

04:09;12

©1995

ЭФФЕКТИВНЫЙ НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ НИЖНЕГИБРИДНЫМИ ВОЛНАМИ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2

*В.Н.Будников, В.В.Дьяченко, Л.А.Есипов, Е.Р.Итс,
М.А.Ирзак, С.И.Лашкул, К.А.Подушникова, А.Ю.Степанов*

В экспериментах по нижегибридному (НГ) нагреву на токамаке ФТ-2 [1] было показано, что поглощение волн и нагрев ионов связаны с развитием распадной параметрической неустойчивости греющей волны f_0 в центральной области плазмы с локальной концентрацией $n_d < n_{LN}$ (n_{LN} — НГ плотность, т. е. плотность в точке линейной трансформации волн, рассчитанная из дисперсионного соотношения с тепловыми поправками первого порядка [2]). Здесь для дочерней волны $f_1 \approx 0.7f_0$ выполняется условие локального НГ резонанса, что и обеспечивает эффективное взаимодействие с ионами. Генерация быстрых ионов начинается в центре с минимальной энергией $E_{\min} \sim 8T_i$ (T_i — температура ионов). С ростом плотности плазмы n область распада перемещается на периферию, а ее локальная плотность немного увеличивается. При этом последовательно повышается энергия генерируемых ионов, что можно рассматривать как свидетельство развития длинноволновой части спектра параметрически возбуждаемых волн, и одновременно происходит выключение НГ токов увлечения. В этой переходной области при некоторой плотности $n_0 \approx 1.5n_d$ наблюдался нагрев основной массы ионов.

Данные по нагреву на токамаках ASDEX [3] и FT [4] подтверждают факт нагрева ионов в переходной области, а считающиеся примером классического нагрева данные Petula-B [5], по нашему мнению, не противоречат ему. Однако в целом в прежних экспериментах по НГ нагреву на различных токамаках исследованию этой области уделялось мало внимания. Цель настоящей работы — детальное изучение нагрева ионов и электронов в переходной области плотностей плазмы.

Основные параметры установки и разряда таковы: $R = 55$ см, $a = 8$ см, $I_p = 22$ кА, $B = 22$ кГс, $n_c = (1.2-3.0) \times 10^{13}$ см $^{-3}$, рабочий газ — водород. В омическом режиме температура электронов составляла 500–600 эВ, ионов — 100 эВ. Высокочастотная мощность до 140 кВт на частоте

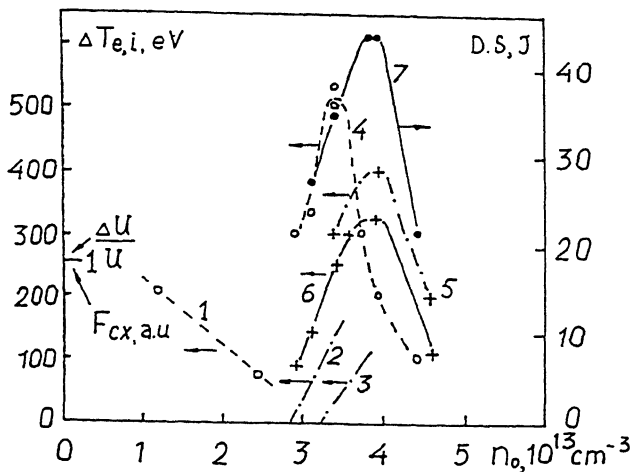


Рис. 1. Воздействие НГ волны на параметры плазмы в зависимости от плотности: 1 — относительная подсадка напряжения; 2, 3 — потоки нейтралей перезарядки с энергией 1.5 и 3.7 кэВ соответственно; 4 — прирост температуры электронов; 5, 6 — прирост температуры ионов при 100 и 140 кВт соответственно; 7 — изменение внутренней энергии (диамагнитный сигнал).

920 МГц длительностью 3 мс вводилась с помощью двухволноводного грилла ($N_{\parallel} \sim 3$) с внешней стороны тора.

Общая картина взаимодействия волны с плазмой приведена на рис. 1. Здесь в зависимости от максимальной по сечению плотности n_0 показаны подсадка напряжения $\Delta U/U_L$ на обходе тора, потоки быстрых нейтралей перезарядки с энергиями 1.5 и 3.7 кэВ и температура электронов (определяемая по мягкому рентгеновскому излучению) и ионов (по спектрам нейтралей перезарядки). Видно, что подсадка напряжения, отражающая эффективность генерации токов увлечения, исчезает при тех плотностях плазмы, при которых возникает генерация быстрых ионов. В экспериментах зарегистрировано 4-кратное увеличение ионной температуры (от 100 до 400 эВ) и двукратное увеличение электронной температуры (от 500 до 1000 эВ) при ВЧ мощности 100 кВт, сравнимой с мощностью омического нагрева (90 кВт). Заметим, что температура T_i масштаба 400–500 эВ определялась не по “хвосту” быстрых ионов, а по части спектра, относящейся к основному ядру распределения с энергиями 300–500 эВ. Эффективность нагрева $\eta = n(\Delta T_e + \Delta T_i)/P$ достигала $10 \cdot 10^{13}$ эВ \cdot см $^{-3}$ \cdot кВт $^{-1}$ и не зависела от мощности. Однако такой эффективный нагрев получался в очень узком диапазоне по плотностям $\Delta n \approx \pm 0.15n$. Интересно,

что максимумы нагрева электронов и ионов смещены на $\Delta n \approx \pm 0.1n$.

С целью подтверждения нагрева ионной компоненты были проведены диамагнитные измерения. Как видно из рис. 1, максимум диамагнитного сигнала соответствует максимуму ионного нагрева при $n_0 = 3.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Радиальные профили параметров плазмы при этой плотности можно представить в виде параболических зависимостей $(1 - r^2/a^2)^\alpha$, где для плотности в омическом режиме $\alpha_n(\text{OH}) = 2.2$, при ВЧ нагреве $\alpha_n(\text{RF}) = 1.6$, а для $T_e - \alpha_e(\text{OH}) = 2$ и $\alpha_e(\text{RF}) = 5$. Используя эти радиальные профили и принимая $T_i(\text{RF})$ также в виде $(1 - r^2/a^2)^{\alpha_i}$, можно найти, что для $P_{\text{RF}} = 100 \text{ кВт}$ из диамагнитных измерений получаем $\Delta T_i(0) = 300 \text{ эВ}$ при $\alpha_i = 4$. Мы не имеем экспериментального профиля T_i при точно этой плотности, но при $n_0 = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ измеренный профиль соответствует $\alpha = 5$. Поэтому мы считаем, что диамагнитные измерения подтверждают величину $\Delta T_i(0)$ и локализацию нагрева в центре.

Интересные данные были получены из временных измерений электронной температуры. Сначала с ростом плотности скорость нагрева электронов и его величина возрастали. При плотности, относящейся к максимуму нагрева, рост T_e сменялся спадом уже в процессе ВЧ импульса при достижении мгновенной концентрации $n_0 = n^* = 4.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что свидетельствует об изменении соотношения поглощения на электронах и ионах. При этой же плотности n^* в омическом режиме нагрев электронов отсутствовал с самого начала ВЧ импульса: производная dT_e/dt была пренебрежимо мала уже в момент приложения ВЧ импульса. Производная dT_e/dt в момент включения ВЧ импульса, отражающая энергию, передаваемую волной основной части функции распределения электронов, приведена на рис. 2 вместе с некоторыми кривыми рис. 1. По оси абсцисс здесь отложена концентрация в момент измерения, т.е. для $\Delta U/U_L$, $F_{C\pi}$ и dT_e/dt — в начале, а для ΔT_e и T_i — в конце ВЧ импульса.

Переходя к обсуждению полученных результатов, следует отметить, что в отличие от наших прежних экспериментов, генерация быстрых ионов начинается при плотности $n_0 = 2.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, которая лишь немного меньше нижегибридной ($n_0^{LH} = 3.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при $T_e = 500 \text{ эВ}$, $T_i = 100 \text{ эВ}$, $Z_{\text{eff}} = 3$ (смесь H^+ и O^{+6}), $B = 22 \text{ кГс}$, $N_{\parallel} = 3$). В условиях максимального нагрева центральная плотность в начале ВЧ импульса близка к нижегибридной $n_0 = 3.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \geq n_{LH}$. В течение импульса нагрева происходит рост плотности до $n_0 = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и эффек-

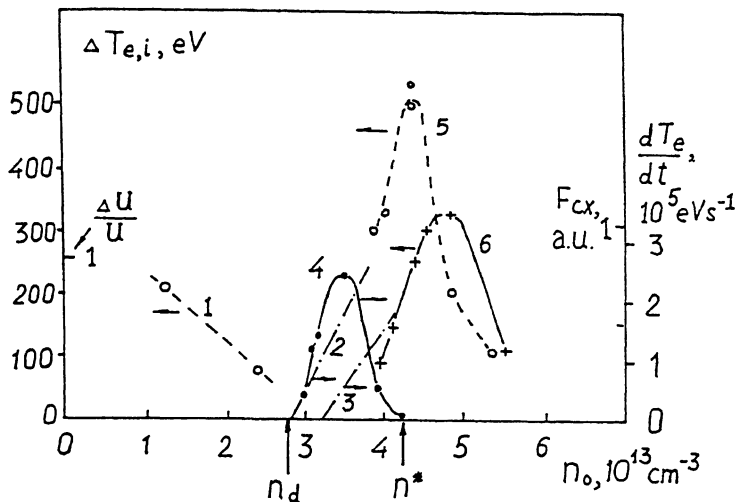


Рис. 2. Общая картина режимов взаимодействия НГ волн с плазмой: 1 — подсадка напряжения; 2, 3 — потоки нейтралей перезарядки с энергией 1.5 и 3.7 кэВ соответственно; 4 — производная от T_e ; 5 — прирост T_e ; 6 — прирост T_i .

тивного заряда до 5.5. С учетом увеличенной температуры электронов и ионов и Z_{eff} подросшая центральная плотность остается НГ плотностью для частоты 920 МГц.

Таким образом, несмотря на изменение параметров, в центральной области плазмы выполняются условия НГ резонанса и формально нагрев можно считать классическим. Однако существуют факты, которые с ним не согласуются, а, скорее, свидетельствуют о параметрическом механизме. Первым таким фактом является порядок генерации быстрых ионов — появление при меньшей плотности более медленных ионов, чем быстрые [1]. Вторым фактом является одновременное начало генерации быстрых ионов и появление некоего механизма взаимодействия, приводящего к эффективному нагреву электронов. Об этом наиболее ярко свидетельствует производная температуры электронов по времени в момент включения импульса (рис. 2). Хорошо видно, что вклад ВЧ волны в нагрев электронов начинается с той же плотности n_d , что и генерация быстрых ионов; область взаимодействия очень узкая, и при плотности $n_0 = n^* = 4.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ взаимодействие волны с электронами прекращается. Взаимодействие же с ионами остается и при $n_0 > n^*$, и наибольший нагрев ионов наблюдается, когда взаимодействие с электронами отключено.

В наших прежних экспериментах [1] было установлено, что генерация быстрых ионов связана с развитием параметрической неустойчивости волны накачки. Тот факт,

что взаимодействие с электронами, приводящее к их нагреву, начинается одновременно с генерацией быстрых ионов, позволяет предположить, что нагрев электронов также связан с этой неустойчивостью. При параметрических неустойчивостях легче всего развиваются колебания с малыми масштабами $kV_T \sim \omega/2\sqrt{2}$. За счет $k_{\perp}V_{Ti} \sim \sim \omega_1/2\sqrt{2}$ происходит генерация быстрых ионов, начиная с энергии $E \geq E_{\min} = 8T_i$, что наблюдалось экспериментально. По аналогии нагрев электронов можно связать с $k_{\parallel}V_{Te} \sim \omega_1/2\sqrt{2}$, где $k_{\parallel} > k_0 = \omega c/N_{\parallel}$. Волны с таким k_{\parallel} эффективно взаимодействуют с основной массой электронов, что и приводит к их хорошему нагреву. Рентгеновские измерения подтверждают это предположение. В условиях максимального нагрева $n > n_d$ зарегистрирована энергия электронных пучков порядка 3–5 кэВ, что соответствует $k_{\parallel}V_{Te} \sim \omega/2\sqrt{2}$, в то время как в режиме токов увлечения $n < n_d$ регистрируется 30 кэВ пучок (такая энергия соответствует $V_e \sim V_{\phi} \sim c/N_{\parallel}$, где $N_{\parallel} = 3$ возбуждается гриллом).

Что касается отключения взаимодействия с электроном при $n_0 = n^*$, то его возможной причиной может быть производимый волной нагрев электронов. Увеличение T_e должно приводить к повышению порога параметрической неустойчивости, при этом поглощение должно перемещаться к повышению порога параметрической неустойчивости, при этом поглощение должно перемещаться к области НГ резонанса, а неустойчивость отключается, что означает прекращение генерации колебаний с $k_{\perp}V_{Te} \sim \omega/2\sqrt{2}$, ответственных за нагрев электронов. Взаимодействие с ионами можно объяснить классическим механизмом в окрестности НГ резонанса. Таким образом, возможно, что в процессе ВЧ импульса при изменении параметров разряда происходит переход от параметрического к классическому механизму взаимодействия.

Исследования, описанные в этой статье, были выполнены, в частности, благодаря гранту № R23000 Международного научного фонда.

Список литературы

- [1] *Budnikov V.N.* // Nuclear Fusion. 1991. V. 31. P. 611.
- [2] *Bers A.* // Proc. of the 3rd Topical Conf. on Radio Frequency Plasma Heating. Pasadena, California, Jan. 11-13. 1978. A1. P. 1-10.
- [3] *Leuterer F., Soldner F., Eckhardt D.* et al. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1985. V. 27. N 12A. P. 1399-1409.
- [4] *Budnikov V.N., Esipov L.A., Irzak M.A., Lashkul S.I.* Interpretation of the lower hybrid heating experiments of the FT tokamak. Preprint of the Ioffe PTI 1532. 1991.
- [5] *Van Houtte O., Agarici G., Blank P.* et al. // Proc. 4th Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas. Rome, 1984. V. 1; International School of Plasma Physics. Varenna, 1984. P. 554.

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

Поступило в Редакцию
16 февраля 1995 г.