

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып.7, стр. 389 – 394. 5 апреля 1972 г.

**О МЕХАНИЗМЕ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ
В ЗЕРКАЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ**

Р. А. Демиржанов, А. К. Геворков, А. Ф. Попов

О. А. Колмаков

В настоящее время общепризнано, что нагрев плазмы в условиях пучковой неустойчивости является результатом взаимодействия частиц с электромагнитными колебаниями, возбуждаемыми пучком электронов в плазме.

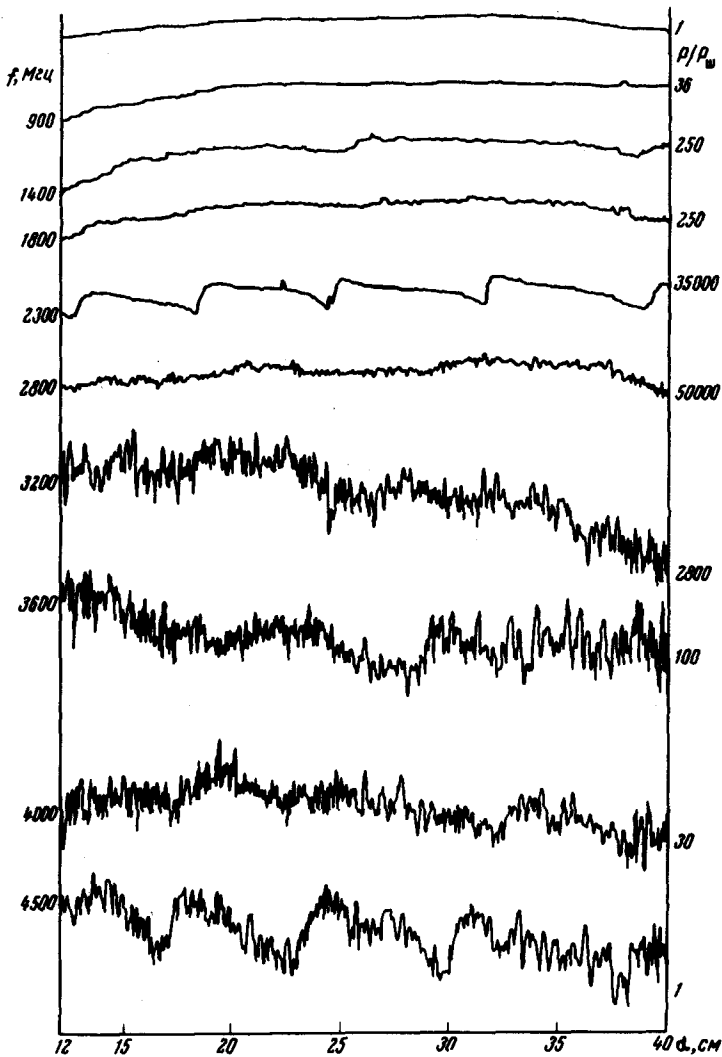


Рис. 1. Распределение интенсивности колебаний вдоль системы в однородном магнитном поле. Слева отложена частота в Mc , справа — отношение мощности P , принимаемых колебаний к мощности шумов $P_{ш}$. Кривая 1 — ионный ток насыщения на зонд. $H = 1700$ э. Ток пучка $I = 60$ ма, энергия пучка $V = 1$ кэв, давление $P = 7 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.

Несмотря на сходство экспериментальных результатов, полученных в различных работах, до настоящего времени нет единой точки зрения на механизм нагрева плазмы и происхождение горячих частиц [1-2]. Существование различных представлений о механизме нагрева связано с тем, что, как правило, в экспериментальных работах исследовались в основном макроскопические параметры плазмы. Настоящая работа посвящена детальному исследованию спектров колебаний, возбуждаемых пучком в плазме и механизму их поглощения в открытой магнитной ловушке.



Рис. 2. Распределение интенсивности колебаний вдоль системы в зеркальной ловушке с пробочным отношением $R = 2,8$, $I = 60$ ма, $U = 1,5$ кэв, $P = 7 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. Кривая 1 — ионный ток насыщения

Исследования нагрева плазмы в условиях пучковой неустойчивости проводились в магнитной ловушке пробкотронного типа, в которую из внешнего источника вдоль силовых линий магнитного поля инжектировался электронный пучок. Плазма создавалась самим пучком в стеклянной камере диаметром 6 см и длиной 60 см в результате ионизации рабочего газа (водород, азот) при давлении $10^{-4} - 10^{-5}$ мм рт.ст. Ток пучка мог изменяться от 10 до 200 ма при энергии до 5 кэв в непрерывном режиме. Колебания принимались с помощью подвижных коаксиальных зондов, сигналы с которых подавались на измерительные приемники и записывались двухкоординатным самописцем, горизонтальная развертка которого производилась синхронно с перемещением зонда. Тормозное излучение регистрировалось фотоумножителем с кристаллом NaJ (Tl).

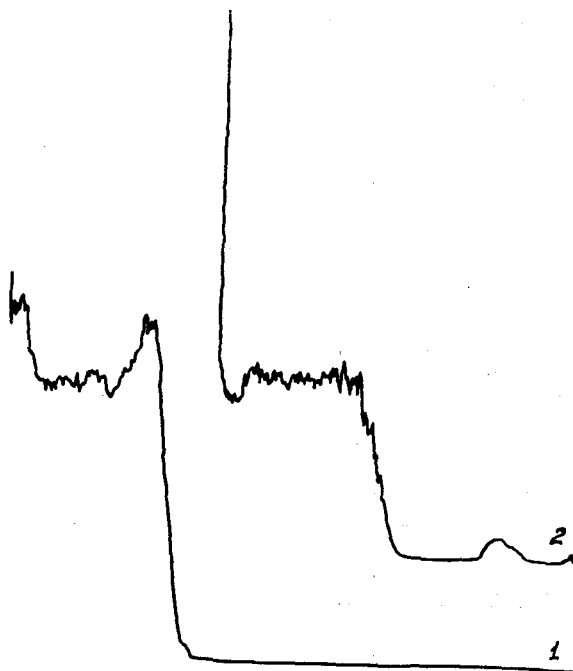


Рис. 3. Распределение интенсивности колебаний вдоль системы на частоте 3000 Мгц, снятое при различной чувствительности приемника. Кривая 2 снята при чувствительности в 10^3 раз большей, чем кривая 1

Эксперименты показали, что электронный пучок возбуждает в плазме широкий спектр колебаний в области плазменной и гибридной частот. В случае однородного магнитного поля существенного изменения интенсивности и ширины спектра возбуждаемых колебаний вдоль системы не наблюдается (рис. 1). Пространственное распределение интенсивности колебаний исследовалось на длине 28 см, начиная с 12 см от места входа пучка в плазму. Слабое изменение интенсивности колебаний и ширины спектра вдоль системы свидетельствует об относительно малой роли нелинейного затухания в этой области. Нелинейным эффектом, который проявляется в условиях данного эксперимента, является распад ленгмюровской волны на ленгмюровскую и низкочастотную. Экспериментально наблюдается возбуждение низкочастотного спектра колебаний в диапазоне 10 кгц — 3 Мгц [3]. Амплитуда колебаний ионного тока насыщения на зонд в зависимости от условий могла на порядок превышать постоянную составляющую. Наблюдаемый широкий спектр частот в значительной степени связан с низкочастотными колебаниями плотности.

В неоднородном магнитном поле пробкотрона распределение волн и их затухание может существенно отличаться от случая однородного поля. При распространении волн в неоднородной среде [4] могут осуществляться условия, когда энергия волн будет эффективно поглощаться частицами плазмы. Увеличение эффективности поглощения

может быть связано либо с сильным замедлением волн и, в связи с этим, увеличением затухания Ландау, либо с циклотронным поглощением в области циклотронного резонанса в неоднородном магнитном поле.

На рис. 2 приведено пространственное распределение интенсивности колебаний, возбуждаемых пучком, для пробкотрона в оптимальном режиме нагрева. Наиболее характерной особенностью кривых является сильное поглощение энергии волн с частотами $\omega \sim \omega_p$ в областях циклотронного резонанса и его гармоник на спадающем участке магнитного поля пробкотрона. Интенсивность колебаний после прохождения области циклотронного резонанса падает на 2 – 3 порядка. Если энергия волны после прохождения области циклотронного поглощения остается достаточно большой, то при дальнейшем распространении вдоль спадающего магнитного поля наблюдается поглощение на гармониках циклотронной частоты. Экспериментально наблюдалось поглощение до третьей гармоники циклотронной частоты. Для примера на рис. 3 приведено затухание колебаний на циклотронной частоте и ее гармонике. Интенсивность колебаний в области верхней гибридной частоты в условиях эксперимента была невелика.

Экспериментально исследовалась эффективность нагрева электронной компоненты плазмы в зависимости от возбуждаемого пучком спектра высокочастотных колебаний. Оптимальными для нагрева плазмы являются условия, когда максимум интенсивности возбуждаемого пучком спектра частот лежит в области резонансного поглощения в неоднородном магнитном поле пробкотрона. В этом случае наблюдается интенсивное рентгеновское излучение с энергиями, намного превышающими энергию пучка (так, для условий рис. 2, средняя энергия рентгеновского излучения 30 кэВ). С уходом от оптимальных условий, т. е. со смещением спектра максимально возбуждаемых частот ниже или выше циклотронных частот пробкотрона, эффективность нагрева резко падает. С увеличением пробочного отношения увеличивается эффективность нагрева и возрастает жесткость рентгеновского излучения из плазмы [2] из-за расширения зоны резонансного поглощения. Из рис. 2 видно, что интенсивность колебаний в области нарастающего поля второй пробки мала. Поэтому можно считать, что наиболее эффективная передача энергии высокочастотных колебаний частицам плазмы происходит в области спадающего поля первой пробки, в то время, как вторая пробка служит для захвата частиц в ловушку. Частицы, набравшие на участке резонансного поглощения энергию, достаточную для отражения от второй пробки, захватываются в ловушку и в результате пролетных колебаний между пробками многократно проходят область резонансного поглощения, непрерывно набирая энергию. Таким образом, механизмом нагрева плазмы является стохастический циклотронный резонанс.

Поступила в редакцию
23 февраля 1972 г.

Литература

- [1] Р.А.Демирханов, А.К.Геворков, А.Ф.Попов, Г.Л.Хорасанов. Конференция по физике плазмы и исследованиям в области управляемого термоядерного синтеза. Калэм, CN-21/134, 1965.
 - [2] Л.П.Закатов, А.Г.Плахов, Д.Д.Рютов, В.В.Шапкин. ЖЭТФ, 54, 1088, 1968.
 - [3] А.С.Бакай, Е.А.Корнилов, С.М.Криворучко. Письма в ЖЭТФ, 12, 69, 1970.
 - [4] В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме М., Изд. Наука, 1967.
-