

01;04
©1994

О КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ УСЛОВИЯМИ РЕЗОНАНСНОГО ЗАМЕДЛЕНИЯ НИЖНЕГИБРИДНЫХ ВОЛН И ГЕНЕРАЦИЕЙ ТОКОВ УВЛЕЧЕНИЯ

Ю.Ф. Баранов, А.Д. Пилюя, А.Р. Эстеркин

Одной из основных сложностей при теоретической интерпретации многочисленных экспериментов по генерации тока нижегибридными волнами является так называемая проблема спектрального зазора. Она заключается в том, что вводимые в плазму волны имеют слишком большие фазовые скорости и поэтому, в соответствии с квазилинейной теорией не могут создавать наблюдаемый в экспериментах ток. Необходимо, следовательно, предположить существование некоторого механизма замедления волн. Несмотря на многочисленные попытки установить природу этого механизма (см. [1,2] и цитированную там литературу), вопрос до сих пор остается открытым. Среди первых было высказано предположение о замедлении волн вследствие тороидальных эффектов, которое возникает уже в рамках линейных по полю волны электродинамических уравнений. Исследование этих уравнений обычно проводилось методом лучевых траекторий и для многих установок позволило объяснить имевшиеся экспериментальные результаты. Однако цельная картина основных закономерностей распространения волн в нижегибридном диапазоне частот возникла лишь в последнее время [3-5]. В частности, было обнаружено, что большую роль в динамике замедления волны играют явления динамического хаоса и резонансы различного типа.

Можно отметить и другую хорошо известную проблему — прекращение генерации тока при превышении плотностью плазмы некоторого критического значения. Принято связывать это явление с переходом к взаимодействию волны с ионами за счет различных механизмов [6,7], однако включение взаимодействия с ионами определяет лишь абсолютный предел по плотности, выше которого генерация тока заведомо невозможна.

В настоящем сообщении мы попытаемся сопоставить представленную в [5] теоретическую картину распространения нижегибридных волн с экспериментальными результатами и проанализировать, в какой степени эти результа-

ты могут быть объяснены лишь воздействием тороидальных эффектов.

Как было показано ранее, изменение $N_{\parallel} \approx \frac{c}{\omega} \left(\frac{qn+m}{qR} \right)$ (где m и n — полоидальное и тороидальное волновые числа соответственно, $q(r)$ — запас устойчивости, R — большой радиус токамака), связано в основном с изменением m , и в типичных условиях стохастично. Оно, однако, не приводит к заполнению спектрального зазора вследствие стохастической диффузии из-за ограниченности размеров стохастической области. Ограничение снизу, т. е. со стороны малых значений N_{\parallel} связано с условиями, накладываемыми дисперсионным уравнением, в то время как ограничение сверху (со стороны больших N_{\parallel}) объясняется вырождением системы при больших значениях полоидального волнового числа m , и, соответственно, исчезновением условий для возникновения динамического хаоса. Обычно, поскольку размеры стохастической области невелики, изменения N_{\parallel} при не очень высокой температуре плазмы не являются достаточными для обеспечения затухания волны. Однако в определенных условиях, которые мы будем называть резонансными, возникает перемежаемость стохастического и регулятивного движения, при этом на фазовой плоскости (m, θ) , где θ — полоидальный угол, образуются аномально большие острова, и движение фазовой траектории вдоль такого острова приводит к сильному увеличению N_{\parallel} .

Детально картина возникновения резонансов и движение на фазовой плоскости в резонансных и нерезонансных условиях были исследованы в наших предыдущих работах. Здесь отметим, что резонансы связаны с замыканием проекции лучевой траектории в малом сечении токамака, и ключевую роль при этом играет функция $\delta(m)$, определяющая, в приближении "цилиндрического токамака", изменение полоидального угла θ на отрезке траектории между ее последовательными отражениями от периферии плазмы. Используя электростатическое дисперсионное уравнение и гамильтоновские уравнения для проекций лучей на малое сечение токамака можно получить

$$\delta(m) = 2 \frac{\partial}{\partial m} \int \sqrt{\Phi(r)(mn + nq)^2 - m^2/r^2} dr, \quad (1)$$

где интегрирование проводится между нулями подкоренного выражения. Здесь $\Phi(r) \equiv \frac{\eta}{\epsilon} \left(\frac{a}{qR} \right)^2$, где $\eta = 1 - \omega_{pe}^2/\omega^2$, $\epsilon = 1 + \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2 - \omega_{pi}^2/\omega^2$, ω_{pe} и ω_{pi} — электронная и ионная плазменные частоты, ω_{ce} — электронная циклотронная частота и a — малый радиус токамака. Резонанс имеет ме-

сто, если уравнение $\delta(m) = 2\pi k$ ($k = 0.1 \dots$) имеет решение при $m > 0$. Изменение функции $\delta(m)$ на этом интервале при разумных профилях $n(r)$ и $q(r)$ невелико, поэтому в качестве резонансного условия можно взять, например, $\delta_{m \rightarrow \infty} \equiv \delta_{\infty} = 2\pi k$.

Для модельных профилей $n_e = n_0(1 - (r/a)^2)$, $q = q_0 + (q_1 - q_0)(r/a)^2$ и в предположении $\varepsilon = \text{const}$ интеграл (1) дает

$$\delta_{\infty} = \frac{\pi}{q_1 q_0} \left(\sqrt{\frac{q_1}{q_0} \Phi_0} - \sqrt{\Phi_0 + (q_1 - q_0)^2} \right) - \pi,$$

где $\Phi_0 \equiv \Phi(0)$. Отсюда условие k -го резонанса выражается в виде

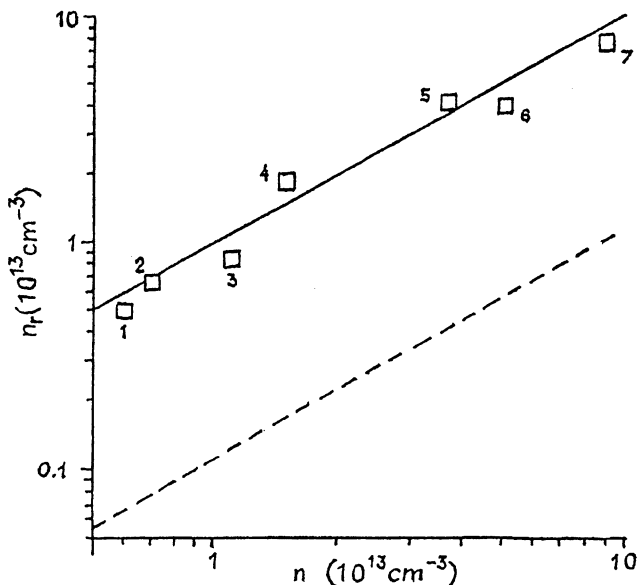
$$\Phi_0 = \sqrt{4k(k+1) + x^2} + (2k+1)x,$$

где $x = \sqrt{q_1/q_0}$. Для $k = 0$ это условие можно переписать как $n = n_r$, где

$$n_r [10^{13} \text{ см}^{-3}] = 25 \frac{B f^2 R}{I} q_0 \varepsilon. \quad (2)$$

Здесь B — тороидальное магнитное поле в Тл, f — частота волны в ГГц, R — большой радиус токамака в м, I — ток в плазме в кА. На рисунке резонансная концентрация, полученная по формуле (2) сравнивается с плотностями, при которых в различных экспериментах наблюдалась эффективная генерация тока. Значение q_0 при этом определялось из расчета равновесия с помощью кода [8]. На рисунке для масштаба показана также линия $n = n_r$ для $k = 1$. Видно, что качественно условия этих экспериментов находятся в области параметров, соответствующей резонансу $k = 0$. При сравнении необходимо иметь в виду, что выражение (2) является очень упрощенным — оно основано на потенциальном приближении и предположении о параболических профилях n и q . Кроме того, для более тщательного сопоставления в каждом конкретном случае необходима детальная экспериментальная информация.

Однако общая картина, которую дает рисунок, позволяет предложить следующее объяснение проблем спектрального зазора и предела по плотности. Эффективная генерация тока нижнегибридными волнами связана с замедлением волн вследствие тороидальных эффектов при параметрах волны и плазмы, близких к резонансным. С увеличением плотности плазмы параметр δ_{∞} увеличивается. Начиная с некоторой плотности, условия перестают быть резонансными и замедление волны по указанному механизму до значений N_{\parallel} , достаточных для ее сильного взаимодействия с



Теоретическая зависимость резонансной плотности от плотности плазмы для нулевого (сплошная линия) и первого (пунктирная линия) резонансов и их фактические значения для различных экспериментов 1 — VERSATOR [9], 2 — PLT ($f = 1.3$ ГГц) [10], 3 — ASDEX ($f = 1.3$ ГГц) [11], 4 — PLT ($f = 2.45$ ГГц) [12], 5 — ASDEX ($f = 2.45$ ГГц) [13], 6 — TORE SUPRA [14], 7 — ALCATOR [15].

электронами, становится невозможным. Это подразумевает наличие предела по плотности, т. е. существование критической плотности, соответствующей выходу из резонансных условий. Таким образом, в рамках одной модели можно объяснить оба известных экспериментальных факта.

Разумеется, рассматриваемый механизм не является единственным, обеспечивающим замедление волн. Существенную роль могут играть также рассеяние на флуктуациях плотности, распад волны накачки вследствие параметрических неустойчивостей, и некоторые другие. Общая картина, по всей вероятности, складывается в результате совместного воздействия всех этих эффектов. Выявление относительной роли различных факторов и, в частности, предлагаемого механизма резонансного воздействия торои-

дальних эффектов, требует, по-видимому, специальных экспериментальных исследований.

Так, предлагаемая модель предсказывает наличие предела по магнитному полю и току в плазме, что могло бы быть предметом для экспериментальной проверки. Другая возможность — исследование генерации тока при частотах, заметно превышающих частоту нулевого резонанса. В этой области резонансы отсутствуют и эффективность генерации тока должна быть невелика и увеличиваться с ростом плотности.

Данная работа была выполнена при поддержке российских соавторов Международным научным фондом (грант N R23000).

Список литературы

- [1] *Santini F.* In: Course and Workshop on application of RF waves to tokamak plasmas. Varenna, Italy, 1985. V. 1. P. 251.
- [2] *Wegrowe J.-G.* // 8th APS — Topical Conf. on Application of RF Power to Plasmas (IRVINE — USA 1989). Proc. 1990. P. 110.
- [3] *Moreau D. et al.* // In: Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 15th Europ. Conf. Dubrovnic, 1988). V. 3. P. 995.
- [4] *Piliya A.D., Esterkin A.R., Baranov Yu. F.* In: Proceedings of the international workshop on strong microwaves in plasmas. Suzdal, 1990. P. 208.
- [5] *Esterkin A.R., Piliya A.D.* // Plasma Phys. and Controlled Fusion. 1993. V. 34. N 13. P. 1957.
- [6] *Wegrowe J.-G., Engelmann F.* // Comments Plasma Phys. Controlled Fusion. 1984. V. 8. N 6. P. 211-227.
- [7] *Budnikov V.N.* // Nuclear Fusion. 1991. V. 31. N 4. P. 611.
- [8] *Захаров Л.Е.* Препринт ИАЭ № 4114 6. М., 1985.
- [9] *Luckhard S.C. et al.* // Phys.Rev. Lett. 1982. V. 48. N 3. P. 52.
- [10] *Bernabei S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. N 17. P. 1255.
- [11] *Leuterer, Soldner F., Yoshioka K. et al.* // Proc. 15th Europ. Conf. Dubrovnic, 1988. V. 3. P. 987-990.
- [12] *Stevens J.E., Bell R.E., Bernabei S. et al.* // Nuclear Fusion. 1988. V. 28. N 2. P. 217.
- [13] *Leuterer F., Soldner F.X., McCormic K. et al.* // Nuclear Fusion. 1991. V. 31. N 12. P. 2315.
- [14] *Moreau D. and Tore Supra team* // Phys Fluids B. 1992. V. 4. N 7. P. 2165.
- [15] *Porkolab M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 5. P. 450.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
Санкт-Петербург;
JET Joint Undertaking,
Abingdon, UK

Поступило в Редакцию
18 июля 1994 г.