум растет экспоненциально. На второй стадии $\tau^{-1} < \tau < \tau_T$ происходит насыщение шума. Далее $\tau_T < \tau < \tau_\infty$ шум в течение длительного времени осциллирует с частотой $\sim 0,4 \sigma^3 \beta \gamma$ (см. (2) и рис. 2), выходя при $\tau > \tau_\infty$ на стационарное значение. Третий этап эволюции шума характеризуется наибольшей изрезанностью спектра по x . Число пиков, на которые разбивается распределение $y(x, \tau)$ определяется соотношением между масштабом инкремента σ и масштабом ядра β^{-1} , и оказывается $\sim \sigma \beta$. На рис. 1 видно увеличение числа пиков на спектральном распределении с ростом β . Расстояние между ними и их ширина порядка β^{-1} .

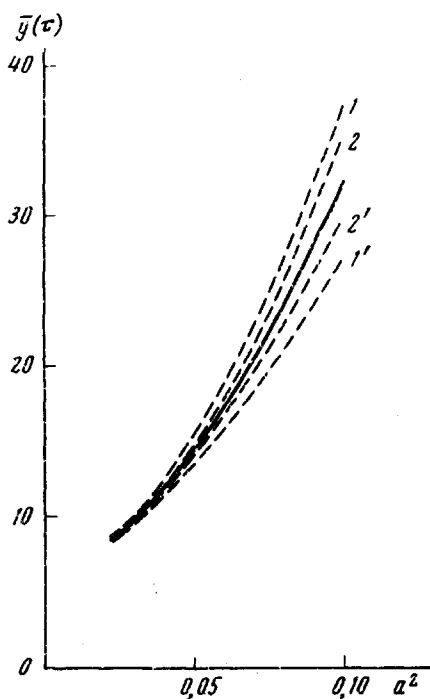


Рис. 3. Полный шум $\bar{y}(\tau)$ в зависимости от надпороговости σ^2 при $\epsilon = 10^{-3}$, $\beta = 10$, $x_{1,2} = \mp \pi/4$. Пунктирные кривые 1, 1' и 2, 2' ограничивают пределы изменения $\bar{y}(\tau)$ для двух интервалов времени $\tau > 50$ и $\tau > 300$ соответственно. Центральная (сплошная) кривая — стационарный шум

Следует отметить, что осцилляторный выход на стационар характерен для механизмов насыщения, приводящих к выходу волн из области раскачки. Для механизмов стабилизации типа нелинейного сдвига частоты, приводящих к эффективному возрастанию порога неустойчивости, выход на стационар происходит монотонно и значительно быстрее за время порядка максимального обратного инкремента увеличенного в логарифм отношения стационарного турбулентного шума к спонтанному.

Литература

- [1] В.П.Силин. УФН, 108, 625, 1972.
 - [2] В.В.Пустовалов, В.П.Силин, В.Т.Тихончук. ЖЭТФ, 65, 1880, 1973; препринт ФИАН СССР №104, 1973.
 - [3] В.П.Силин, А.Н.Стародуб. ЖЭТФ, 66, вып. 1, 1974;препринт ФИАН СССР, №124, 1973.
 - [4] В.В.Пустовалов, В.П.Силин. Теория плазмы. Труды ФИАН СССР, 61, 42, М., изд. Наука, 1972.
-