

О ВОЗБУЖДЕНИИ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ
ЛОКАЛИЗОВАННОЙ НАКАЧКОЙ

И.В. Р е л ь к е, А.М. Р у б е н ч и к

При высокочастотном нагреве плазмы в тороидальных установках волна накачки возбуждается источником конечных размеров и занимает лишь часть объема плазмы. При нижнегибридном нагреве плазмы накачка локализована внутри резонансного конуса [1]. При нелинейном высокочастотном нагреве плазмы, предложенном в [2], накачка занимает тонкий слой поперечного сечения установки.

Считается, что порог параметрической неустойчивости определяется выносом возбуждаемых колебаний из зоны накачки. Поскольку неустойчивость является конвективной, ее порог определяется условием

$$\frac{2\gamma_p \alpha}{V_g} > \Lambda. \quad (1)$$

Здесь γ_p - инкремент параметрической неустойчивости, 2α - размер области локализации, V_g - групповая скорость, а $\Lambda = 10$ - кулоновский логарифм, условие (1) означает, что за время прохождения зоны накачки колебания нарастают до уровня, при котором становятся существенны нелинейные эффекты. Основным нелинейным эффектом, стабилизирующим неустойчивость в изотермической плазме, является индуцированное рассеяние на ионах. Как показано в [3], уже при превышении порога (1) в несколько раз возбужденные колебания за счет индуцированного рассеяния „запираются“ в зоне накачки, турбулентность можно считать локально однородной.

Порог неустойчивости, определяемый выражением (1), достаточно высок. В работе [2] было указано, что в тороидальных установках колебания могут возбуждаться и при меньших интенсивностях накачки. Действительно, колебания, вышедшие из области накачки, возвращаются в нее после обхода тора и вновь усиливаются. Поскольку скорость роста колебаний при параметрическом возбуждении в изотермической плазме не зависит от фазы колебаний, порог определяется условием

$$\frac{\gamma_p}{v_{ei}} > \frac{\pi R}{a}, \quad (2)$$

где R - большой радиус тора. В высокотемпературной плазме тороидальных установок порог (2) может быть существенно ниже (1). Поэтому весьма важным является вопрос об уровне турбулентности в условиях, когда

$$\frac{\gamma_p}{v_{ei}} > \frac{\pi R}{a}, \quad \frac{2\gamma_p \alpha}{V_g} < \Lambda. \quad (3)$$

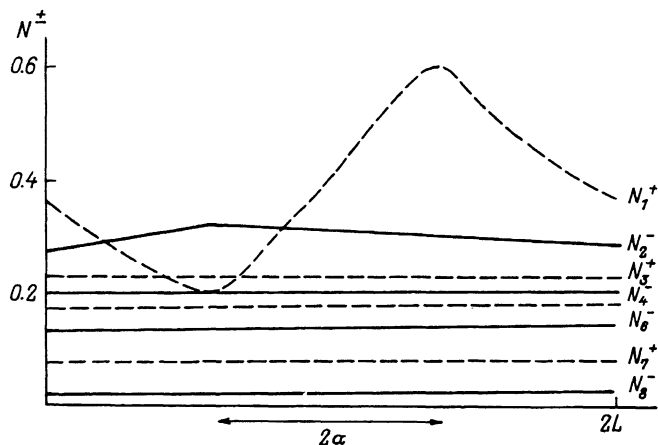


Рис. 1. Стационарное пространственное распределение колебаний для $\frac{\gamma_p}{v_{ei}} = 10$, $\frac{\alpha}{L} = 0.4$. Инкремент параметрической неустойчивости постоянен, $\gamma_p = \gamma_0$ при $|x| \leq \alpha$.

В настоящей работе мы исследуем эту задачу в следующей постановке: рассмотрим турбулентность, возбуждаемую в изотропной изотермической плазме высокочастотным электрическим полем. Как известно [4], в этом случае турбулентность является квазиодномерной, ориентированной вдоль электрического поля, и состоит из набора квазимонохроматических волн (пиков). Динамика пиков описывается уравнениями [4]:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial N_1^\pm}{\partial t} \pm v_g \frac{\partial N_1^\pm}{\partial x} &= N_1^\pm (\delta_p(x) - TN_2^\mp - v_{ei}), \\
 \frac{\partial N_2^\pm}{\partial t} \pm v_g \frac{\partial N_2^\pm}{\partial x} &= N_2^\pm (TN_1^\mp - TN_3^\mp - v_{ei}), \\
 \dots \\
 \frac{\partial N_i^\pm}{\partial t} \pm v_g \frac{\partial N_i^\pm}{\partial x} &= N_i^\pm (TN_{i-1}^\mp - TN_{i+1}^\mp - v_{ei}).
 \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь \pm соответствуют волнам, движущимся в противоположных направлениях, N_i — число плазмонов в пике, а $\omega_p N_i$ — его плотность энергии. Уравнение (4) описывает рассеяние плазмонов на частицах. $T = \frac{\omega_p^2}{4nT}$ — матричный элемент взаимодействия. При рассеянии плазмон меняет направление движения, изменение волнового вектора в каждом акте рассеяния мало, $\Delta k = \frac{1}{v_{\alpha}} \sqrt{\frac{m}{M}}$, поэтому групповые скорости всех пиков можно считать одинаковыми по величине.

В однородной ситуации стационарное решение (4) описывает последовательность пиков, интенсивность которых линейно убывает с ростом номера. При слабом затухании $\gamma_p \gg \nu_{ei}$, а поток энергии в плазму

$$Q = \gamma_p \omega_p N_1 = \frac{\gamma_p^2}{\omega_p} n T_e. \quad (5)$$

Число пиков $\frac{\gamma_p}{\nu_{ei}}$, а полная плотность энергии

$$W = \omega_p \sum_i N_i^{\pm} = \frac{Q}{\nu_{ei}} = \frac{\gamma_p^2}{\nu_{ei} \omega_p} n T_e. \quad (6)$$

Для определения потока энергии в плазму и плотности энергии, возбуждаемой локализованной накачкой, проводилось численное интегрирование системы (4) при выполнении условий (3). Использовались периодические граничные условия, накачка считалась постоянной ($\gamma_p = \gamma_0$) внутри интервала, $|x| \leq \alpha$. Во всех рассмотренных случаях происходило установление стационарного состояния. Время выхода на стационар, как и в однородной ситуации, зависело от уровня шумов [3]. На рис. 1 изображена волна, возбуждаемая в результате развития параметрической неустойчивости, и вторичные волны, полученные в результате последовательного рассеяния. Волны с нечетными индексами распространяются вправо, с четными — влево. Последовательность волн, порождаемая параметрически возбужденной волной,двигающейся влево, на рисунке отсутствует. Соответствующее распределение волн легко получить, используя свойства симметрии $N_i^{\pm}(x) = N_i^{\mp}(-x)$.

Результаты расчетов показывают, что из-за большой групповой скорости (или малой интенсивности накачки) распределение рассеянных волн становится все более однородным. Из рис. 1 видно, что пространственно однородной можно считать уже первую рассеянную волну. Поэтому систему (4), исходя из результатов расчетов, можно упростить до следующей:

$$\pm \nu_g \frac{\partial N_1^{\pm}}{\partial x} = N_1^{\pm} (\gamma_p(x) - \tau N_2^{\mp} - \nu_{ei}),$$

$$\tau N_2^{\mp} - \tau N_4^{\mp} - \nu_{ei} = 0, \quad (7)$$

$$\tau N_{i-1}^{\mp} - \tau N_{i+1}^{\mp} - \nu_{ei} = 0.$$

Наибольший практический интерес представляет определение потока энергии в плазму

$$Q = \omega_p \int_{-\alpha}^{\alpha} \gamma_p (N_1^+(x) + N_1^-(x)) dx$$

и средний уровень турбулентности

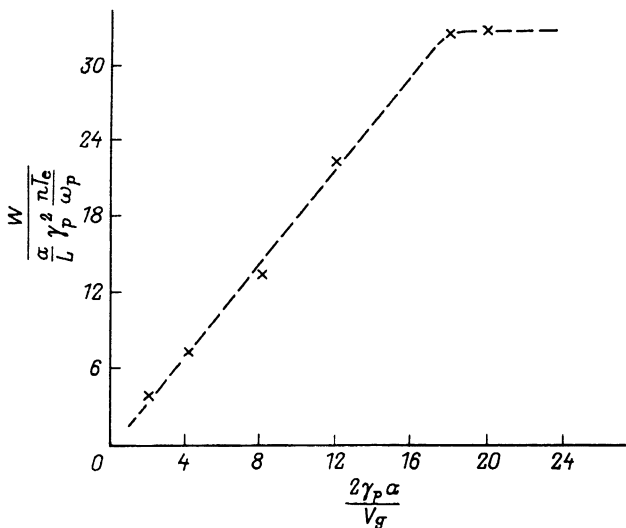


Рис. 2. Зависимость плотности энергии колебаний W от ширины зоны возбуждения.

$$W = \omega_p \int_{-L}^L \sum_i (N_i^+ + N_i^-) dx.$$

Эти величины связаны между собой. Складывая почленно и интегрируя уравнения (7), получим очевидное соотношение

$$Q = \nu_{ei} W.$$

Из уравнений (7) нетрудно определить величину N_2^{\mp} . Интегрируя первое из уравнений, получим:

$$N_1^{\pm} = C \exp \left[\int (\gamma_p - \nu_{ei} - T N_2^{\mp}) dx \right]. \quad (8)$$

Учитывая условие периодичности $N_1^{\pm}(-L) = N_1^{\pm}(L)$, получим из (8):

$$T N_2^{\mp} = \bar{\gamma} - \nu_{ei}, \quad \bar{\gamma} = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \gamma_p(x) dx. \quad (9)$$

Зная величину N_2 для системы взаимодействующих пространственно-однородных пиков, нетрудно определить их величины (см. [4]). Для наиболее интересного случая $\bar{\gamma} \gg \nu_{ei}$ нетрудно получить после этого

$$W = \frac{\bar{\gamma}^2 \omega_p}{\nu_{ei} T}$$

или в размерных переменных

$$W = \frac{\bar{\gamma}^2}{\gamma_{ei} \omega_p} n T_e = \frac{\gamma_p^2}{\gamma_{ei} \omega_p} n T_e \left(\frac{\alpha}{L} \right)^2. \quad (10)$$

Уровень турбулентности квадратично растет с увеличением размера зоны накачки. Такая зависимость справедлива до тех пор, пока не нарушается условие $\frac{\gamma_p \alpha}{V} < \Lambda$ и происходит „запирание“ турбулентности (рис. 2). В этом случае поток энергии в плазму определяется формулами однородной теории (6), но турбулентность локализована в зоне накачки. Поэтому

$$W = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L W(x) dx = \frac{\gamma_p^2 n T}{\gamma_{ei} \omega_p} \left(\frac{\alpha}{L} \right). \quad (11)$$

Результаты численных расчетов хорошо подтверждают оценки (10), (11).

Таким образом, мы показали, что в рассмотренной задаче для определения уровня турбулентности и потока энергии в плазму можно использовать результаты однородной теории, в которой инкремент неустойчивости необходимо заменить на его усредненное по пространству значение:

$$\gamma_p \rightarrow \frac{1}{2L} \int \gamma_p(x) dx.$$

Полученные результаты непосредственно применимы к задаче о нелинейном высокочастотном нагреве плазмы [2]. Прямое же использование их применительно к нижнегибридному нагреву затруднено. Коэффициенты усиления при проходе волнами зоны накачки резко анизотропны, колебания возвращаются в зону накачки после распространения по нетривиальным траекториям и т.д.

Поэтому для исследования этой задачи необходимо детальное знание топологии зоны накачки и траекторий возбуждающихся волн.

Л и т е р а т у р а

- [1] Bellan P., Porciolab M. - Phys. Fluids., 1974, v. 17, p. 1592-1598.
- [2] Батанов Г.М., Рабинович М.С. - Ядерный синтез, 1984, т. 1, № 1, с. 43-48.
- [3] Musher S.L., Oshirov B.D., Rubenshik A.M. - J. De Phys., 1979, v. 40, p. 649-650.
- [4] Захаров В.Е., Мusher С.Л., Рубенчик А.М. - ЖЭТФ, 1975, т. 69, № 1, с. 155-168.

Институт автоматики
и электротехники СО АН СССР

Поступило в Редакцию
4 мая 1988 г.