

## ЗАХВАТ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН ВНУТРИ ВЫТЯНУТОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ

В.В.Васьков<sup>1)</sup>, А.В.Костров<sup>2)</sup>, Г.А.Лучинин, А.А.Шайкин<sup>3)</sup>

Институт прикладной физики РАН  
603600 Н.Новгород, Россия

\* Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН  
142092 Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 15 декабря 1998 г.

Экспериментально обнаружен эффект захвата ленгмюровских волн в плазменном резонаторе цилиндрической формы с отрицательным возмущением плотности.

PACS: 52.35.Fp, 52.35.Hr

1. Известно, что в поле мощной радиоволны в ионосферной плазме развивается мелкомасштабная структура вытянутых вдоль магнитного поля  $\mathbf{H}$  тепловых неоднородностей цилиндрической формы с пониженным значением электронной концентрации  $\delta N < 0$ . Образование таких неоднородностей связано с неоднородным нагревом плазмы полем потенциальных колебаний, возбуждаемых мощной радиоволной в области верхнегибридного резонанса  $N_0 \approx N_R = m(\omega^2 - \omega_{He}^2)/4\pi e^2$  в результате поляризации возмущений  $\delta N$ . Здесь  $N_0$  – концентрация электронов в невозмущенной плазме,  $N_R$  – ее резонансное значение,  $\omega$  – частота радиоволны,  $\omega_{He} = eH/mc$  – гирочастота электронов. В работах [1–3] теоретически исследовался механизм усиления локального нагрева неоднородностей в результате возбуждения и захвата в их объеме коротковолновых плазменных колебаний – верхнегибридных ленгмюровских волн, легко отдающих свою энергию электронам. Такой процесс возникает в условиях, когда электронная концентрация  $N = N_0 + \delta N(r)$  внутри неоднородности в некоторой точке  $r = r_R$  пересекает уровень верхнегибридного резонанса  $N = N_R$  (здесь  $r$  – радиальная координата, отсчитываемая от оси вытянутой неоднородности). При этом во внутренней части неоднородности  $r < r_R$  с концентрацией  $N < N_R$  распространяются коротковолновые плазменные колебания с поперечным волновым числом  $k_{p\perp}$ , зависящим от температуры электронов  $T_e$ :  $k_{p\perp} = \sqrt{m(\omega^2 - 4\omega_{He}^2)(N_R - N)/3T_e N}$  при распространении плазменной волны с частотой  $\omega > 2\omega_{He}$  почти ортогонально магнитному полю  $\mathbf{H}$ . Во внешней части  $r > r_R$ ,  $N > N_R$  могут распространяться как плазменные волны с большим значением продольного волнового числа  $k_{\parallel} = \mathbf{kH}/H > \omega/c$ , так и более длинноволновые колебания холодной  $Z$ -моды, непосредственно возбуждаемой мощной радиоволной. В окрестности верхнегибридного резонанса  $N = N_R$  холодные и плазменные колебания с малым значением  $k_{\parallel}$  взаимодействуют, трансформируются друг в друга. Механизм захвата плазменных волн в объеме неоднородности  $\delta N$  зависит от значения невозмущенной концентрации электронов  $N_0$  в фоновой плазме. В случае  $N_0 > N_{PR} \equiv m\omega^2/4\pi e^2$  в плазменный волновод захватываются моды с достаточно

<sup>1)</sup> e-mail: vaskov@izmiran.rssi.ru

<sup>2)</sup> e-mail: kstr@appl.sci-nnov.ru

<sup>3)</sup> e-mail: shaykin@appl.sci-nnov.ru

большим значением  $k_{\parallel} \geq \omega/c$ . Эти волны отражаются вблизи уровня плазменного резонанса  $N = N_{PR}$ . В плазме с концентрацией  $N_0 < N_{PR}$  захват волн связан с нарушением приближения геометрической оптики для холодных колебаний. Он реализуется в случае неоднородностей достаточно малого радиуса  $r_0 < k_{z\perp}^{-1}$ , где  $k_{z\perp} = (\omega_{He}/c)(1 + k_{\parallel}^2 c^2/\omega^2)^{1/2} \sqrt{N_R/(N_0 - N_R)} \geq \omega/c$  — поперечное волновое число холодной Z-моды в невозмущенной плазме. В этом случае можно считать, что плазменная волна отражается от уровня верхнегибридного резонанса  $N = N_R$  (именно такой случай реализуется в условиях ионосферных экспериментов). Отметим также, что в случае  $\omega < 2\omega_{He}$  вытянутая неоднородность  $\delta N$  с пониженной плотностью не удерживает плазменные волны, то есть захват отсутствует (при  $\omega < 2\omega_{He}$  плазменные волны, как и холодные колебания, распространяются только в области  $N > N_R$ ).

В настоящей работе экспериментально в лабораторных условиях исследуется явление захвата плазменных волн в изначально заданной цилиндрической неоднородности плазмы малого радиуса  $r_0 < c/\omega$ .

2. Эксперименты проводились на установке "Ионосфера", которая представляет собой вакуумную камеру длиной 150 см и диаметром 80 см. Плазма создавалась в однородном магнитном поле  $H_0$ , направленном вдоль оси установки, импульсным источником плазмы. Рабочий газ — гелий при давлении  $P \approx 10^{-2}$  торр. Измерения проводились в распадающейся плазме, с характерным временем распада  $\tau_N \approx 2 \cdot 10^{-3}$  с. Температура электронов и ионов на стадии распада выравнивалась и составляла величину  $T_e \approx T_i \approx 0.5$  эВ. Характерный диаметр столба плазмы с поперечным распределением, близким к параболическому, составлял 40 см.

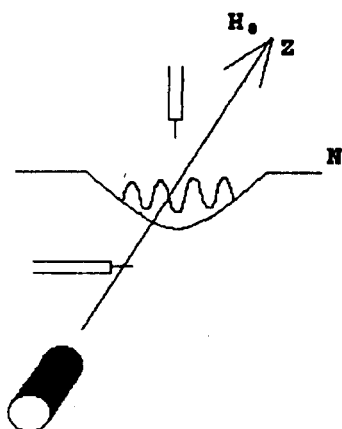


Рис.1. Схема эксперимента

Схема эксперимента изображена на рис.1. Канал плазмы с пониженной плотностью формировался с помощью диэлектрической мишени (длиной 10 мм, диаметром 10 мм и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 1$ ), помещенной в центр плазменного столба. В результате диффузии плазмы на мишень и последующей рекомбинации на поверхности диэлектрика происходило обеднение плотности вдоль магнитного поля и образование сильно вытянутой цилиндрической неоднородности с пониженной плотностью (см. рис.2а). Относительное изменение электронной концентрации  $N(r)/N_0$  в создаваемом канале оставалось постоянным в широком диапазоне изменения  $N_0(t)$ .

На оси канала на расстоянии 1 см от мишени располагалась штыревая электрическая антенна длиной  $L \approx 3$  мм, ориентированная перпендикулярно магнитному полю. К антенне непрерывно подводился высокочастотный сигнал с частотой  $f = \omega/2\pi = 2.4$  ГГц. С помощью миниатюрных подвижных антенн (длиной  $l \sim 1$  мм) измерялась поперечная структура радиальной компоненты электрического поля  $E(r)$  в плазменной неоднородности на различных расстояниях  $z$  от излучающей антенны. Приведенные ниже экспериментальные кривые соответствуют магнитному полю  $H = 420$  Э ( $\rho_{H_i} \approx 0.34$  см), когда частота накачки лишь незначительно превышала удвоенную гирочастоту электронов  $f_{He} = \omega_{He}/2\pi = 1.17$  ГГц. Распределение относительной концентрации  $N(r)/N_0$  в волновом канале показано на рис.2а. Максимальная глубина канала в центре неоднородности составляла  $|\delta N(r=0)|/N_0 = 0.4$ , а его радиус  $r_0 \approx 1$  см вдвое превышал радиус мишени.

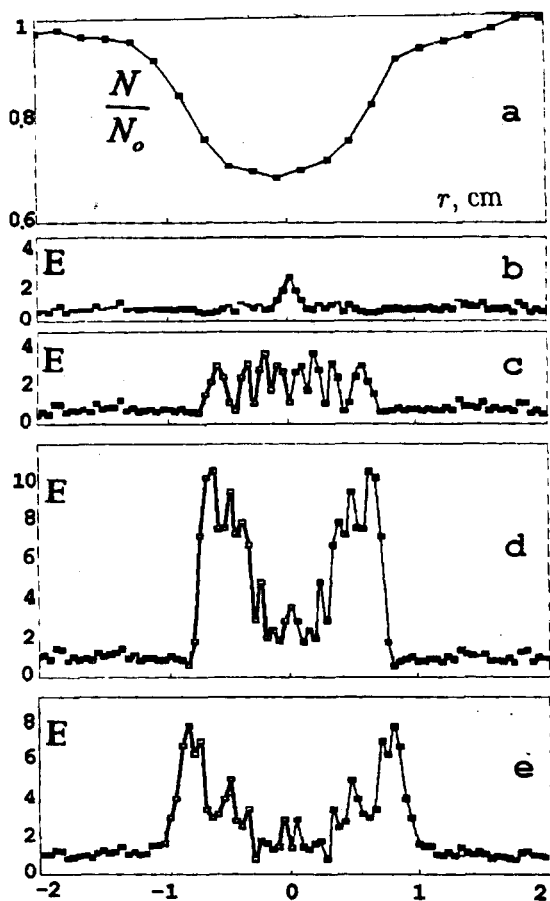


Рис.2. а) Изменение относительной концентрации электронов внутри канала; б-е) результаты измерения радиальной компоненты электрического поля  $E$  захваченных волн при различных значениях невозмущенной концентрации  $N_0$

Проведенные эксперименты позволяют заключить, что образование захваченных мод плазменных колебаний происходило в случае, когда концентрация электронов внутри канала пересекала уровень резонанса (верхнегибридного либо плазменного), который определял положение точки отражения плазменной волны  $N = N_{ref}$ . Эволюция структуры электрического поля захваченных волн с уменьшением концентрации  $N_0(t)$  во времени на расстоянии  $z = 2$  см от излучающей антенны показана

на рис.2б-е. На рис.2б показана структура электрического поля в момент, когда концентрация на оси канала равняется  $N_{ref}$ . На рис.2с приведено распределение радиальной компоненты электрического поля, когда точка  $N_{ref}$  находится на расстоянии 6 мм от оси волнового канала. Видно, что структура электрического поля в этот период имеет форму стоячей волны почти постоянной амплитуды. Перемещение со временем точки отражения волны по склону неоднородности сопровождалось усилением поля на границе области захвата и его ослаблением в центре неоднородности (рис.2д). Четко выраженных осцилляций  $E(r)$ , характерных для стоячей волны, в этом случае не зарегистрировано. Можно предположить, что подавление пространственных осцилляций и значительное уменьшение амплитуды  $E$  вблизи центра неоднородности связано с тем, что с удалением от точки отражения длина волны плазменных колебаний уменьшается и соответственно ухудшается эффективность их приема измерительной антенной конечной длины  $l \sim 1$  мм. Отметим также резкое убывание амплитуды плазменных волн за границей области прозрачности, в окрестности которой происходит усиление их электрического поля. При дальнейшем уменьшении концентрации  $N_0(t)$  амплитуда захваченных волн уменьшалась (рис.2е) и в дальнейшем приближалась к своему фоновому значению вне канала.

Подчеркнем, что приведенная картина поведения захваченных волн наблюдалась только в случае  $\omega > 2\omega_{He}$ . При увеличении магнитного поля до значения  $\omega_{He} > \omega/2$  амплитуда электрического поля внутри канала существенно уменьшалась в полном соответствии с положением теории об отсутствии захвата плазменных волн в этих условиях.

**3.** Таким образом, в проведенных экспериментах обнаружен эффект захвата и усиления плазменных колебаний, удерживаемых внутри вытянутой вдоль магнитного поля  $H$  неоднородности электронной концентрации с пониженным значением плотности  $\delta N < 0$ . Накопление энергии плазменных колебаний в резонаторе приводит к дополнительному локальному нагреву неоднородностей, наблюдаемых в "активных" экспериментах по воздействию мощного радиоизлучения на ионосферную плазму.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант #97-02-17809).

- 
1. K.B.Dysthe, E.Mjølhus, H.Perseli, and K.Rypdal, *Physica Scripta* **T2/2**, 548 (1982).
  2. В.В.Васьков, А.В.Гуревич, *Геомагнетизм и аэрономия* **23**, 544 (1983).
  3. В.В.Васьков, А.В.Гуревич, *Геомагнетизм и аэрономия* **23**, 901 (1983).