

04:09:12

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НИЖНЕГИБРИДНЫХ ВОЛН С ЭЛЕКТРОНАМИ И ВЫКЛЮЧЕНИЕ ТОКОВ УВЛЕЧЕНИЯ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2

© В.Н.Будников, М.И.Вильджюнас, В.В.Дьяченко,
Л.А.Есипов, М.А.Ирзак, Е.Р.Итс, С.И.Лашкул,
К.А.Подушникова, А.С.Тукачинский, О.Н.Шербинин

Тот факт, что прекращение НГ токов увлечения происходит при тех плотностях плазмы, при которых начинается генерация быстрых ионов, известен и обсуждался давно (см., например, обзорный доклад [1]). Этот переход от токов увлечения к генерации быстрых ионов примерно соответствует условию $\omega \approx 2\omega_{LH}$. Причиной этого перехода считались периферийные параметрические неустойчивости, приводящие к производству быстрых ионов на периферии плазмы, которые перехватывают энергию от электронов, что и отключает токи увлечения [2]. На токамаке ФТ-2 также наблюдалось прекращение токов увлечения, когда начиналась генерация быстрых ионов [3,4]. Однако причиной генерации ионов была не периферийная, а центральная неустойчивость, которая была обнаружена во внутреннем объеме плазмы по усиленному рассеянию СВЧ излучения [3]. В этой работе проведены подробные исследования в переходной области, когда одновременно существуют токи увлечения (подсадка напряжения) и уже появляются быстрые ионы. Ее цель — показать связь прекращения токов увлечения с началом генерации ионов и, следовательно, параметрической неустойчивостью.

Основные параметры разряда и установки таковы: $R = 55$ см, $a = 8$ см, $I_p = 22$ кА, $B = 22$ кГс, $n_e = (1 - 3) \cdot 10^{13}$ см⁻³, рабочий газ — водород. В омическом разряде температура электронов составляла 500–600 эВ, ионов — 100 эВ. Высокочастотная мощность 100 кВт на частоте 920 Мгц длительностью 3–5 мс вводилась с помощью двухволноводного гралла ($N_{\parallel} = 2-4$) с внешней стороны тора. Основные измерения были связаны с наблюдением за изменением напряжения обхода U_L , поведением быстрых ионов по потокам нейтралей перезарядки и быстрых надтепловых электронов по мягкому рентгеновскому излучению.

Изменение подсадки напряжения в течение ВЧ импульса при растущей плотности плазмы приведено на рис. 1, а

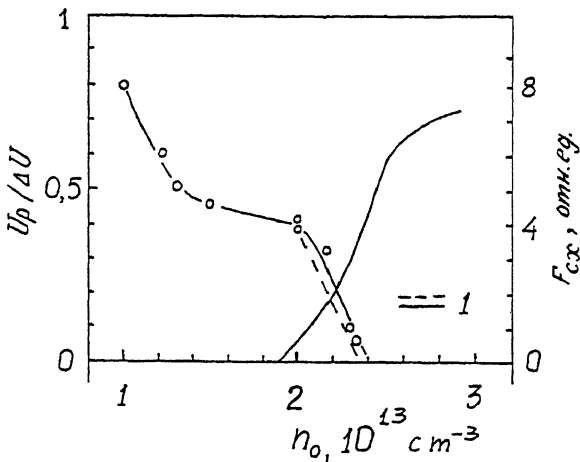


Рис. 1. Зависимость подсадки напряжения $\Delta U/U_p$ и потока нейтралей перезарядки F_{cx} при энергии $e = 1$ кэВ от плотности плазмы.

общая ее зависимость от плотности — на рис. 2. Здесь также представлены потоки нейтралей перезарядки с энергией 1 кэВ. Из рисунков видно, что плавный ход зависимости ΔU_L сменяется резким спадом при той плотности n_d , при которой начинается генерация быстрых ионов, т. е. исчезновение подсадки напряжения (выключение токов увлечения) связано с генерацией быстрых ионов.

На рис. 3 представлены данные рентгеновских измерений для моментов времени, обозначенных цифрами на рис. 2. На стадии 2 — максимальной подсадки напряжения — распре-

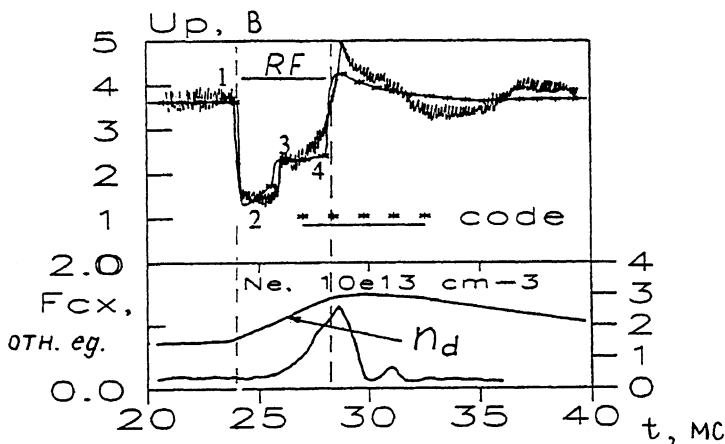


Рис. 2. Осциллограммы напряжения на обходе плазменного шнура $U_p(t)$, изменения плотности и потока нейтралей F_{cx} при $E = 1$ кэВ. Code — результаты моделирования по коду ASTRA.

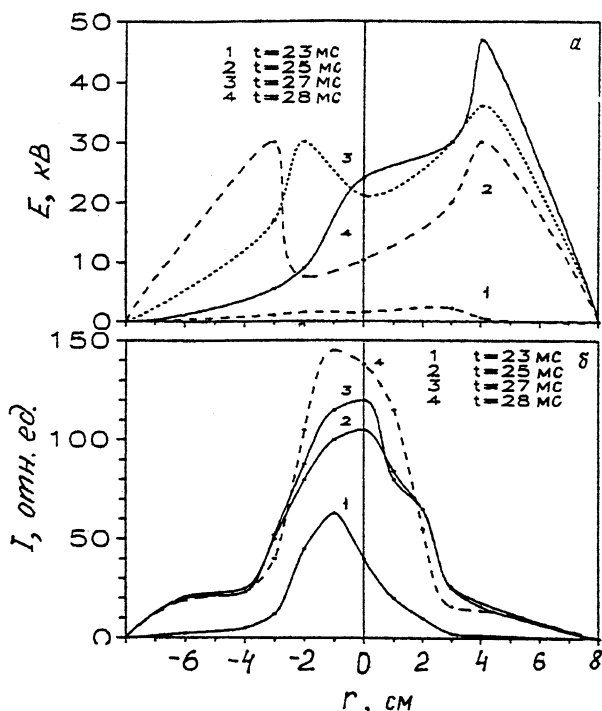


Рис. 3. Данные рентгеновских измерений для моментов времени, обозначенных цифрами на рис. 2: а — радиальное распределение энергии регистрируемых квантов; б — распределение интенсивности SXR-сигнала.

деление интенсивности является более широким, в спектре излучения присутствуют энергии масштаба 30 кэВ. Такие энергии соответствуют скорости пучка электронов, ускоряемых волной с замедлением $N_{\parallel} \sim 3$, $v_e \sim C/N_{\parallel}$. После начала генерации быстрых ионов наблюдается сужение радиального профиля $I_{sx}(r)$, а в энергетическом спектре появляются существенно меньшие энергии до 5 кэВ, что свидетельствует о появлении электронных пучков со скоростью $v_{e\parallel} \sim 2\sqrt{2}v_{Te}$.

Как уже отмечалось, генерация быстрых ионов на токамаке ФТ-2 связана с развитием параметрической неустойчивости волны накачки. К сожалению, метод усиленного рассеяния, из-за ограничений на доступные для зондирования концентрации в данном случае неприменим [5]. Однако приведенные выше данные о поведении электронов и ионов, а также описанный в [4,6] факт одновременного начала генерации быстрых ионов и нагрева электронов позволяют думать, что и взаимодействие с электронами при $n > n_d$ происходит по параметрическому механизму.

Об этом свидетельствует также появление при $n > n_d$ электронных пучков с энергией масштаба 5 кэВ. Дело в том, что при параметрических неустойчивостях легче всего развиваются колебания с масштабами $2\sqrt{2}K_{\perp, \parallel} \sim \omega/v_{T_i, T_e}$ [7]. За счет $K_{\perp} \sim \omega/2\sqrt{2}v_{T_i}$ происходит генерация ионов с энергией $E_i \sim 8T_i$, что было ранее подтверждено экспериментально [3]. По аналогии нагрев электронов можно связать с $K_{\parallel} \sim \omega/2\sqrt{2}v_{T_e}$, и этому соответствует как раз появление 4–5 кэВ электронных пучков ($E_i \sim 8T_e$). Следует отметить, что приведенная на рис. 3 картина энергий электронов, относящаяся к переходному режиму, является сложной. Однако если отойти в сторону от n_d , то картина значительно упрощается: так, при $n_0 \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ наблюдаемая энергия sx излучения остается на уровне 30 кэВ в течение ВЧ импульса, а при $n_0 = 2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} < 5 \text{ кэВ}$.

Для объяснения характера поведения напряжения обхода в процессе ВЧ импульса использовался транспортный код "АСТРА" [8], в котором решаются уравнения теплопроводности для электронной компоненты и диффузии поперечного магнитного поля с учетом электронного пучка. В частности, в уравнения вводились поправки к проводимости, связанные с генерацией электронных пучков n_b , причем за радиальные профили σ_b принимались профили рентгеновского излучения $E_{sx} \sim n_b E^{1/2} \sim n_b v_b$, а абсолютная градуировка проводилась на подсадке напряжения в режиме токов увлечения (точка 2 на рис. 1). В результате расчеты (обозначенные на рисунке 1) по этому коду дали хорошее количественное совпадение с поведением напряжения обхода после начала генерации быстрых ионов.

Итак, предположение о параметрическом механизме взаимодействия НГ волны с электронами (а не только с ионами) плазмы, приводящее к появлению 5 кэВ пучков ($v_{ne} \sim 2\sqrt{2}v_{T_e}$) вместо 30 кэВ пучков ($v_{e\parallel} \sim c/N_{\parallel}$), позволяет объяснить качественно наблюдаемые в эксперименте особенности взаимодействия волны с плазмой. Изменение спектра ВЧ колебаний, происходящее при параметрическом распаде, а именно образование сильно замедленных волн с $v_0 \sim 2\sqrt{2}v_{T_e}$, приводит к тому, что ВЧ энергия начинает поглощаться на электронах с $v_{e\parallel} \sim 2\sqrt{2}v_{T_e}$, т. е. происходит перехват энергии от надтепловых электронов ($v_e c/N_{\perp}$) более медленными. Таким образом, эксперимент показывает, что прекращение токов увлечения может происходить из-за конкуренции поглощения НГ волны на разных группах электронов, а не только из-за конкуренции поглощения на ионах [2].

Список литературы

- [1] *Cormezano C.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1986. V. 28. N 9A. P. 1365-1376.
- [2] *Wegrome J.G., Engelmann F.* // Comments Plasma Physics Controlled Fusion. 1984. V. 8. P. 211.
- [3] *Budnikov V.N.* // Nuclear Fusion. 1991. V. 31. P. 611.
- [4] *Budnikov V.N., Dyachenko V.V., Esipov L.A. et al.* // Proc. of the 21st Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Montpellier, 1994. V. 18B. Part II. EPS. P. 1028.
- [5] *Novik R.M., Piliya A.D.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1993. V. 35. P. 357-381.
- [6] *Будников В.Н., Дьяченко В.В., Есипов Л.А. и др.* // Письма в ЖТФ. 1995. V. 21. P. 34.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе РАН
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
24 октября 1995 г.