

04

© 1991 г.

О ВЛИЯНИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ГЕНЕРАЦИЮ ТОКА В ТОКАМАКАХ

А. М. Рубенчик, И. Я. Шапиро

Рассмотрена самосогласованная задача о спектра параметрически возбуждаемой нижнегибридной турбулентности и квазилинейной деформации электронной функции распределения. Показано, что параметрическое возбуждение турбулентности при нижнегибридном нагреве плазмы приводит к резкому увеличению генерации тока. Объясняется порог генерации тока по плотности плазмы.

1. Генерация тока в токамаках электромагнитным излучением нижнегибридного диапазона — один из наиболее перспективных безындукционных методов его создания. Это подтверждено успешными экспериментами в ряде установок. Между тем физика происходящих процессов остается недостаточно ясной. Упомянем лишь два важных экспериментальных результата, труднообъяснимых в рамках существующих представлений: предел генерации тока по плотности плазмы и существенно большую по сравнению с предсказаниями теории величину тока.

В настоящей работе мы обращаем внимание на то, что существенные особенности экспериментов по генерации тока могут быть объяснены, если предположить, что волна накачки параметрическим образом возбуждает интенсивную плазменную турбулентность.

2. Рассмотрим мощную волну накачки, распространяющуюся в плазме. Если ее интенсивность превышает пороговую, то в результате развития параметрической неустойчивости начинают возбуждаться интенсивные нижнегибридные колебания с законом дисперсии

$$\omega_k = \omega_p \phi_H / \sqrt{\omega_p^2 + \omega_H^2} |\cos \theta|,$$

ω_p , ω_H — плазменная и циклотронная частоты электронов; θ — угол между волновым вектором k и магнитным полем.

При частоте волны накачки $\omega_0 > 2\omega_{LH}$ (ω_{LH} — нижнегибридная частота), основным нелинейным процессом, приводящим к возбуждению колебаний, является индуцированное рассеяние на ионах $\omega_0 \rightarrow \omega_k + kv_{Ti}$. Порог неустойчивости определяется, как правило, выносом колебаний из зоны локализации накачки. Пороговое значение интенсивности накачки нетрудно определить, если предположить, что волна накачки распространяется вдоль хорошо определенного резонансного конуса [1]. Однако целый ряд эффектов (электромагнитные поправки к закону дисперсии, модуляционная неустойчивость волны накачки, тороидальные эффекты и т. д.) разрушают структуру «резонансного конуса». В результате привести сколь-нибудь надежные оценки порога неустойчивости не представляется возможным. Однако, как показано в [2], уже при небольших превышениях над порогом неустойчивости возбуждаемую турбулентность можно рассматривать как локально пространственно-однородную. Это связано с тем, что из-за индуцированного рассеяния на ионах на большие углы колебания оказываются «запертыми» в области накачки. При $\omega_k > 2\omega_{LH}$ основным нелинейным процессом, определяющим спектры плазменных волн,

является индуцированное рассеяние на ионах. Распределение волн в k -пространстве описывается кинетическим уравнением (см., например, [2, 3])

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} = N_k (\gamma_P - \gamma_L - \nu + \gamma_{nl}), \quad (1)$$

N_k — число плазмонов, $\gamma_L = \pi \omega_k v^2 (\partial f / \partial v)_{v=\omega_k/k_z}$ — затухание Ландау, ν — столкновительное затухание.

В экспериментах по генерации тока практически вся вводимая в плазму энергия ВЧ волны распространяется в одном направлении — вдоль магнитного поля, которое мы в дальнейшем выберем за положительное $\cos \theta > 0$. Однако параметрически эффективно возбуждаются волны, распространяющиеся как в положительном N_k^+ , так и в отрицательном N_k^- направлениях. Конкретный вид инкремента параметрической неустойчивости

$$\gamma_P \sim \frac{\omega_p^4}{\omega_0 \omega_H^2} \frac{|E_{0L}|^2}{4\pi n T}$$

можно найти в [3]. В наших расчетах мы использовали приведенное там выражение, модифицировав его с учетом структуры волны накачки. Структура волны накачки была взята из работы [4]. Ограничимся для простоты рассмотрением случая $\omega_H > \omega_p$. Тогда нелинейный инкремент (1) имеет вид [2, 3]

$$\gamma_{nl} = \frac{\pi \omega_p^2}{n M_i \omega_H^2} \frac{\partial}{\partial |\cos \theta|} \int (k^2 + k_1^2) (N_{k_1}^+ + N_{k_1}^-) k_1^2 dk_1.$$

Эволюция функции распределения электронов f определяется квазилинейным уравнением

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} D \frac{\partial f}{\partial v} + St\{f\}. \quad (2)$$

Ввиду замагниченности электронов их движение можно считать одномерным, параллельным внешнему магнитному полю. Условие применимости такого приближения подробно обсуждалось в ряде работ (см., например, [5]). Для электронов, движущихся в положительном направлении, коэффициент квазилинейной диффузии состоит из двух частей $D^+ = D_p + D_i$,

$$D_p = \frac{8\pi^2 e^2}{m_e^2} \int \frac{k_z^2}{k^2} \frac{|E_0|^2}{4\pi} \delta(k_z v - \omega_k) dk$$

определяется волной накачки,

$$D_i = \frac{8\pi^2 e^2}{m_e^2} \int \frac{k_z^2}{k^2} N_k \omega_k \delta(k_z v - \omega_k) dk$$

— возбужденной плазменной турбулентностью.

Фазовые скорости накачки намного превышают тепловые, поэтому в области, где D_p отличен от нуля, число частиц экспоненциально мало, и, следовательно, величина тока мала. Хорошо известно [3], что появившиеся в результате параметрической неустойчивости колебания, рассеиваясь на ионах, конденсируются в коротковолновой части спектра, т. е. в области сравнительно малых фазовых скоростей, обуславливая этим диффузию большого числа частиц и рост эффективности генерации тока.

К сожалению, аналитически решить самосогласованную задачу о спектрах турбулентности и генерации тока не удастся. В работе приводятся результаты численного моделирования системы уравнений (1), (2).

В настоящем сообщении мы ограничимся рассмотрением случая больших превышений над порогом параметрической неустойчивости, когда в (1), (2) можно пренебречь столкновительным затуханием.

Полученные нами спектры турбулентности, как и следует из общих соображений [3], имеют струйный характер. В инерционном интервале ($\omega_k < \omega_0$, $\gamma_p = 0$) спектры волн с $\cos \theta > 0$ и $\cos \theta < 0$ сконцентрированы в области боль-

ших k и создают коэффициент диффузии для частиц с относительно малыми скоростями.

Колебания же в области положительности инкремента γ_p , вблизи $\omega_k = \omega_0$, сосредоточены вдоль линии его максимума $\cos \theta = \omega_0/\omega_p$, т. е. возбуждаются в широком диапазоне волновых векторов. Однако из-за малости фазового объема этой области они не вносят заметного вклада в коэффициент квазилинейной диффузии. Для движущихся в положительном направлении частиц он состоит из двух резких пиков, соответствующих струйным спектрам и волне накачки (рис. 1). Промежуток между ними заполнен за счет колебаний, возбужденных в зоне параметрической неустойчивости.

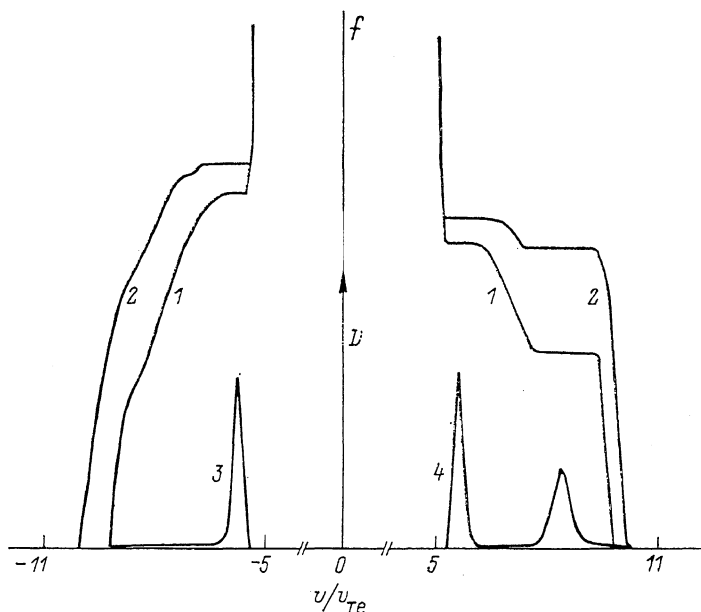


Рис. 1. Кривые f -функции распределения электронов соответственно в момент времени $t = 20\gamma_{p\max}^{-1}$ (1) и $70\gamma_{p\max}^{-1}$ (2), полученные в результате численного решения (1), (2) при $T = 1$ кэВ, $\omega = 7\omega_{LH}$, и график коэффициента квазилинейной диффузии D при $t = 70\gamma_{p\max}^{-1}$ (3, 4).

$\gamma_{p\max}$ — максимальное значение γ_p ; величины f и D представлены в произвольных единицах.

Отметим, что, поскольку при перекачке по спектру число плазмонов сохраняется, общая энергия колебаний в коротковолновой области спектра, формирующегося в результате многократного рассеяния, существенно больше энергии накачки. В результате и коэффициент диффузии D_i существенно превышает D_p , что хорошо видно на рис. 1.

Спектры плазменных волн с $\cos \theta > 0$ и $\cos \theta < 0$ практически совпадают, поэтому отвечающие им пики на рис. 1 одинаковы и симметричны относительно оси $v=0$. Практически одинаковым оказывается и число частиц, ускоренных плазменными волнами, образующимися в конце процесса формирования плато на функции распределения (рис. 1).

Электроны, диффундирующие в положительном направлении, дойдя до скоростей накачки v_{\min} быстро диффундируют до правой границы скоростей накачки v_{\max} . Окончательно сформировавшееся плато из-за этого тянется до больших скоростей при положительных v , обеспечивая тем самым большую величину тока.

Значение тока выходит на стационарное значение $I_{ст}$ (рис. 2) для приведенных параметров расчетов, почти на пять порядков превышающих предсказания квазилинейной теории $I_{кв}$. Столь большая величина $I_{ст}/I_{кв}$, конечно, связана с малой температурой плазмы, используемой в расчетах.

Таким образом, мы показали, что параметрическое возбуждение плазменных колебаний приводит к формированию «хвостов» ускоренных электронов и заполнению «провала» между накачкой и тепловыми электронами. Отметим, что этот результат косвенно подтверждается наблюдением ускоренных электронов при нижнегибридном нагреве в этом диапазоне частот.

Теперь покажем, как в нашей модели можно объяснить порог генерации тока по плотности. При $\omega_k < 2\omega_{LH}$ в законе дисперсии нужно учитывать тепловую дисперсию

$$\omega_k = \omega_{LH} \left(1 + 3k^2 r_d^2 + \frac{M}{m} \cos^2 \theta \right)^{1/2}.$$

Уменьшение частоты в процессе нелинейного рассеяния приводит к уменьшению волнового вектора колебаний, сдвигу спектрального распределения в область малых k [3] и соответственно сдвигу коэффициента диффузии в область больших скоростей. Из-за экспоненциально быстрого спада функции распределения это приводит к резкому падению эффективности генерации тока. Условие $\omega_0 > 2\omega_{LH}$ при фиксированной частоте накачки ω_0 и означает, что плотность плазмы для эффективной генерации тока должна быть ограничена сверху.

Обсудим вкратце другие объяснения экспериментальных фактов. Наиболее часто в качестве механизма «замедления» волны накачки для более эффективного взаимодействия с электронами рассматривают торондальные эффекты. Как показано в этих работах, в процессе распространения происходит существенное увеличение k_z [5-7], достаточное для объяснения экспериментов. Однако при этом остается непонятным происхождение порога генерации по плотности. Кроме того, значительный сдвиг спектра вверх происходит лишь после нескольких обходов тора. С другой стороны, эксперименты [8] указывают на затухание колебаний за один проход. Не ясно также, насколько справедливо пренебрежение дифракционными эффектами для таких длительных расчетов.

Для объяснения предела генерации тока по плотности предлагался также ряд моделей (см., например, [9]). Наиболее распространенное объяснение — развитие параметрических неустойчивостей препятствует проникновению волны накачки в центральную часть плазмы. Но такое объяснение трудно согласовать с тем, что предел по плотности практически не зависит от мощности накачки.

Мы показали, что представление о том, что в экспериментах по генерации тока происходит параметрическое возбуждение нижнегибридных колебаний, позволяет с единой точки зрения объяснить основные закономерности экспериментов. К сожалению, описанная локальная модель позволяет сделать лишь качественные выводы. Количественные же результаты можно получить, включив уравнения (1), (2), описывающие возбуждение и эволюцию нижнегибридных волн в коды типа использованных в [5, 6] для расчета траектории волны накачки. Определенную роль при этом могут играть и другие эффекты, описанные выше.

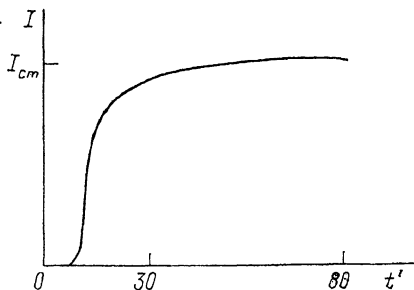


Рис. 2. Зависимость тока I от времени $t' = t\gamma_{p \max}$ для варианта, представленного на рис. 1.

Список литературы

- [1] Fish N. J. // Rev. Mod. Phys. 1987. Vol. 59. P. 175—261.
- [2] Очиров Б. Д., Рубенчик А. М. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 173—185.
- [3] Мушер С. Л., Рубенчик А. М., Стурман Б. И. // Plasma Phys. 1978. Vol. 20. P. 1131—1153.

- [4] Chan V. S., Liu C. S., Lee Y. C. // Proc. of IV Intern. Symp. «Heating in Toroidal Plasma». Varenna, 1984. P. 234—238.
- [5] Bonoli P. T., Englade R. C. // Phys. Fluids. 1986. Vol. 29. P. 2937—2956.
- [6] Баранов Ю. Ф., Федоров В. И. // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. Вып. 12. С. 800—803.
- [7] Bonoli P. T., Porkolab M., Takase Y., Knowlton F. S. // Nucl. Fusion. 1988. Vol. 28. P. 994—1007.
- [8] Bernabei S. // Nucl. Fusion. 1986. Vol. 26. P. 111—115.
- [9] Wegrowe B., Engelmann F. // Comm. Plasma. Phys. and Contr. Fusion. 1984. Vol. 8. P. 211—235.

Институт автоматики и электрометрии
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
18 мая 1990 г.

