

04;09;12

©1995

ЗАДЕРЖКА СИГНАЛА РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ОБЛАСТИ ВЕРХНЕГО ГИБРИДНОГО РЕЗОНАНСА И ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ

Е.З.Гусаков, Н.М.Каганская, К.М.Новик, В.Л.Селенин

Согласно существующим представлениям резкий рост электрического поля волны и уменьшение ее пространственного масштаба в окрестности плазменного и гибридных резонансов в неоднородной плазме должны сопровождаться существенным падением скорости распространения и эволюции волновых пакетов [1-6]. При этом время, необходимое для достижения волновым пакетом волнового числа K , прямо пропорционально его величине. В работе [5,6] было указано на возможность исследования такого эффекта задержки с помощью измерения запаздывания сигнала рассеяния короткого импульса на мелкомасштабных флуктуациях с волновым числом в направлении неоднородности $q \gg 2\omega/c$ (ω — частота зондирующей волны). Рассеяние на таких флуктуациях возможно лишь в окрестности гибридного резонанса, причем в случае применимости геометрико-оптического приближения оно происходит при выполнении условия $q = 2K$. Задержка сигнала рассеяния, согласно [5], дается выражением

$$t_d = -q \frac{\partial r_{UH}}{\partial \omega} + t_0, \quad (1)$$

где $r_{UH}(\omega)$ — положение гибридного резонанса для волны с частотой ω , t_0 — время распространения падающей и рассеянной волн вдали от резонанса. В свою очередь, распределение рассеянного сигнала по временам задержки в соответствии с (1) может быть источником ценной информации о пространственном спектре флуктуаций, что существенно расширяет возможности диагностики плазменных флуктуаций методом усиленного рассеяния в условиях верхнего гибридного резонанса [7]. В недавней работе [8] эффект задержки микроволн был обнаружен в модельных экспериментах по рассеянию на параметрически возбужденных

ионно-звуковых волнах с известными характеристиками в окрестности гибридного резонанса типа фокус в двумерно неоднородной плазме. Хорошее соответствие полученных значений времен задержки рассеянного сигнала с теоретическим предсказанием (1) позволило использовать этот эффект для развития времяпролетной модификации диагностики флуктуаций методом усиленного рассеяния [9,10].

В настоящей работе приводятся первые результаты исследования дисперсионных соотношений для плазменных шумов по задержке сигнала рассеяния электромагнитного импульса в области верхнего гибридного резонанса. Эксперименты проводились на линейной плазменной установке [11]. В баллоне диаметром 5 см и длиной 2 м, заполненном аргоном при давлении $(4-8) \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. и помещенном в магнитное поле $\cong 800$ Гс, с помощью плазменного источника с магнитными мультиполями создавалась плазма, неоднородная в радиальном направлении $n_e = n_e(r)$. Средняя плотность электронов $n_e \cong 10^{10}$ см $^{-3}$, электронная температура $T_e = (2-4)$ эВ. Зондирующая волна подводилась к плазме в виде необыкновенной моды. Сигнал рассеяния резко увеличивался при наличии в плазме верхнего гибридного резонанса (так называемое усиленное рассеяние [6]), положение которого определяется формулой $\omega^2 = \omega_{He}^2 + \omega_{pe}^2$, где ω_{He} и ω_{pe} — электронная циклотронная и плазменная частоты. Выражение (1) для времени задержки рассеянного сигнала в этом случае приобретает вид

$$t_d = \frac{2aq\omega}{\omega_{pe}^2} + t_0, \quad (2)$$

где $a = \left(\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr}\right)^{-1}_{r=r_{UH}}$. В описываемом эксперименте $\omega_{He} \cong 0.95\omega$, что соответствовало рассеянию, происходящему на периферии плазменного столба. Типичное значение масштаба неоднородности плотности в этой области $a \cong 0.5$ см. Измерение времени задержки производилось с помощью схемы зондирования плазмы когерентной последовательностью коротких импульсов с несущей частотой 2400 МГц, длительностью 10 нс и периодом повторения 100 нс. В приемном тракте из рассеянного сигнала вырезался импульс длительностью 10 нс с фиксированной задержкой $t_d < 100$ нс относительно зондирующего импульса, после чего осуществлялся спектральный анализ такой последовательности рассеянных импульсов. Это позволяло получать частотный спектр сигнала, рассеянного на колебаниях плазмы с определенным волновым вектором.

Первым объектом импульсного зондирования являлись спонтанные флуктуации плазмы мегагерцевого диапазона,

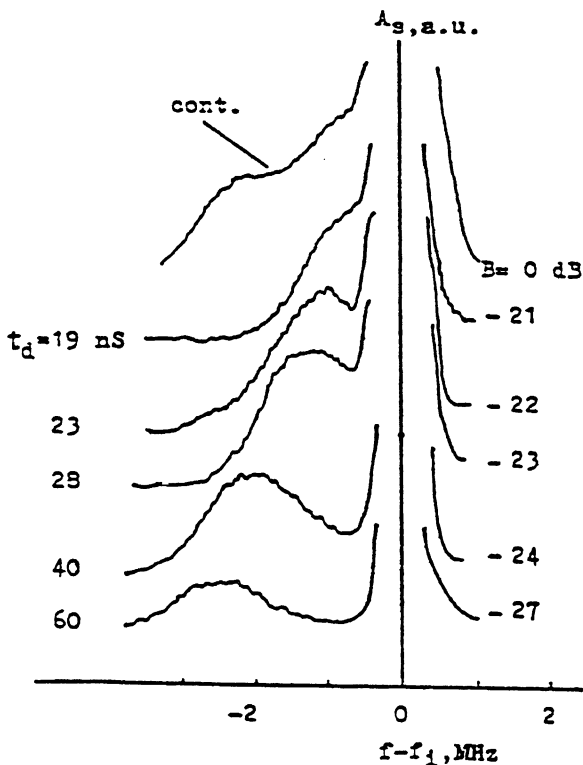


Рис. 1. Спектры рассеяния на спонтанных флуктуациях при непрерывных измерениях — cont и в импульсном режиме для различных времен задержки t_d . B — аттенюация сигнала рассеяния.

типичный спектр рассеяния на которых для случая непрерывного зондирующего излучения показан верхней кривой рис. 1. Этот спектр является интегральным по q , т. е. в него вносят вклад флуктуации с различными волновыми векторами. Спектры этих же колебаний в импульсных измерениях при различных временах задержки t_d , как видно из рис. 1, значительно отличаются от случая непрерывного зондирования и друг от друга. При небольших $t_d < 19$ нс наблюдается только низкочастотная часть интегрального спектра. При увеличении t_d до $t_d = 19$ нс спектр становится шире, потом при $t_d = 23$ нс появляется достаточно четкий максимум, частота которого растет по мере увеличения t_d . Такую модификацию спектров в зависимости от t_d можно объяснить тем, что в каждом случае из интегрального спектра выделяется его часть, соответствующая флуктуациям с определенным волновым вектором q .

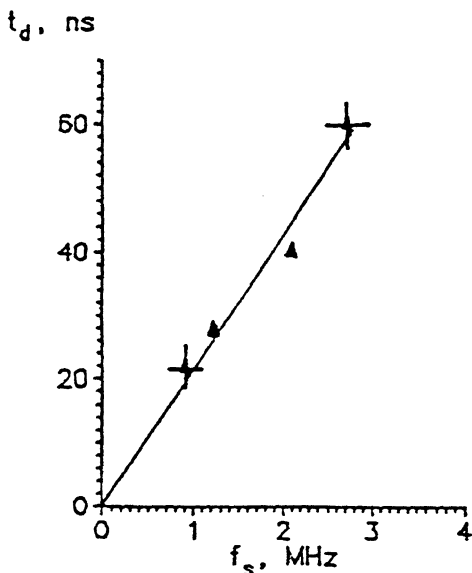


Рис. 2. Зависимость частотного сдвига сигнала рассеяния от задержки измерения t_d .

На рис. 2 показана зависимость частоты этого максимума от времени задержки t_d . Видно, что экспериментальная зависимость может быть аппроксимирована прямой, проходящей через начало координат. Имея в виду, что в соответствии с формулой (2) t_d линейно зависит от q , мы получаем для флуктуаций линейную дисперсионную зависимость. Зная масштаб неоднородности a , по формуле (2) можно определить фазовую скорость флуктуаций, которая оказывается равной $1.8 \cdot 10^5$ см/с. Эта величина близка к скорости ионно-звуковых волн в аргоне при $T_e = 2$ эВ, равной $c_s = T_e/m_{Ar} \cong 2.2 \cdot 10^5$ см/с. При этом длина волны ионного звука с частотой 2.6 МГц равна $7 \cdot 10^{-2}$ см.

Эта же методика импульсного зондирования использовалась для измерения времени задержки сигнала рассеяния на коротковолновых колебаниях, параметрически возбуждаемых в плазме в результате распада нижнегибридной волны накачки [8]. В спектре рассеяния, наблюдаемом в непрерывных измерениях, при значении циклотронной частоты $\omega_{ce} = 0.95\omega$ кроме описанного выше сигнала рассеяния на спонтанных ионно-звуковых флуктуациях и линии зондирующей волны присутствуют сдвинутая на 7 МГц от нее в красную сторону линия, отвечающая рассеянию на нижнегибридной накачке, а также два уширенных сателлита,

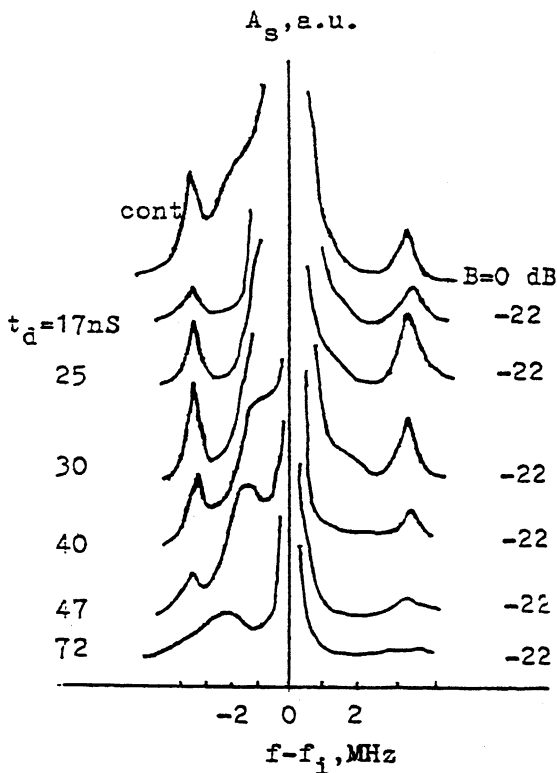


Рис. 3. Спектры рассеяния на параметрически возбужденных флуктуациях при непрерывных измерениях — cont и в импульсном режиме для различных времен задержки t_d . B — аттенюация сигнала рассеяния.

сдвинутые в синюю и красную сторону на 3.6 и 3.4 МГц (кривая cont на рис. 3). Частоты спутников близки к локальной нижнегибридной частоте в области ВГР, а фазовые скорости противоположны. Измерения спектров рассеяния при различных временах задержки (рис. 3) показали, что эти параметрически возбужденные флуктуации наблюдаются лишь при больших временах задержки, причем времена задержки спутника, сдвинутого в красную сторону, несколько больше по сравнению с синим. Определяя характерные волновые числа параметрически возбужденных флуктуаций по положению максимума зависимости амплитуды спутника от времени задержки измерений (рис. 4), получим для спутника, имеющего, как и у волны накачки, фазовую скорость, направленную наружу, значение задержки $t_{dr} \approx 30$ нс и длину волны $\lambda_r \approx 0.14$ см. Для спутника, бегущего в противоположную сторону, получим соответственно

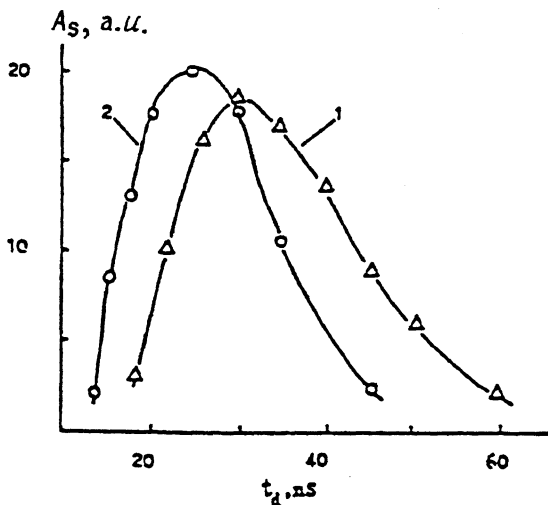


Рис. 4. Зависимость амплитуды сигнала рассеяния на параметрически возбужденных флуктуациях от задержки измерения. Кривые 1 и 2 отвечают спутникам, сдвинутым соответственно в красную и синюю стороны.

$t_{ab} \approx 25$ нс и $\lambda_b \approx 0.17$ см. Полученные длины волн спутников соответствуют значениям, достигаемым инжнегибридной волной в точке линейной трансформации. Отметим, что они существенно меньше измеренных при близких частотах у ионно-звуковых флуктуаций. Различие волновых векторов спутников, бегущих в противоположных направлениях, может быть объяснено необходимостью выполнения распадного условия

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{2\pi}{\lambda_r} - \frac{2\pi}{\lambda_b}. \quad (3)$$

К сожалению, прямые измерения в этом эксперименте длины волны накачки λ_0 были затруднены. Однако ее оценка по формуле (3) дает значение $\lambda \approx 0.8$ см, согласующееся с предсказываемым (при $\lambda_{||} = 100$ см) из дисперсионного соотношения для косой ленгмюровской волны.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 93-12-16912) и Международным научным фондом (грант R34300).

Список литературы

- [1] Долгополов В.В., Омельченко А.А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 1384.
- [2] Давыдова Т.А. Физика плазмы. 1981. Т. 7. С. 921.
- [3] Алиев Ю.М., Ревенчук С.М. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 913.

- [4] Бутман Н.С. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 572.
- [5] Гусаков Е.З., Пилия А.Д. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. С. 63.
- [6] Bruesehaber B., Gusakov E.Z., Kraemer M., Piliya A.D. // Plasma Phys. Contr. Fusion. 1994. V. 36. С. 997.
- [7] Новик К.М., Пилия А.Д. // Plasma Phys. Contr. Fusion. 1994. V. 36. С. 357.
- [8] Архипенко В.И., Будников В.Н., Гусаков Е.З. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. С. 393.
- [9] Arkhipenko V.I., Budnikov V.N., Gusakov E.Z. et al. // Proc. 21st EPS Conf. Contr. Fusion Plasma Physics. Montpellier, 1994. V. 18B. (3). P. 1200.
- [10] Bruesehaber B., Kraemer M. Proc. Intern. Conf. on Plasma Physics. Foz Do Iguacu, 1994. V. 1. P. 257.
- [11] Budnikov V.N., Kaganskaya N.M., Novik K.M., Selenin V.L. // Proc. Int. Conf. on Plasma Phys. Delhi. 1989. V. 3. P. 1045.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
14 апреля 1995 г.