

## ИОННЫЙ ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Л.В.Дубовой, В.Д.Дятлов, В.П.Федяков

Сопоставление полученных в работах [1,2] данных показывает, что с ростом температуры  $T_e$  электронной компоненты плазмы значительно улучшается эффективность нагрева ионов методом циклотронного резонанса. В настоящей работе изложены результаты экспериментального исследования свойств плотной плазмы с предварительно нагретыми электронами в области ионного циклотронного резонанса. Опыты проводились в магнитной ловушке с пробками. Для нагрева электронов использовали метод турбулентного прямого разряда. Основные параметры установки и процесс получения плазмы с горячими электронами описаны ранее в статье [3]. К моменту завершения процесса нагрева электронов при начальном давлении водорода  $4 \cdot 10^{-4}$  мм рт.ст. в кварцевой камере длиной 100 см и диаметром 10 см с ограничивающими диаметр токового шнура диафрагмами  $\varnothing = 7,0$  см, образовывалась плазма с плотностью энергии  $nT_e \approx 5 \cdot 10^{16}$  эв.см<sup>-3</sup>,  $n_e \sim 4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e \sim 1$  кэВ.

На рис.1 приведены полученные из измерений дилагнитного эффекта в плазме временные зависимости величины  $nT_e$  для значений пробочного отношения  $\beta = 1,4; 2,7; 4,3$ .

Распад  $nT_e$  носит экспоненциальный характер, точка излома на полученных кривых соответствует прекращению тока разряда, повышенная скорость распада величины  $nT_e$  при прохождении тока сквозь плазму связана, по-видимому, с наличием процесса аномальной диффузии.

В первой части работы циклотронное поглощение энергии зондирующих высокочастотных полей было использовано в качестве метода измерения параметров ионной компоненты плазмы. Необходимое для возбуждения ионной циклотронной волны быстропеременное поле создавалось с помощью четырехсекционной катушки Стикса [1] с пространственным периодом  $2\lambda = 40$  см, помещавшейся в однородной части магнитного поля  $B_0$  ловушки. В свою очередь, катушка являлась элементом резонансного контура 200-ваттного высокочастотного генератора, работавшего на частоте  $f_0 = 7,12$  Мгц. Для увеличения эффективности диссипации волны в ловушке мог создаваться "магнитный берег" [1].

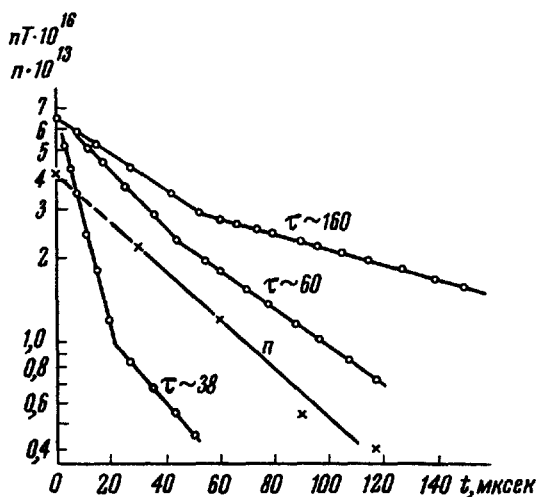


Рис. I Распад плазмы при различных пробочных отношениях ловушки:  $\beta = 4,3$ ;  $\tau = 160$  мксек;  $\beta = 2,7$ ;  $\tau = 60$  мксек;  $\beta = 1,44$ ,  $\tau = 38$  мксек

На рис. 2 приведены кривые поглощения плазмой высокочастотной энергии  $W$  - контура для разных значений  $B_0$ , снятые через 30 мксек интервалы времени  $\Delta t$ , начиная с момента включения прямого разряда. Характерными особенностями полученных кривых являются: наличие узкой области поглощения при  $B_c = 4,75$  кэ, соответствующей условию одночастичного резонанса для атомов водорода, и связанных с генерацией ионных циклотронных волн зон поглощения при  $B > B_c$ .

Так как в условиях опытов полуширина резонансных кривых при  $B = B_c$  не зависела от исходной концентрации нейтралов и от плотности плазмы, можно считать, что плазма бесстолкновительна и в соответствии с теорией<sup>[1]</sup> из формы кривых поглощения была оценена продольная составляющая температуры ионов. При этом соответствующая обработка экспериментальных кривых поглощения для области  $B = B_c$  показывает, что в течение первых 100-120 мксек распада плазмы величина  $T_{||}$  меняется слабо и по порядку величины равна 100 эв, т.е. как и предполагалось, после завершения процесса турбулентного нагрева  $T_e > T_i$ . Положение максимума поглощения  $W(B_0)$  (рис.2) в области  $B > B_c$ , соответствующее резонансному возбуждению циклотронной волны с длиной волны  $\lambda = 20$  см<sup>[1]</sup>, позволяет измерить концентрацию ионов  $n_i(t)$ . На рис.1, наряду с зависимостями  $nT_e = f(t)$  приведена полученная таким методом зависимость  $n_i(t)$  для частного случая величины пробочного отношения  $\beta = 2,2$ . Видно, что по-

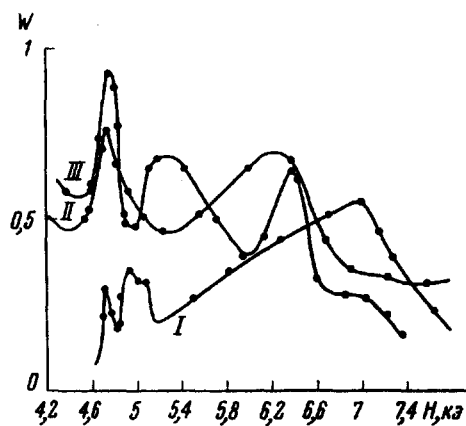


Рис.2 Величина поглощаемой в плазме мощности высокочастотной энергии генератора с  $f_0 = 7,12$  Мгц при разных величинах магнитного поля  $B_0$ . I -  $\Delta t = 30$  мксек, II -  $\Delta t = 60$  мксек, III -  $\Delta t = 90$  мксек

стоянная распада  $\tau_\beta$  для величины  $nT_e$  при  $\beta = 2,7$  близка к  $\tau$  для  $n_i(t)$  при  $\beta = 2,2$ , что, учитывая равенство  $n_e \approx n_i$ , свидетельствует в пользу механизма, при котором уменьшение

$nT_e$  во времени связано с уходом частиц из ловушки при сохранении их температуры  $T_e$  постоянной.

Следует отметить особенность кривых рис.2, состоящую в наличии ряда максимумов поглощения (кривая III) при  $B > B_c$ , связанную, по-видимому, с генерацией высших пространственных гармоник циклотронной волны.

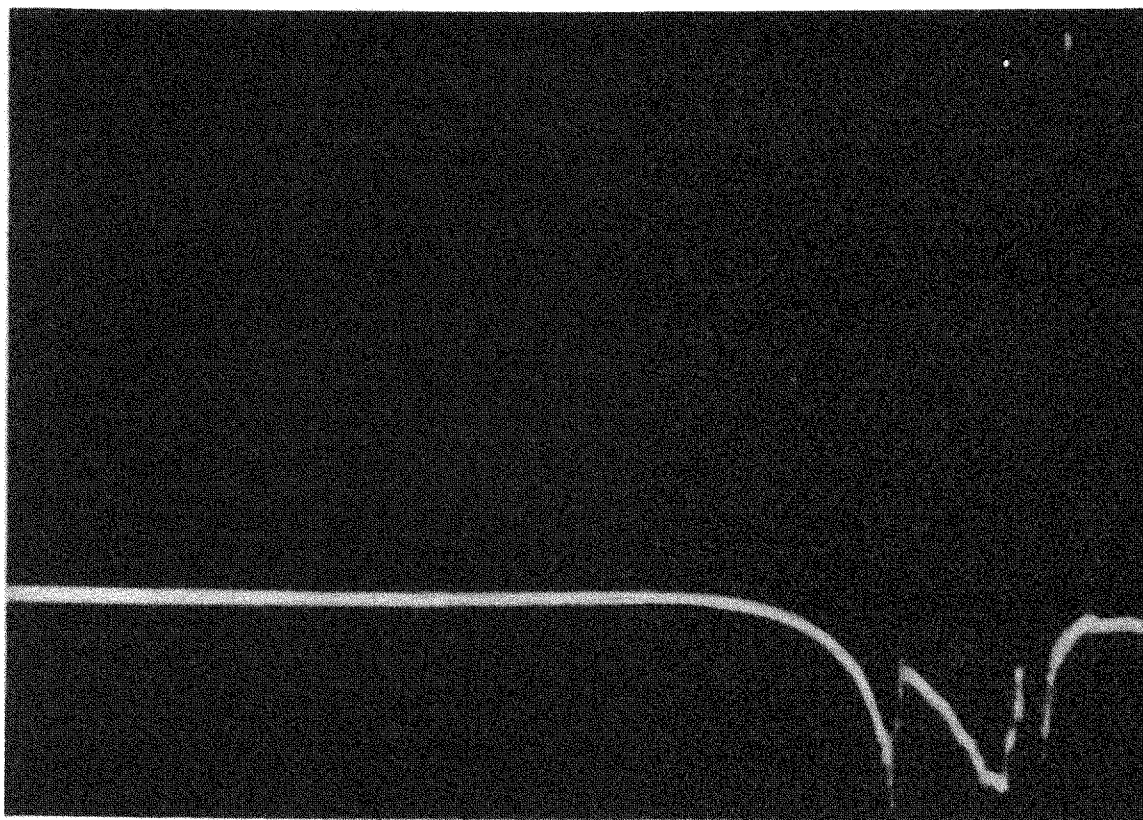


Рис.3 Осциллограммы диамагнитного эффекта в плазме при последовательном срабатывании прямого разряда и ударного контура

Во второй части работы была предпринята попытка нагрева ионов в условиях эксперимента. Нагрев производился с помощью короткого пакета мощных затухающих колебаний электромагнитного поля, генерируемых в плазме быстро диссипирующей циклотронной волной большой амплитуды. Возбуждающее поле создавалось ударным контуром с емкостью  $C_0 \sim 50\ 000$ , запасом энергии  $Q \sim 10 - 12$  дж, на частоте

2,3 Мгц. При собственной добротности контура порядка 50 время полного разряда системы всегда гораздо меньше постоянной распада плазмы  $\tau$ . При этом, в отличие от [1,2], процесс нагрева плазмы не зависит от механизма удержания частиц в ловушке и может быть исследован в чистом виде.

На рис.3 приведена осциллограмма изменения магнитного потока в плазме  $\delta B \sim n(T_e + T_i)$  при последовательном срабатывании тока прямого разряда, использованного для нагрева электронов ( $T_e > T_i$ ) и ударного контура циклотронного нагрева ионов. Контур включался в области напряженностей поля  $B$ , соответствовавших генерированию циклотронной волны максимальной амплитуды. В соответствии с измерениями к моменту срабатывания ударного контура  $nT_e \sim 2 \cdot 10^{16}$  эв.см<sup>-3</sup>,  $n \sim 2 \cdot 10^{13}$ ,  $T_e \sim 1$  кэв. К моменту окончания процесса нагрева ионов  $n(T_e + T_i) \sim 4 \cdot 10^{16}$  эв.см<sup>-3</sup>, и можно считать, что  $T_e \sim T_i \sim 1$  кэв. Действительно, полученная в опытах зависимость  $\delta B_i(B)$  (амплитуда второго пика по осциллограмме рис.3) носит ярко выраженный резонансный характер, аналогичный случаю, показанному на рис.2, откуда следует, что амплитуда второго пика днамагнитного сигнала связана только с нагревом ионов. Определенная из измерений декремента затухания ударного контура доля передаваемой плазме энергии носит также резонансный характер и в максимуме поглощения равна 7-8 дж, что при полном числе частиц в ловушке порядка  $5 \cdot 10^{16}$  соответствует, как и в случае днамагнитных измерений, средней энергии  $\bar{\epsilon}$  на ион порядка 1 кэв.

Оценка величины  $T_{||}$  из полуширины кривых поглощения даст значение  $T_{||} \sim 300$  эв, откуда в предположении равновесного состояния в плазме  $\bar{\epsilon} \sim 3T_{||} \sim 1$  кэв также.

Характерно (рис.3), что в отличие от опытов с плазмой с холодными электронами [4] в условиях настоящего опыта время распада плазмы с  $T_e \sim T_i \sim 1$  кэв лишь слегка отличается от случая  $T_e \gg T_i$ .

Поступило в редакцию

2 августа 1966 г.

## Литература

- [1] W.M.Hooke, M.A.Rothman. Nucl. Fusion, 4, 33, 1964.
- [2] S.Yoshikawa, R.M.Sinclair, M.A.Rothman. Ion heating in the model C Stellarator, Intern. Conf. on Plasma Physics and controlled nuclear Fusion Research, Culham, U.K., 1965.
- [3] Л.В.Дубовой, В.П.Федяков. Докл. АН СССР, 167, 553, 1966.