

## ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В ТОРОИДАЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ

А. Ю. Волошко, В. С. Войцеля, А. В. Лонгинов,

Г. А. Мирошниченко, Г. Я. Нижник, С. И. Солодовченко

В последнее время интенсивно исследуются различные методы ВЧ нагрева плазмы в замкнутых магнитных ловушках [1 – 3]. При этом к системам возбуждения ВЧ волн предъявляются специфические требования, связанные с конструктивными особенностями тороидальных установок.

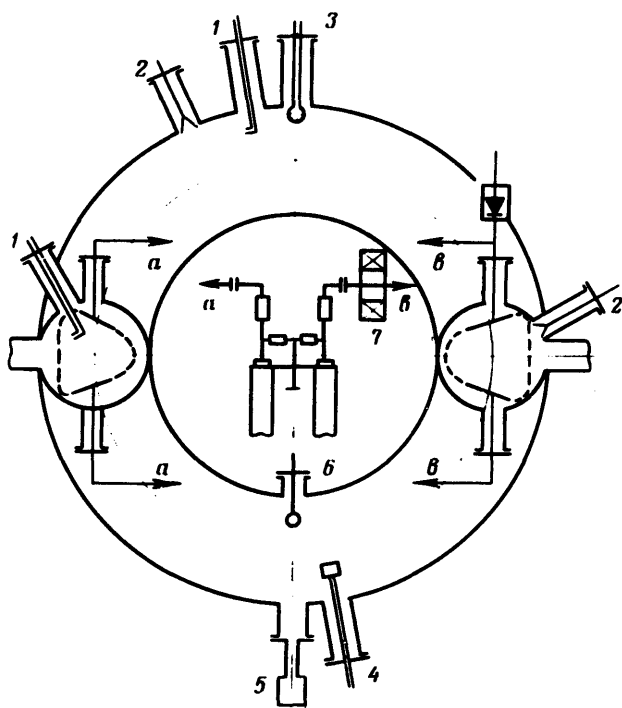


Рис. 1. Схема установки.  
1. – зонды для измерения ВЧ поля  $E_r$ , 2 – 8 мм рупора, 3 – титановый источник плазмы, 4. – многосеточный зонд, 5 – ФЭУ, 6 – магнитный зонд, 7 – пояс Роговского

В настоящем сообщении показана возможность эффективного ввода ВЧ энергии в плазму с помощью системы, создающей на периферии плазмы пространственно-периодическое ВЧ поле  $E_z$ , параллельное удерживающему магнитному полю. При использовании такой системы в плазме возбуждаются, главным образом, медленные волны [4], для которых  $E_z \gg E_\phi$ . В работе излагаются предварительные результаты по нагреву плазмы в металлической камере тороидального стелларатора-торсатрона "Сатурн" [5]. При возбуждении медленных волн в плазме с плотностью  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  в области частот  $\omega_h \geq \omega > \omega_{hi}$  (где  $\omega_h$  и  $\omega_{hi}$  – нижняя гибридная и ионно-циклотронная частоты) наблюдался значительный нагрев ионов и электронов до энергий порядка 1 кэВ.

На рис. 1 показана упрощенная схема установки.

Возбуждающая система представляла собой четыре алюминиевых электрода, расположенных попарно в диаметрально противоположных сечениях вакуумной камеры. Геометрия электродов определялась конструкцией установки и не являлась оптимальной с точки зрения эффективного возбуждения. Форма и положение электродов примерно соответствовали крайней неразрушенной магнитной поверхности (пунктирная линия на рис. 1). ВЧ потенциал одной пары электродов  $a$  отличался на фазовый угол  $\pi$  от потенциала второй пары; рабочая частота составляла 16 МГц. Вводимая мощность не превышала 800 вт.

Эксперименты проводились при остаточном давлении в камере  $10^{-7}$  тор. Водородная плазма создавалась титановым источником 3. Импульс ВЧ напряжения подавался через 400 мксек после срабатывания источника плазмы, так что все процессы исследовались при наличии ВЧ потенциала на электродах. Степень ионизации плазмы в момент включения ВЧ импульса составляла 20 – 30%.

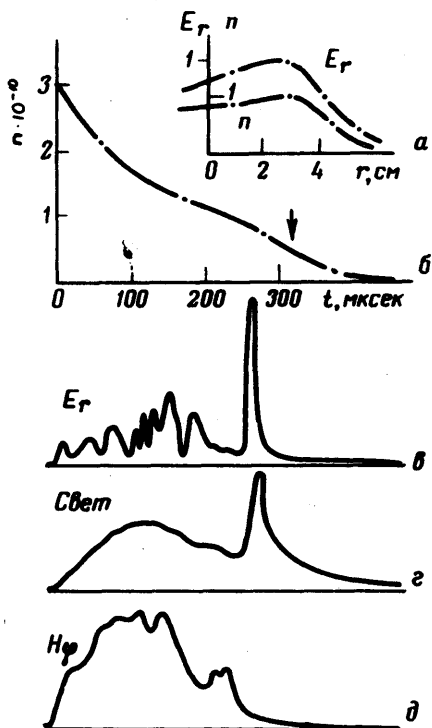


Рис. 2.  $a$  – радиальное распределение ВЧ поля  $E_r$  и плотности плазмы  $n$ , и поведение во времени:  $b$  – плотности плазмы,  $c$  – компоненты ВЧ поля,  $d$  – интегрального свечения плазмы,  $e$  –  $H_\phi$  компоненты.

Плотность плазмы измерялась двойным электрическим зондом и по методу многомодового резонатора [6];  $E_r$  и  $H_\phi$  – компоненты ВЧ-поля в плазме регистрировались электрическими 1 и магнитным 6 зондами; интегральное свечение плазмы – с помощью ФЭУ 5. Энергия частиц плазмы измерялась с помощью многосеточного зонда 4 с широкополосной измерительной схемой (до 35 МГц), регистрирующей ток на коллектор зонда. Анализировались продольная (по отношению к магнитному полю) энергия электронов и поперечная – для ионов.

На рис. 2,  $c$ ,  $d$  приведены осциллограммы некоторых сигналов, начало которых совпадает с моментом включения ВЧ импульса. Абсолютное значение плотности на рис. 2,  $b$  относится к центральной области плазмы; стрелкой отмечена плотность, при которой  $\omega_{pi} = \omega$ .

Из экспериментальных результатов следует, что в течение ВЧ импульса существуют две различные стадии процесса: начальная, когда в центре плазмы  $\omega_{pi} \approx \omega_h > \omega$ , и конечная, когда в той же области  $\omega_{pi} \ll \omega$  (для исследованного диапазона изменений магнитного поля  $H = 300 + 3000$  э выполняются неравенства:  $\omega_{Hi} < \omega_{pi} < \sqrt{\omega_{Hi} \omega_{He}}$ , так что плазменная ионная частота сравнима с нижней гибридной частотой).

Исследование временной зависимости тока на коллектор многосеточного зонда указывает на существенную долю тока, осциллирующего с частотой возбуждаемых колебаний, особенно значительную при анализе продольной энергии электронов на второй стадии процесса. На начальной стадии амплитуда переменной составляющей электронного тока не превышает 50% от постоянной составляющей. Для ионного тока модуляция составляет менее 30% в течение всего процесса. Указанные соотношения свидетельствуют о преобладании неупорядоченного движения частиц в плазме.

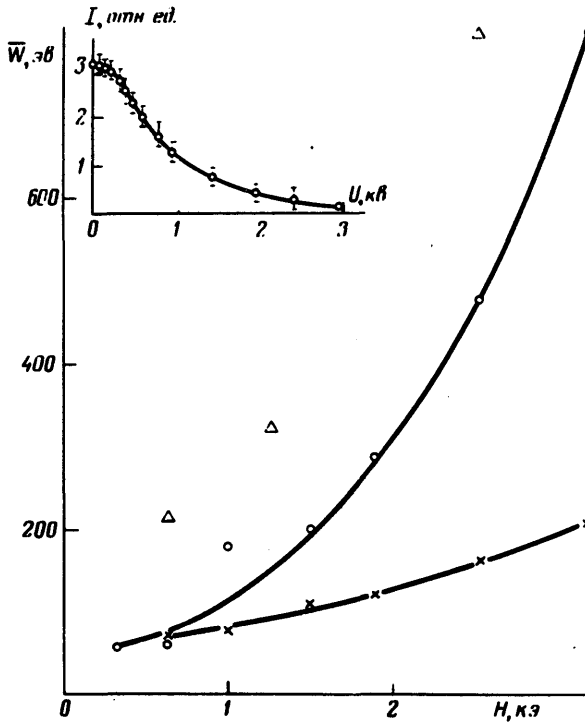


Рис. 3. Зависимость энергий заряженных частиц от величины удерживающего поля при положении зонда в точке  $r = 3,5$  см.  $\Delta$  —  $W_{\parallel}$  и  $\times$  —  $W_{\perp}$  при  $\omega_{pi} > \omega$ ;  $\circ$  —  $W_{\perp}$  при  $\omega_{pi} \approx \omega$ ;  $\square$  — зависимость электронного тока на коллектор многосеточного зонда от анализирующего напряжения

Типичная зависимость постоянной составляющей электронного тока на коллектор от анализирующего напряжения приведена на вставке рис. 3. Аналогичный характер имеют подобные зависимости для ионного тока. Величины средних энергий на частицу  $\bar{W}_{\perp}$  и  $\bar{W}_{\parallel}$ , определенные из этих зависимостей, приведены на рис. 3.

Поведение во времени  $E_r$  и  $H_{\phi}$  компонент ВЧ поля (рис. 2, в, д) и наблюдаемое соотношение между  $\bar{W}_{\parallel}$  и  $\bar{W}_{\perp}$  согласуются с возможностью возбуждения на первой стадии нагрева ионно-звуковых колебаний с широким спектром по продольным волновым числам. Такая возможность следует из теоретического анализа электродинамических характерис-

тик использованной возбуждающей системы. Указанные колебания являются продолжением ветви медленной волны в область  $k_{\parallel} > (\omega/v_{Te})$  и при  $\omega < \omega_h$  могут распространяться в глубину плазмы ( $k_{\perp} \sim \omega/v_s$ , где  $v_s = \sqrt{T_e/m_i}$ ), затухая в результате черенковского поглощения электронами. Нагрев ионов можно объяснить циклотронным поглощением ионно-звуковых колебаний, а также потенциальных ионно-циклотронных волн, которые на начальной стадии процесса могут возбуждаться непосредственно элементами.

Следует отметить, что времена кулоновской релаксации функции распределения в условиях описанных экспериментов существенно превышают характерное время процесса. В этих условиях ответственными за наблюдаемую хаотизацию когерентного движения частиц могут быть нелинейные эффекты, к которым могут приводить как циклотронный, так и черенковский механизмы ускорения.

На второй стадии процесса, когда плотность плазмы соответствует гибриднему резонансу ( $\omega_h \approx \omega$ ), наблюдается значительное возрастание амплитуды поля  $E_r$ . На рис. 2, а вместе с радиальным распределением плотности плазмы (в отсутствие ВЧ импульса) приведено распределение амплитуды поля  $E_r$ . Из рис. 3 видно, что на этой стадии наблюдается наиболее сильный нагрев ионов, обусловленный, по-видимому, циклотронным поглощением как медленной электромагнитной волны, так и плазменных колебаний с  $k_{\perp} \rho_i > 1$ , возбуждаемых в области трансформации [4, 7].

Таким образом, приведенные результаты демонстрируют возможность нагрева плазмы в замкнутой магнитной ловушке при использовании возбуждающих систем, создающих продольное электрическое ВЧ-поле, в области частот  $\omega < \omega_h$  и  $\omega \approx \omega_h$ .

В заключение выражаем благодарность К.Н.Степанову, В.А.Супруненко, В.Т.Толоку за полезные дискуссии, В.Н.Доле и С.Я.Слюсаренко за помощь в работе.

Физико-технический институт  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
5 июня 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] М.А.Рothman, Р.М.Sinclair, I.C.Brown, J.C.Mosea. Physics of Fluids, 12, 2211, 1969.
- [ 2 ] С.С.Овчинников, С.С.Калиниченко, О.М.Швец, В.Т.Толок. Письма в ЖЭТФ, 12, 277, 1970.
- [ 3 ] В.Л.Вдовин и др. Письма в ЖЭТФ, 14, 228, 1971.
- [ 4 ] Л.И.Григорьева, А.В.Лонгинов, А.И.Пятак, В.Л.Сизоненко, Б.И.Смердов, К.Н.Степанов, В.В.Чечкин. Доклад IAEA/CN-28/L-7, Мэдисон, США, 1971.
- [ 5 ] В.С.Войцзя и др. АЭ, 31, 536, 1971.
- [ 6 ] Д.А.Акулина, Ю.И.Нечаев. ТВТ, 6, 1061, 1969.
- [ 7 ] Т.Н.Stix, Phys. Rev. Lett., 15, 878, 1965.