

04;07  
©1995

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА НИЖНЕГИБРИДНЫХ ВОЛН МЕТОДОМ УСИЛЕННОГО РАССЕЯНИЯ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ С ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

*Б. Брюсехабер, Е. З. Гусаков, М. Кремер,  
К. М. Новик, А. Д. Пилюя, В. Л. Селенин*

В настоящем сообщении представлены результаты измерений волновых векторов нижегибридных волн в лабораторной плазме, выполненные с помощью времяпролетной модификации метода усиленного рассеяния [1]. В методе усиленного рассеяния (УР) [2] плазма зондируется необыкновенной волной, частота которой выбирается так, чтобы в исследуемой области плазменного объема выполнялись условия верхнего гибридного резонанса (ВГР), и регистрируется обратное рассеяние этой волны на флуктуациях плотности. При этом оказывается, что рассеянный сигнал в основном генерируется в малой окрестности ВГР, где амплитуды падающей и рассеянной волн сильно возрастают.

Метод УР обладает высокой чувствительностью и обеспечивает хорошую локальность измерений. Но он, однако, практически не позволяет измерять волновые векторы флуктуаций. Возможность преодолеть этот существенный недостаток связана с малой скоростью распространения необыкновенной волны в окрестности ВГР. Это обстоятельство приводит к появлению вполне измеримых времен задержки рассеянного сигнала  $t_d$ . Согласно теории [1,3]

$$t_d = q \left. \frac{\partial x_r}{\partial \omega} \right|_{x=x_r} + t_0, \quad (1)$$

где  $\omega$  — частота зондирующего излучения,  $q$  — волновой вектор флуктуаций,  $x_r$  — координата поверхности ВГР, а  $t_0$  не зависит от  $q$  и пренебрежимо мало по сравнению с первым слагаемым. Таким образом, зная распределение сигнала по времени задержки, можно найти спектр волновых чисел исследуемых флуктуаций.

Измерение  $t_d$  может производиться разными способами, подобно тому как определяется время распространения сигнала в радиолокации. Наиболее универсальным методом,

применимым при любой форме пространственного и временного спектра флуктуаций, является зондирование плазмы короткими импульсами. Работоспособность этого способа была продемонстрирована недавно в ряде экспериментов [3,4]. Для флуктуаций с узким частотным спектром очень удобным оказывается также метод измерения  $t_d$ , использующий частотную модуляцию зондирующего излучения [1,5]. В этом случае между рассеянным назад излучением и опорным сигналом (им может служить, как в данных экспериментах, отраженное от плазмы зондирующее излучение) возникает дополнительный (к частоте флуктуации  $F$ ) частотный сдвиг

$$\Delta F = \frac{\partial f}{\partial t} \cdot t_d, \quad (2)$$

где  $f(t)$  — периодически изменяющаяся частота зондирования. Здесь предполагается, что период частотной модуляции велик по сравнению с  $t_d$ . Формы функций  $f(t)$ , использованных в описываемых ниже экспериментах, показаны на рис. 1, а-д. Эксперименты проводились на установке, описанной в [6]. Гелиевая плазма создавалась импульсным ВЧ разрядом в цилиндрической камере с радиусом  $R = 13$  см и длиной 80 см, помещенной в однородное магнитное поле  $B = 0.07 \dots 0.09$  Тл. Измерения проводились в распадающейся плазме с типичными параметрами:  $n_e \leq 2 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e \approx 4$  эВ. Распределение плотности вдоль оси камеры было однородным. С помощью антенны, состоящей из 4 колец, в плазме возбуждались нижнегибридные (НГ) волны с частотами  $F = 7 \dots 17$  МГц. Существовала возможность изменять сдвиг фазы между ВЧ напряжением на кольцах. В данных опытах использовалась фазировка  $(0, 0, \pi, \pi)$ , при этом длина волны  $\Lambda_{\parallel}$  основной пространственной гармоники напряжения на антенне была 12.5 см ( $q_{\parallel} = 2\pi/\lambda_{\parallel} = 0.5 \text{ см}^{-1}$ ). Подводимая к антенне ВЧ мощность составляла 100...500 мВт. Зондирующее СВЧ излучение мощностью 3...5 мВт вводилось в плазму через рупорную антенну, расположенную в средней части камеры. Она же использовалась для приема рассеянного излучения. Источником зондирующей мощности служил свипирующий генератор, частота которого могла изменяться в пределах  $2330 \text{ МГц} < f < 2480 \text{ МГц}$  со скоростью  $\leq 3.5 \cdot 10^{13} \text{ Гц/с}$ .

При отсутствии частотной модуляции спектр принимаемого из плазмы излучения состоял из интенсивной линии с частотой зондирования  $f = 2.41 \text{ ГГц}$  и ее сателлита, сдвинутого в "красную" сторону на частоту  $F$  нижнегибридной волны, с интенсивностью, по крайней мере на 40 дБ меньшей, чем интенсивность основной линии. Первая компонен-

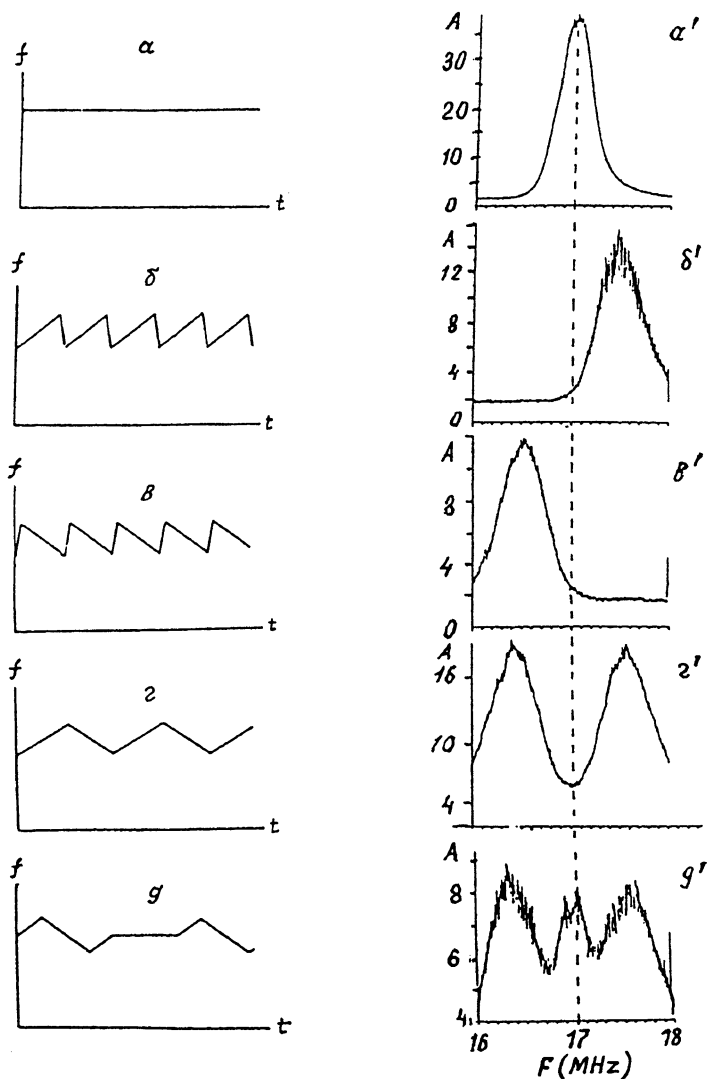


Рис. 1. Типы частотной модуляции  $f(t)$  зондирующего излучения ( $a-d$ ) и соответствующий им вид спектра наблюдаемого рассеянного сигнала ( $a'-d'$ ).

та связана с отражением зондирующей волны от плазмы и элементов СВЧ тракта, вторая — является сигналом рассеяния. Факт генерации этого сигнала по механизму УР был подтвержден в предшествующих экспериментах [6].

Для определения дополнительного частотного сдвига  $\Delta F$  принимаемая СВЧ мощность детектировалась с помощью диода. Низкочастотная составляющая протектиро-

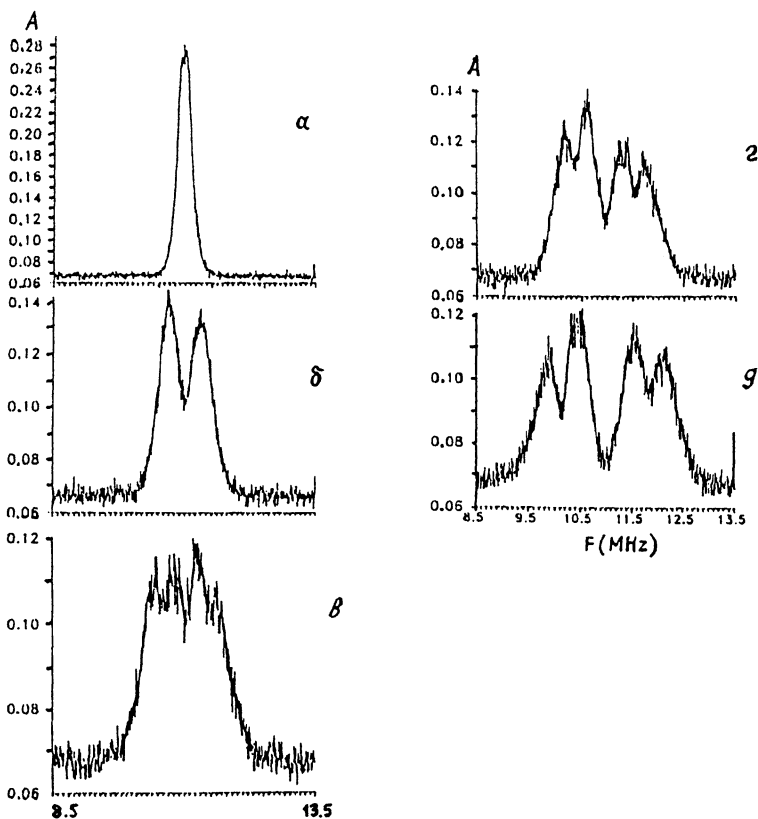


Рис. 2. Изменение спектра рассеянного сигнала с увеличением скорости модуляции частоты зондирующего излучения  $\partial f/\partial t$ .  $F = 11$  МГц.  $\alpha$  —  $0.45 \cdot 10^{12}$  Гц/с,  $\beta$  —  $1.2 \cdot 10^{13}$  Гц/с,  $\gamma$  —  $1.9 \cdot 10^{13}$  Гц/с,  $\delta$  —  $2.2 \cdot 10^{13}$  Гц/с,  $\epsilon$  —  $3.1 \cdot 10^{13}$  Гц/с.

важного сигнала регистрировалась анализатором спектра, выходной сигнал которого накапливался в течение длительного времени в многоканальном интегрирующем устройстве "boxcar". Найденный таким образом частотный спектр биений двух упомянутых выше компонент СВЧ сигнала включает, очевидно, сдвиг  $\Delta F(q)$ .

В качестве иллюстрации на рис. 1 показаны спектры продетектированного сигнала для одной и той же НГ волны без модуляции ( $a'$ ) и при различных формах частотной модуляции ( $b'$ – $d'$ ). При наличии модуляции в форме "пилы" ( $b, b'$ ;  $\epsilon, \epsilon'$ ) наблюдается сдвиг  $\Delta F$ , знак которого соответствует знаку  $\partial f/\partial t$ . Случай ( $z, z'$ ) получается наложением двух предыдущих, а случай ( $g, g'$ ) содержит еще и несмещенную компоненту, генерируемую в промежутки времени с  $\partial f/\partial t = 0$ . Основная часть измерений проводилась с

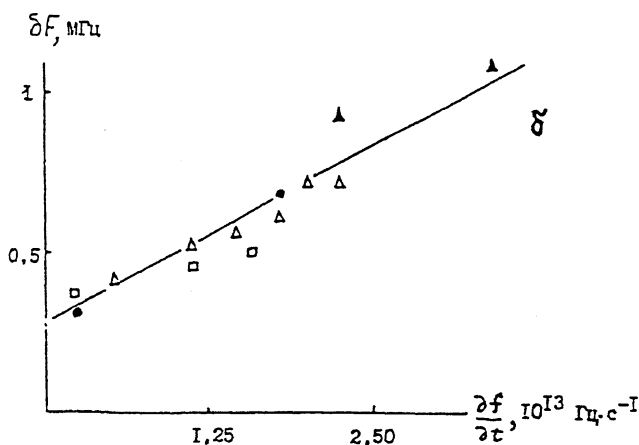
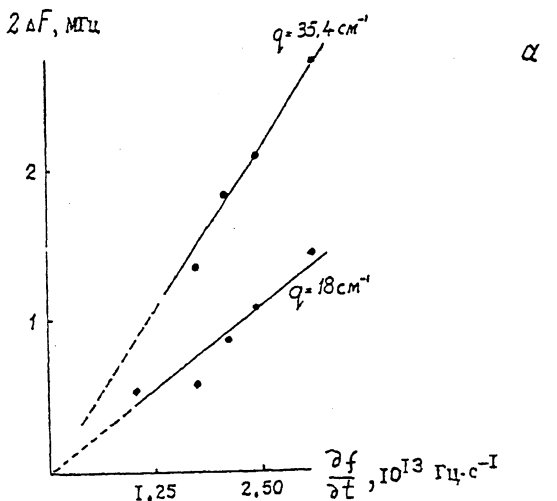


Рис. 3. Зависимость величин расщепления  $2\Delta F$  спектральной линии на частоте  $F = 10$  МГц (а) и уширения спектральных линий  $\delta F$  (б) рассеянного сигнала на разных частотах от скорости модуляции частоты зондирующего излучения  $\frac{df}{dt}$ .  $\square$  — 13 МГц,  $\bullet$  — 15 МГц,  $\blacktriangle$  — 17 МГц.

зондирующим сигналом вида (2) с амплитудой модуляции  $\Delta f \leq 150$  МГц при периоде  $T = 8$  мкс.

В экспериментах измерялась величина расщепления спектральной линии  $2\Delta F$ , определяемая по расстоянию между максимумами, для разных частот  $F$  нижнегибридных волн. По измеренным значениям  $2\Delta F$  с помощью соотношения (2) определялись времена задержки сигналов  $t_d$ . Их

величины оказались в хорошем соответствии со значениями, полученными ранее при зондировании плазмы короткими импульсами [6].

Было обнаружено, что в определенном интервале частот форма спектра, наблюдаемого при частотной модуляции, становится более сложной — происходит расщепление не на 2, а на 4 линии (рис. 2). Расщепление  $2\Delta F$  изменялось пропорционально скорости изменения частоты  $\partial f/\partial t = \frac{\Delta f}{T/2}$  (рис. 3, а). Сложная форма спектра свидетельствует о наличии в спектре возбуждаемых НГ волн двух явно выделенных компонент с двумя характерными  $q$ , отличающимися примерно вдвое. Величины волновых чисел  $q$  были определены по измеренным  $t_d$  с помощью соотношения (1). В случае однородного магнитного поля оно принимает вид

$$t_d = \frac{2\omega q l}{\omega_{pe}^2} \Big|_{x=x_r},$$

где  $l = (\frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx})^{-1}$ ,  $\omega_{pe}^2 = \omega^2 - \omega_{ce}^2$ ,  $\omega_{pe}$  и  $\omega_{ce}$  — электронные плазменная и циклотронная частоты соответственно. В этом эксперименте  $\omega_{pe}^2(x_r) = 0.056\omega^2$ . Величина характерного масштаба неоднородности  $l = 0.5$  см была определена ранее из зондовых измерений [6].

На рис. 4 представлены измеренные значения волновых чисел  $q$  для обеих компонент спектра и расчетные дисперсионные кривые для НГ волн:

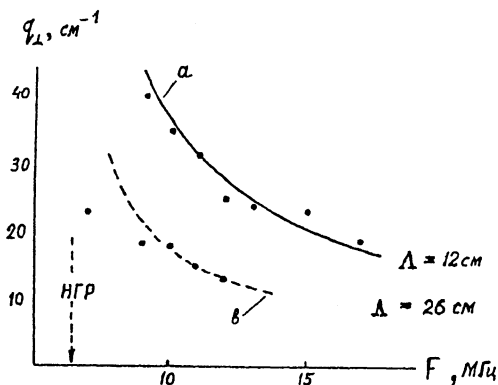


Рис. 4. Сравнение измеренных значений волновых чисел (точки) с дисперсионными кривыми для НГ волн:

$$(2\pi F)^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{1 + \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2} \left( 1 + \frac{M_i}{m_e} \cdot \frac{q_{||}^2}{q_{\perp}^2} \right).$$

а —  $\Lambda_{||} = 12$  см ( $q_{||} = 0.52$  см<sup>-1</sup>), б —  $\Lambda_{||} = 26$  см ( $q_{||} = 0.24$  см<sup>-1</sup>).

онные кривые НГ волн (сплошные линии) для двух заданных значений  $q_{||}$ .

Можно думать, что наличие в спектре двух компонент с различным продольным замедлением связано с особенностями геометрии установки. Более замедленная компонента отражает структуру НГ антенны; другая компонента, по-видимому, обусловлена наличием еще одного характерного масштаба — расстояния между антенной и концом камеры.

Следует отметить, что кроме расщепления спектральной линии частотная модуляция зондирующей волны приводит также к ее уширению. Это уширение зависит линейно от скорости модуляции  $df/dt$  (рис. 3, б) и, следовательно, связано с конечной шириной пространственного спектра  $\Delta q$ . Ее характерная величина, измеренная для волн с разными частотами, составляет  $5.5 \text{ см}^{-1}$ .

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что с помощью времяпролетной модификации УР возможно достаточно подробное измерение пространственных спектров НГ волн. Не видно принципиальных препятствий для проведения подобных измерений на токамаках среднего размера, где они могут оказаться весьма ценными для решения проблемы заполнения “спектрального зазора”.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 93-02-16912) и Международным научным фондом (грант 34300).

### Список литературы

- [1] Гусаков Е.З., Пилия А.Д. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 10. С. 63.
- [2] Novik K.M., Piliya A.D. // Plasma Phys. Contr. Fus. 1993. V. 35. P. 375-381.
- [3] Архипенко В.И., Будников В.Н., Гусаков Е.З. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. С. 393.
- [4] Arkhipenko V.I., Budnikov V.N., Gusakov E.Z. et al. // Proc. 21st EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Montpellier, 1994. V. 18 B(3). P. 1200.
- [5] Архипенко В.И., Будников В.Н., Гусаков Е.З. и др. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 8. С. 40.
- [6] Brusehaber B., Kramer M. // Plasma Phys. Contr. Fus. 1995 (в печати).

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
Институт  
экспериментальной физики  
Гурский университет

Поступило в Редакцию  
10 апреля 1995 г.