

## О СОСУЩЕСТВОВАНИИ СЛАБОЙ И СИЛЬНОЙ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

А.М.Рубенчик, Е.Г.Шапиро

*Институт автоматики и электрометрии СО АН СССР  
630090, Новосибирск*

Поступила в редакцию 17 мая 1991 г.

Рассматривается параметрически возбуждаемая плазменная турбулентность при умеренных амплитудах накачки. Показано, что в процессе слаботурбулентной перекачки может происходить самофокусировка волн, локальное возрастание их амплитуды, приводящее затем к коллапсу ленгмюровских волн.

Принято считать, что при умеренных уровнях турбулентности, когда характерные нелинейные инкременты малы по сравнению с частотой звука, плазменная турбулентность является слабой. При этом эволюция колебаний может описываться в терминах квазичастиц (плазмонов) с помощью кинетических уравнений для волн. Основным нелинейным процессом в изотропной плазме является распад ленгмюровского плазмона и звук

$$\omega_k = \omega_{k_1} + \Omega_{k-k_1}, \quad (1)$$

переходящий в изотермической плазме в индуцированное рассеяние на ионах

$$\omega_k = \omega_{k_1} + |k - k_1|v_{Ti}. \quad (2)$$

Процессы (1) или (2) перекачивают плазмоны в длинноволновую часть спектра практически без потери энергии. В длинноволновой части спектра возникает модуляционная неустойчивость и коллапс плазменных волн, приводящий к диссипации энергии.

Описанная картина турбулентности была предложена в <sup>1,2</sup> и наблюдалась в численных экспериментах <sup>3,4</sup>. Однако возможно такая картина турбулентности не реализуется в эксперименте. Дело в том, что, как показано в <sup>2,5</sup>, стационарные спектры слабой турбулентности изотермической плазмы (случай, когда нелинейные инкременты малы по сравнению с затуханием звука) имеют "струйный" характер, сосредоточены на поверхностях или линиях в  $k$ -пространстве, либо даже из набора квазимонохроматических волн. Такие распределения неустойчивы относительно спонтанного возникновения модуляции уровня турбулентности <sup>6</sup>. В результате локального роста интенсивности колебаний, обусловленного развитием модуляционной неустойчивости, могут образовываться коллапсирующие каверны и происходить поглощение энергии без перекачки в область малых  $k$ .

Это явление может привести к существенным макроскопическим проявлениям, например, появлению ускоренных электронов при сравнительно невысоких уровнях накачки.

Однако, ввиду сносного характера неустойчивости в  $k$ -пространстве и конечности интервала перекачки, описанная выше неустойчивость может быть подавлена. Выяснить картину происходящего можно лишь путем численного моделирования, чему и посвящена настоящая работа.

Мы ограничимся рассмотрением параметрического возбуждения волн в изотропной плазме. В этом случае, см. <sup>2,5</sup>, оказываются возбуждены

колебания, параллельные внешнему электрическому полю  $E = E_0 \cos \omega_0 t$ . Возникающая турбулентность описывается уравнениями <sup>6</sup>

$$i\psi_{k+} + \frac{3}{2}\omega_p r_d^2 \Delta_{\perp} \psi_k + \int T_{kk'} (\psi_{k'})^2 dk' \psi_k = i(\gamma_p(k) - \gamma_k) \psi_k. \quad (3)$$

В используемом подходе длинноволновые пространственные возмущения поперек струи описываются в  $r$ -представлении, а  $k$  - волновой вектор вдоль струи. Пространственная неоднородность вдоль струи не возникает из-за большой ширины спектра в этом направлении,  $\gamma_p$  - инкремент накачки, а  $\gamma_k$  - затухание, обычно столкновительное.

Матричный элемент  $T_{kk'}$  имеет вид <sup>2,5,7</sup>

$$T_{kk'} = \frac{\omega_p^2}{4\pi n T_e} G \left( \frac{\omega_k - \omega_{k'}}{|k - k'|} \right), \quad G = \frac{\epsilon_e}{\epsilon} - 1. \quad (4)$$

Здесь  $\epsilon$  - продольная часть диэлектрической проницаемости,  $\epsilon_e$  - вклад в нее электронов,  $\omega_k = \omega_p(1 + 3/2k^2 r_d^2)$ . Матричный элемент  $T_{kk'}$  хорошо аппроксимируется выражением (6)

$$G \left( \frac{\Omega}{k} \right) = \frac{T_e}{T_e + T_i} \frac{k^2 c_s^2}{\Omega^2 - k^2 c_s^2 + 2i\gamma_s \Omega_s}, \quad (5)$$

где  $c_s$  - скорость ионного звука, а  $\gamma_s$  - его затухание.

В однородной ситуации (3) редуцируется к кинетическому уравнению для волн, описывающему индуцированное рассеяние на ионах

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + (\gamma_k - \gamma_p(k))n_k = \text{Im} \int T_{kk'} n_{k'} dk' n_k, \quad n_k = |\psi_k|^2. \quad (6)$$

Как известно, (5) распределение колебаний вдоль струи при параметрическом возбуждении состоит из набора острых пиков, находящихся на расстоянии шага спектральной перекачки друг от друга

$$\Delta k \sim k_{diff} \sim \frac{1}{3} r_d^{-1} \sqrt{\frac{m}{M}}.$$

Исходя из этого можно упростить (3), перейдя к уравнениям для амплитуд этих ионов (аналог сателлитного приближения для уравнения (6) <sup>4</sup>). В безразмерных переменных имеем цепочку уравнений:

$$\begin{aligned} \gamma_p + \rightarrow t, \quad \frac{k}{k_{diff}} \rightarrow k, \quad \frac{T_0 |\psi|^2}{\gamma_p} \rightarrow |\psi|^2, \quad \nu = \frac{\gamma_k}{\gamma_0} \frac{2}{3} \frac{r_d^2}{\omega_p} \gamma_0 \rightarrow r_{\perp}^2, \\ i \frac{\partial \psi_0}{\partial t} + \Delta \psi_0 + |\psi_0|^2 \psi_0 = i(1 - \nu - T |\psi_1|^2) \psi_0, \\ i \frac{\partial \psi_1}{\partial t} + \Delta \psi_1 + |\psi_1|^2 \psi_1 = i(-\nu + T(|\psi_0|^2) - |\psi_2|^2) \psi_2, \\ \dots \dots \dots \\ i \frac{\partial \psi_n}{\partial t} + \Delta \psi_n + |\psi_n|^2 \psi_n = i(-\nu + T(|\psi_{n-1}|^2 - |\psi_{n+1}|^2)) \psi_n. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $T$  - отношение максимума матричного элемента индуцированного рассеяния  $\text{Im} T_{kk'}$  к статическому значению  $|T(0)| = \frac{\omega_p^2}{4n(T_e + T_i)}$ . Используя приближенное выражение (5) можно записать  $T \sim \Omega_s / 2\gamma_s$ . При  $T_i \sim T_e$ ,  $T \sim 1$  и быстро растет с ростом неизотермичности плазмы.

Каждое из уравнений (7) совпадает по виду с нелинейным уравнением Шредингера (НУШ), в котором (см., например, <sup>8</sup>) за конечное время происходит коллапс, возникают особенности поля, в которые захватывается конечная энергия. Взаимодействие между пиками приводит к перекачке энергии и может подавить коллапс. Поскольку характерные времена обоих процессов при  $T \sim 1$  сравнимы, поведение системы можно понять лишь путем численного моделирования.

В реальных физических условиях интервал перекачки невелик, не превышает десятка шагов и в области малых  $k$  существует сток энергии, обусловленный ленгмюровским коллапсом. Для моделирования его в наших численных расчетах мы использовали проточные граничные условия

$$\psi_n = \psi_{n-1}.$$

Число пиков варьировалось вплоть до десяти, использовались шумовые начальные условия. Наибольший интерес представляют большие превышения над порогом и потому вначале были проведены расчеты при  $\nu = 0$ . Эволюция колебаний существенным образом зависела от параметра  $T$ . На рис.1 показана временная эволюция максимальной амплитуды отдельных пиков. Видно возникновение коллапса, причем характерно, что коллапс происходит не в непосредственно возбуждаемом пике, а в рассеянных.

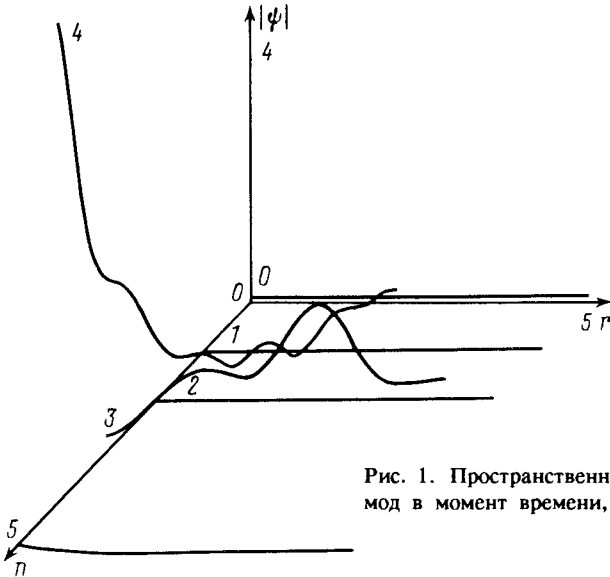


Рис. 1. Пространственное распределение амплитуд различных мод в момент времени, предшествующий коллапсу  $T = 1,4$

При  $T = 1$  коллапсирует первый рассеянный пик. С ростом колебания перекачиваются дальше по спектру, и коллапс происходит после многократного рассеяния. Рис.1 соответствует  $T = 1,4$ . Пространственное распределение интенсивностей колебаний в разных сателлитах приведено на рис.2. Когда интенсивность коллапсирующего сателлита начинает заметно превышать интенсивность соседних, взаимодействием с ними можно пренебречь, и рост поля описывается, хорошо изученным нелинейным уравнением Шредингера. Это означает, что в коллапсе поглощается конечная энергия, и он служит эффективным механизмом диссипации.

Практически число шагов перекачки  $kr_d/\sqrt{m/M}$  не может быть больше десяти. Это означает, что уже при  $T \sim 3$ , что соответствует  $T_c \sim T$ ; как показывают наши расчеты, модуляционная неустойчивость не успевает

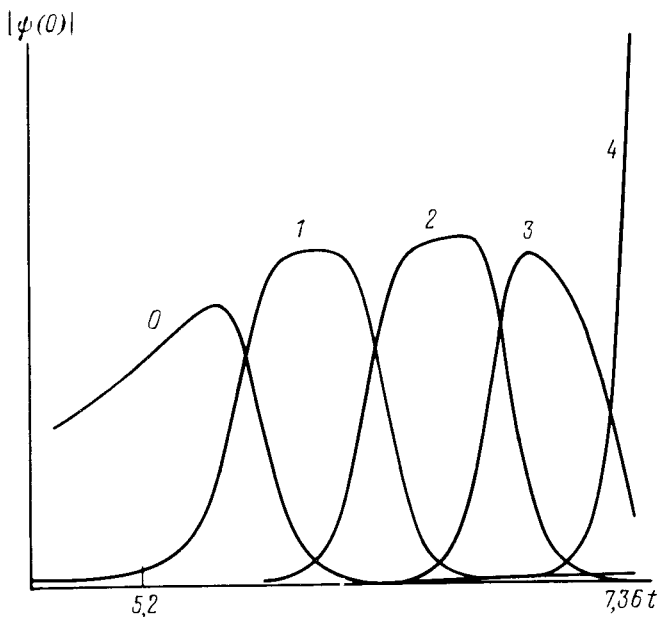


Рис. 2. Временная эволюция амплитуд различных мод в центре пакетов при  $T = 1,4$ . Видна эстафетная перекачка энергии по модам, соответствующая слаботурбулентному описанию

развиться, и перекачка в область малых  $k$ , в область коллапса описывается теорией слабой турбулентности <sup>5,6</sup>. Она носит характер периодического отщепления импульсов колебаний (солитонов), что хорошо видно в численных экспериментах <sup>2</sup>. Отметим, что если рассмотреть начальное стационарное однородное распределение пиков, то наши расчеты показывают его устойчивость при  $T > 3$  и интервале  $\sim 10$  пиков. В этом случае возмущения успевают вынестись на границу интервала прежде, чем успеет произойти коллапс.

Уравнения (7) описывают также самофокусировку света при многократном вынужденном рассеянии. Наши результаты показывают, что как правило, прежде всего должна происходить самофокусировка рассеянного, но не основного излучения.

Таким образом, мы показали, что при параметрическом возбуждении волн в плазме  $T_e \gtrsim 3T_i$  могут сосуществовать слабая и сильная плазменная турбулентность. В плазме с более горячими ионами в процессе перекачки происходит самофокусировка и коллапс волн.

Это явление может, например, существенно изменить регистрируемые частотные спектры турбулентности. Результаты моделирования спектров с учетом нелинейного затухания, обусловленного самофокусировкой, будут опубликованы отдельно.

### Литература

1. Захаров В.Е. ЖЭТФ, 1972, 62, 1745.
2. Захаров В.Е., Мушер С.Л., Рубенчик А.М. ЖЭТФ, 1975, 69, 155.
3. Robinson P., Newman D. Phys. Fluids., B1, 1989, 2319.
4. Dubois D., Rose H., Russel H. Препринт LA-UR-90-3463, Los Alamos, 1990.

5. Брейзман В.Н., Захаров В.Е., Мушер С.Л. ЖЭТФ, 1973, 64, 1997.
  6. Львов В.С., Рубенчик А.М. ЖЭТФ, 1977, 72, 127.
  7. Мушер С.Л., Рубенчик А.М. Физика Плазмы, 1975, 6, 1.895.
  8. Rurdal K., Rasmussen. Phys. Scr., 1989, 33, 498.
-