

НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ В УСТАНОВКЕ ТН-1

П.И.Блинов, Б.И.Гаврилов, Л.П.Закатов,

П.А.Черемных

Турбулентному нагреву плазмы с помощью ударного высокочастотного контура посвящено значительное число работ [1-5]. В них было показано, что при выполнении ряда условий (в частности, $a = \omega_a / 4\nu$ и $\tilde{H} = H_0$) можно нагреть плазму до температур $(T_e + T_i) = \xi \tilde{H}^2 / 8k_B K$, где ξ достигает значения 0,3. Здесь a - радиус плазменного столба, ω_a - альфвеновская скорость, ν - частота контура, \tilde{H} - амплитуда переменного магнитного поля. Для

нагрева электронной компоненты плазмы этим методом была сооружена установка ТН-1, схема которой приведена на рис. 1. Квазистатическое поле H_0 достигало максимума за время 5 мсек, а затем спадало с постоянной времени 20 мсек. Пробоное отношение равнялось 2, максимальное значение поля H_0 в центре ловушки составля-

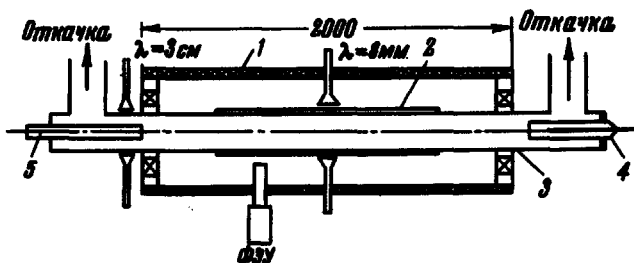


Рис. 1. Схема установки ТН-1. 1 - соленоид, 2 - ударный ВЧ-контур, 3 - вакуумная стеклянная камера, 4 - плазменный инжектор, 5 - сетчатый зонд или торцевой рентгеновский детектор

ло 8 кэ. Плазма инжектировалась в ловушку с помощью коаксиального инжектора, электроды которого были изготовлены из титана, питаемого дейтерием. Путем изменения напряжения на инжекторе можно было менять концентрацию плазмы от $n_e > 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ до $n_e < 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Одновитковый контур с частотой $\nu = 3,5 \text{ Мгц}$ при напряжении $U_c = 120 \text{ кв}$ на емкости $C_k = 3 \cdot 10^{-8} \text{ ф}$ создавал поле $\tilde{H} = 900 \text{ эв}$. Меняя время срабатывания ВЧ-контура относительно момента включения магнитного поля, можно было изучать нагрев электронов при разных отношениях \tilde{H}/H_0 . Ожидалось, что при $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ электроны нагреются до $T_e = 3 \text{ кэв}$, а дальнейшее адиабатическое сжатие повысит температуру до $\sim 30 \text{ кэв}$.

Эксперимент показал, что холодная плазма, заполнявшая камеру ловушки, вследствие рекомбинации распадалась с постоянной времени $\tau_x = 300 \text{ мсек}$. При срабатывании контура в плазме распространя-

лась радиальная магнитногидродинамическая волна. Из показаний магнитного зонда, который стоял на оси камеры, видно (рис. 2), что для волны сжатия (т.е. когда переменное магнитное поле складывается с квазистатическим) крутизна фронта волны возрастает в 2-4

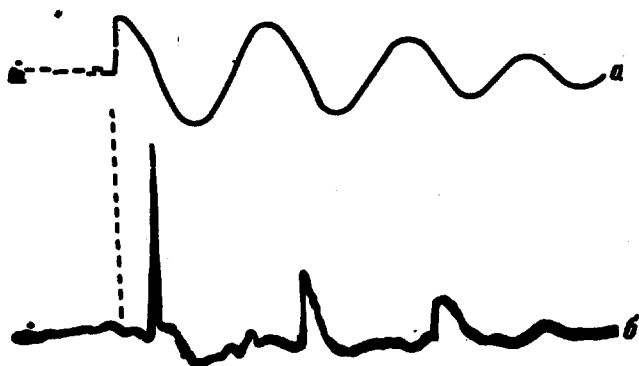


Рис. 2. Осциллограммы сигнала магнитного зонда: а - без плазмы, б - с плазмой. $\bar{H} = 800$ э, $n_e = 10^{13}$ см $^{-3}$, $H_0 = 500$ э. Длительность развертки 1 мксек

раза по сравнению с волной в вакууме, т.е. происходит укрупнение волны. (Укрупнение уединенной волны впервые наблюдалось в работе [6].) По окончании работы контура концентрация электронов повышалась в несколько раз, а затем спадала со временем $\tau_e = (0,25 \pm 0,5) \tau_x$. Средняя энергия электронов, полученная из обработки данных сеточного зонда [7], при $\bar{H} = H_0$ составляет ~ 200 эв, что соответствует $nT \leq 10^{15}$ эв.см $^{-3}$. Следовательно, не более 10% энергии ВЧ-поля идет на нагрев плазмы, т.е. $\xi \leq 0,1$. Измерения логарифмического декремента затухания показали, что дополнительные потери энергии контура при наличии плазмы составляют не более 10%. Таким образом, наши данные пока не подтвердили вывода о высокой эффективности турбулентного нагрева плазмы ударным контуром. Расхождение, возможно, объясняется либо выбором частоты контура, которая у нас в 2,5 раза ниже, чем в работах [1-5], либо другими причинами, которые пока не выяснены.

При заполнении ловушки с помощью инжектора майбового типа, который применялся и в работах [3-5], из показаний СВЧ - интерферометра можно было сделать вывод, что ловушка заполняется плазмой крайне неоднородно. В этом случае после срабатывания контура наблюдалось рентгеновское излучение из камеры с энергией ~ 20 кэв. Длительность рентгеновского излучения достигала 25 мсек. Однако электронная концентрация при этом спадала от величины $n_e = (2+5) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до уровня ниже 10^{11} см^{-3} за времена, не превышающие 20 мсек. При использовании коаксиального инжектора длительное рентгеновское излучение наблюдалось либо при инжектировании неоднородной струи плазмы (для чего в инжекторе создавался несимметричный разряд), либо при концентрации около 10^{11} см^{-3} . Но для этого было необходимо, чтобы амплитуда второй полувольты переменного магнитного поля была больше поля H_0 . Произведенные оценки показы-

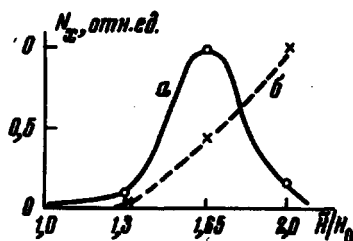


Рис. 3. Зависимость интенсивности бокового рентгеновского излучения (кривая а) и потока электронов через пробку (кривая б) от отношения H/H_0 . $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 450$ в, $H_{0 \text{ макс}} = 8$ кэ

вает, что за счет бетатронного механизма ускорения при прохождении магнитного поля через нуль и последующего быстрого магнитного скатия электроны могут приобретать энергии в несколько десятков кэв, которые и дают тормозное рентгеновское излучение, регистрируемое боковым датчиком. На рис. 3 приведена зависимость бокового рентгеновского излучения от отношения H/H_0 (кривая а). Видно, что рентгеновское излучение наблюдается в области, где H/H_0

превышает единицу. При $\tilde{H} / H_0 > 1,7$ увеличивается выброс плазмы через торцы установки, о чем свидетельствует кривая б, показывающая поток электронов, уходящих через пробки, а боковое рентгеновское излучение резко уменьшается. Таким образом, рентгеновское излучение объясняется наличием ускорительного механизма и не является доказательством наличия высоких электронных температур.

Авторы благодарят Е.К.Завойского за постановку задачи и интерес к работе, а Л.И.Рудакова, Г.В.Шолина, А.В.Гордеева и Л.В.Кораблева за полезные обсуждения.

Поступило в редакцию
7 сентября 1965 г.

Литература

- [1] М.В.Бабыкин и др. ЖЭТФ, 43, 411, 1962.
- [2] М.В.Бабыкин и др. ЖЭТФ, 43, 1547, 1962.
- [3] М.В.Бабыкин и др. ЖЭТФ, 43, 1976, 1962.
- [4] М.В.Бабыкин и др. ЖЭТФ, 46, 511, 1964.
- [5] Е.К.Завойский. Атомная энергия, 14, 57, 1963.
- [6] С.П.Загородников и др. ЖЭТФ, 47, 1717, 1964.
- [7] Д.Г.Булыгинский и др. ЖЭТФ, 44, 183, 1963.