

04;09;12

©1994 г.

## ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ НИЖНЕГИБРИДНОМ НАГРЕВЕ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2 С ПОМОЩЬЮ ЧЕТЫРЕХЭЛЕКТРОДНОГО ЗОНДА

*В.Н.Будников, В.В.Дьяченко, Л.А.Есинов, Е.Р.Итс, С.И.Лашкул,  
А.Д.Лебедев, И.Е.Сахаров, С.В.Шаталин*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,

194021, Санкт-Петербург, Россия

Санкт-Петербургский государственный технический университет,

195251, Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 19 января 1994 г.)

Для анализа процессов вблизи диафрагмы использовался подвижный четырехэлектродный зонд. Измерения проводились при нижнегибридном нагреве на токамаке ФТ-2. Рассматривались режимы токов увлечения и прямого нагрева ионов. Приведенные результаты свидетельствуют о том, что в присутствии нижнегибридных волн в периферийных областях существенно меняется механизм радиального переноса плазмы.

При изучении взаимодействия НГ волн с плазмой в режиме токов увлечения ( $\bar{n}_e \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) [1] и прямого нагрева ионов ( $\bar{n}_e \geq 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) [2] были отмечены как обычные для этих экспериментов явления, так и ряд особенностей, которые до настоящего времени широко не обсуждались в литературе. В частности, при  $\bar{n}_e = 1.8 \dots 2.4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  был зафиксирован существенный нагрев ионов и электронов при улучшении удержания плазмы в постнагревной стадии. Во многом это объясняется изменениями, происходящими в пристеночной плазме.

Для анализа процессов вблизи диафрагмы был использован подвижный четырехэлектродный зонд [3], который позволил измерять в тени диафрагмы  $T_{eL}$ ,  $n_{eL}$ ,  $E_x$ ,  $\varphi_s$ . В конструкции зонда предусмотрено использование двух плавающих электродов, расположенных с двух противоположных сторон на расстоянии  $\Delta x$  от положительного электрода двойного зонда. Такая конструкция позволяет провести обработку результатов измерений при наличии большой неоднородности параметров плазмы. При этом справедливы соотношения для составляющей электрического поля  $E_x$ ,  $n_e$  и  $T_e$

$$\frac{T_e}{e} = \ln^{-1} \left( 1 + \frac{I_i^-}{I_i^+} \right) \left[ \varphi^+ - \frac{\varphi_{f1} + \varphi_{f2}}{2} \right], \quad n_e \approx I_i^- T_e^{-1/2},$$

$$E_x = \frac{\varphi_{s_1} - \varphi_{s_2}}{2\Delta x} = \frac{\varphi_{f_1} + \varphi_{f_2}}{2\Delta x} - \frac{\text{grad}_x T_e}{\epsilon} \ln \frac{I_e}{I_i},$$

где  $\varphi_{f_1}$ ,  $\varphi_{f_2}$  — потенциалы плавающих электродов;  $\varphi_s$  — потенциал плазмы;  $I_e$ ,  $I_i$  — электронный и ионный токи насыщения; +, — относятся к положительному и отрицательному электродам.

Использование четырехэлектродного зонда в варианте, когда между двумя плавающими электродами расположен отрицательный электрод двойного зонда, позволяет сразу получить локальные значения плотности дрейфового потока частиц  $\Gamma = cn[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]/H^2$ .

Измерения осуществлялись последовательно одним и тем же зондом в сечении, отстоящем на  $90^\circ$  от двухволноводного грилла, при двух различных полоидальных углах:  $\theta = 140^\circ$  (ближе к экватору с внутренней стороны тора) и  $110^\circ$  (ближе к верхней точке камеры). Ориентация зонда при  $\theta = 140^\circ$  такова, что  $E_x$  представляет собой полоидальное поле. Таким образом, измерения дают радиальный поток;  $E > 0$  соответствует потоку от стенки к оси камеры. Эксперимент проводился при  $B_T = 22$  кГс,  $I_p = 22$  кА,  $f = 920$  МГц,  $P_{LH} = 40$  кВт,  $R = 55$  см,  $a_L = 8$  см и  $a_k = 9$  см.

В результате проведенных экспериментов было установлено, что при плотностях  $\bar{n}_e \leq 10^{13}$  см $^{-3}$  в режиме токов увлечения в тени диафрагмы при  $\theta = 140^\circ$  во время ВЧ импульса существенно увеличивается температура  $T_{eL}$  при небольших изменениях плотности  $n_{eL}$  (рис. 1,а). В противоположность этому при более высоких плотностях  $\bar{n}_e \simeq 2 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , когда наблюдается прямой нагрев ионов и улучшение удержания, зафиксированное после выключения ВЧ, отмечаются охлаждение периферии плазмы и существенное снижение плотности  $n_{eL}$  (рис. 1,б). Для двух случаев а и б прирост средней плотности составлял  $\Delta \bar{n}_e = 0.2 \dots 0.3 \bar{n}_e$ . Обнаружено также изменение составляющей электрического поля  $E_x$  в полоидальном направлении для двух условий а и б. Для всех случаев происходит изменение полярности  $E_x$ , в то же время это изменение по абсолютной величине больше при меньшей плотности, когда реализуется режим токов увлечения.

Было обнаружено, что плавающий потенциал плазмы относительно стенок камеры меняет свою полярность только в режиме токов увлечения, в другом случае наблюдается лишь его уменьшение по абсолютной величине.

Сравнение характеристик плазмы при различных полоидальных углах  $\theta$  показывает, что в экспериментах при низкой плотности их изменения подобны: существенно растут температура  $T_{eL}$ , полоидальное электрическое поле (по абсолютной величине) и плавающий потенциал. При этом происходит переполюсовка с + на -. Для высокой плотности, когда происходит прямое взаимодействие ВЧ волны с ионами, более значительны изменения при  $\theta = 140^\circ$ . Отметим, что к данным об изменении плавающего потенциала зонда в ходе ВЧ нагрева следует относиться с осторожностью: вследствие нелинейности вольт-амперной характеристики зонда изменение его потенциала может быть связано с детектированием переменного потенциала волны, а не с изменением локального значения потенциала плазмы. Если изменение плавающего потенциала зонда связано с амплитудой ВЧ волны, то существенная разница величины смещения  $\varphi_s$  на рис. 1,а и б может свидетельствовать о том, что при большей плотности греющая

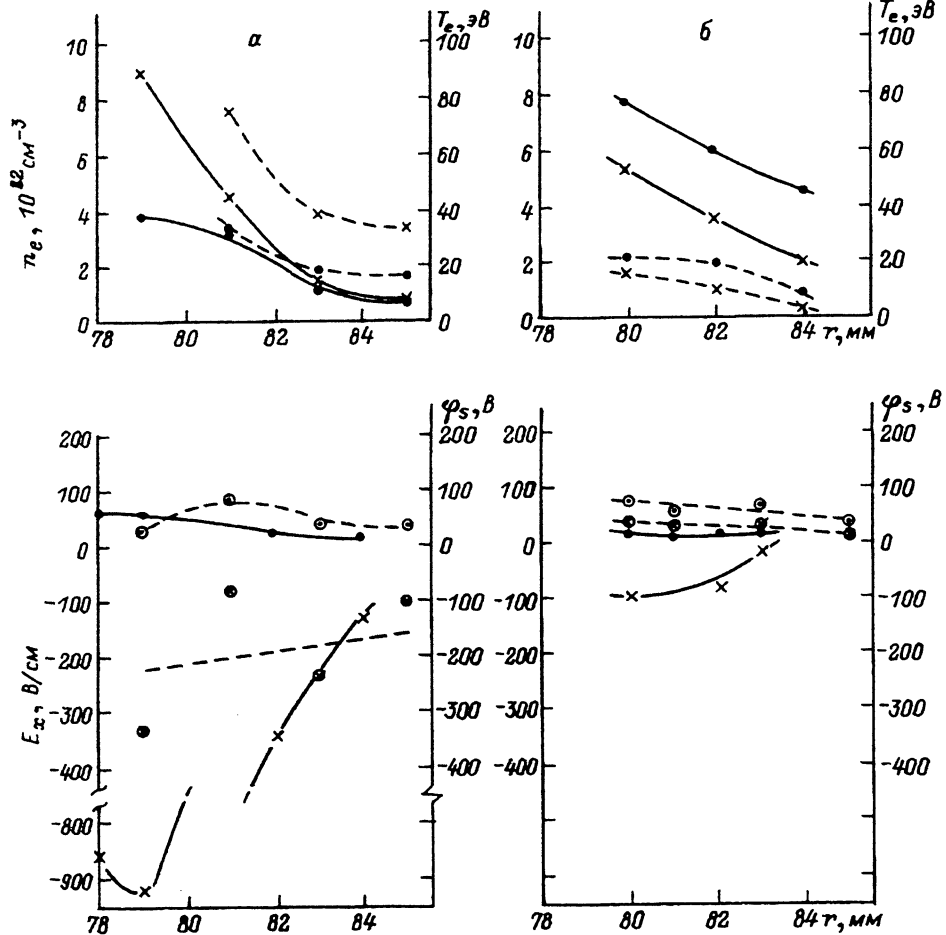


Рис. 1. Радиальные распределения параметров пристеночной плазмы для случаев  $\bar{n}_e \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (а) и  $\bar{n}_e \geq 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (б). Точки — омический нагрев, крестики — конец НГ импульса, кружки — значения  $\phi_s$ ; сплошные кривые —  $\bar{n}_e$ ,  $E_x$ ; штриховые —  $T_e$ ,  $\phi_s$ .

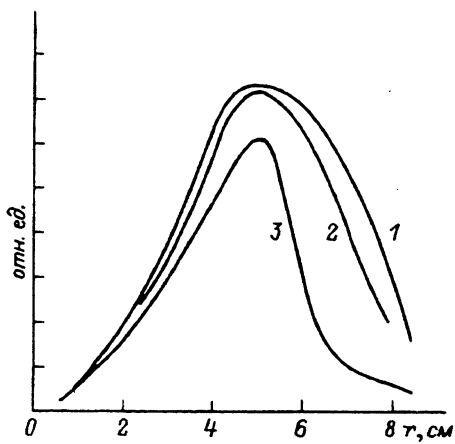


Рис. 2. Радиальные распределения свечения линии  $H_\beta$  в относительных единицах для различных моментов времени.

ВЧ волна быстрее уходит из пристеночной области в глубь плазмы. Данные об электрическом поле плазмы значительно более достоверны, так как основываются на измерении разности потенциалов двух одинаковых близкорасположенных электродов. Абсолютные значения поля определяются с ошибкой, связанной с недостаточностью данных о полоидальном градиенте температуры электронов. Однако эта погрешность не меняет масштаба изменений электрического поля.

Измеренные локальные электрические поля при малой плотности на порядки превышают стационарные поля, связанные с дрейфами в неоднородном магнитном поле,  $\sim T_e/ea$ . Возможно, причиной их появления служит полоидальная неоднородность распределения потоков убегающих электронов в пристеночной области. Появление полоидального электрического поля во время импульса ВЧ нагрева приводит к большому дополнительному дрейфовому потоку в направлении из плазмы в пристеночную область. При малых плотностях этот поток  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и в 5...10 раз больше, чем при больших. Тем не менее в режиме токов увлечения (рис. 1,а) в тени диафрагмы растет только  $T_e$ , а  $n_e$  меняется незначительно; при больших плотностях наблюдается смещение профилей  $T_e$  и  $n_e$  в сторону, противоположную потоку (рис. 1,б).

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что в присутствии нижнегибридных волн в периферийных областях плазмы существенно меняется механизм радиального переноса плазмы. Процессы в пристеночной области приводят к изменению распределения потенциалов. Это в свою очередь может служить причиной появления не только полоидальных, но и дополнительных радиальных полей у среза диафрагмы, которые приводят к изменению времени удержания плазмы.

Экспериментальные данные позволяют оценить изменение энергосодержания плазмы в тени диафрагмы, что отражает величину теплового потока из плазменного шнура. Из рис. 1 видно, что при  $\bar{n}_e \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$  оно растет примерно в два раза и наоборот, при  $\bar{n}_e \geq 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  уменьшается во столько же раз.

Изменение условий в тени диафрагмы должно влиять на удержание частиц и уровень рециклинга в пристеночной области. Об этом свидетельствуют и данные спектроскопической диагностики, в частности изменения интенсивности спектральных линий  $H_\beta$  и СШ [2]. На рис. 2 приведены изменения радиального профиля  $H_\beta$ , наблюдаемые в эксперименте с  $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  для трех моментов времени: начало НГ нагрева (1), конец НГ импульса (2), через 1 мс после окончания НГ импульса (3). Снижение плотности и температуры в пристеночной области приводит к уменьшению рециклинга водорода на стенке и увеличению длины свободного пробега молекул водорода в тени диафрагмы. Все это вместе взятое должно привести к сужению радиального профиля свечения линии  $H_\beta$ , что и наблюдается в эксперименте, особенно после окончания НГ импульса, когда прекращается дополнительное поступление водорода с диафрагм, вызванное бомбардировкой ускоренными ионами.

#### Список литературы

- [1] Будников В.Н., Герасименко Г.В., Дьяченко В.В. и др. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 3. С. 485-492.
- [2] Будников В.Н., Дьяченко В.В., Есипов Л.А. и др. // Препринт ФТИ. № 1597. Спб., 1992. 21 с.
- [3] Левицкий А.Н., Сахаров И.Е., Шаталин С.В. // ПТЭ. 1992. № 5. С. 153-157.