

НАБЛЮДЕНИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО ls -РАССЕЯНИЯ ВБЛИЗИ НИЖНЕГИБРИДНОГО РЕЗОНАНСА

*Г.М.Батанов, Л.М.Коврижных, А.Е.Петров,
А.В.Сапожников, К.А.Сарксян, Н.Н.Скворцова*

Исследован нагрев электронов в магнитоактивной плазме, в которой возбуждены термодинамически неравновесные ионно-звуковые шумы. Показано, что конечное состояние турбулентных колебаний плазмы, ее теплопроводность и нагрев электронов определяются процессом индуцированного рассеяния косых ленгмюровских волн на электронах.

В настоящей работе приводятся экспериментальные данные о наблюдении процесса индуцированного рассеяния косых ленгмюровских волн на электронах с превращением их в ионно-звуковые колебания, а также результаты теоретического анализа условий возбуждений ls -рассеяния в магнитоактивной плазме вблизи нижнего гибридного резонанса. Процесс ls -рассеяния может играть важную роль при нелинейном нагреве частиц вблизи нижнего гибридного резонанса в замкнутых магнитных ловушках.

1. Эксперимент был выполнен на установке, описанной в работе ¹. Плазменный столб создавался разрядом с горячим катодом в аргоне при давлениях $(3 \div 6) \cdot 10^{-4}$ тор. Потенциал катода $60 \div 120$ В, напряженность магнитного поля 0,08 Т, концентрация плазмы $(1 \div 2) \cdot 10^{10}$ см⁻³, начальная температура электронов $T_e = 3 \div 6$ эВ. В качестве волны накачки возбуждалась косая ленгмюровская волна с частотой $\omega_0/2\pi = 24$ МГц. Нагрев электронов определялся по изменению температуры основной массы функции распределения, регистрируемой методом электрического дифференцирования характеристики плоского зонда. Данные о волновых числах получались из измерений пространственной корреляции с выделением из шумового турбулентного спектра узкополосного сигнала на заданной частоте.

Функция распределения тепловых электронов до включения накачки асимметрична, что указывает на существование продольного тока с дрейфовой скоростью $v_0 \sim 0,1 v_{Te}$. Дрейф электронов ответственен за возбуждение ионно-звуковой турбулентности. При энергиях выше $5 T_e$ на функции распределения регистрируется широкое плато, которое как показали, измерения, связано с кинетической неустойчивостью электронного пучка, возникающей в области катодного падения потенциала. Эта неустойчивость возбуждает широкий спектр ленгмюровских волн с частотами в диапазоне $0,1 \div 1$ ГГц. Оцененная из потерь энергии электронным пучком плотность энергии ленгмюровских шумов, отнесенная к nT_e находится в зависимости от параметров пучка и изменяется в интервале значений $W_l/nT_e = 0,1 \div 0,02$.

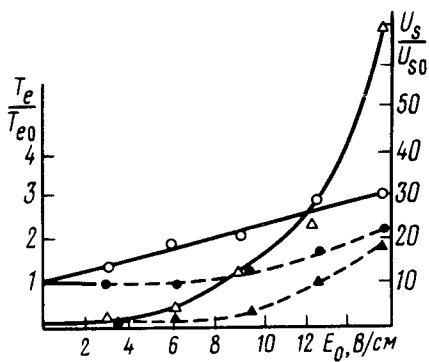


Рис. 1. Относительное изменение температуры и интенсивности ионно-звуковых колебаний от E_0 для различных исходных состояний плазмы. I (сплошная) $T_{e0} = 4,2$ эВ, II (пунктир) $T_{e0} = 6,5$ эВ, $\frac{U_{s0}(II)}{U_{s0}(I)} = 6$

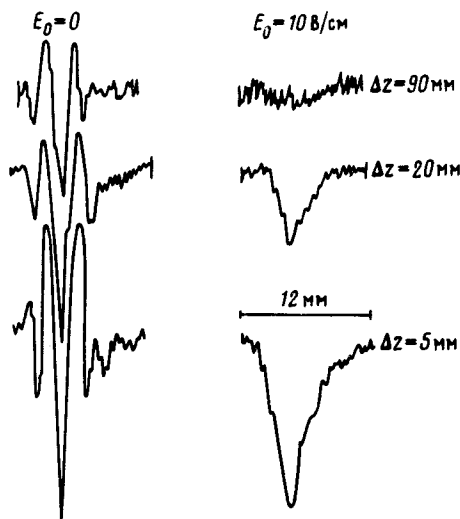


Рис. 2. Радиальные коррелограммы при различных расстояниях между зондами вдоль магнитного поля

Наложение ВЧ поля приводит к возрастанию температуры электронов и интенсивности ионно-звукового шума (рис. 1), интенсивность же ленгмюровских шумов, возбуждаемых электронным пучком остается неизменной. Увеличение скорости дрейфа ведет к увеличению начального уровня звукового шума и начальной электронной температуры, при этом с ростом ВЧ поля волны накачки относительное увеличение как уровня звуковых шумов, так и электронной температуры падает.

Пространственная корреляция по продольной координате определялась из серии измерений радиальных корреляционных функций при различных расстояниях между зондами вдоль оси z . На рис. 2 приведены результаты таких измерений для ионно-звуковых колебаний на частоте 1 МГц при двух значениях ВЧ поля. Из пространственных корреляционных функций путем преобразования Фурье были получены спектры по составляющим волновых векторов. На рис. 3 даны два спектра ионно-звуковых колебаний по составляющей z при двух значениях ВЧ поля. Из представленных спектров (рис. 3) видно, что в ВЧ поле существенно воз-

растает относительная интенсивность коротковолновых звуковых колебаний. При этом уменьшается радиальные составляющие волновых векторов, так что при $E_0 \sim 10$ В/см $k_s \sim \sim k_z$. Измерения волновых чисел трех участвующих во взаимодействии волн (ионно-звуковой и двух ВЧ волн-накачки и "красного" спутника) показали, что условие синхронизма не выполняется. Составляющие волновых векторов вдоль z ВЧ колебаний оказываются малыми $0,1 \text{ см}^{-1}$, тогда как у ионно-звуковых при увеличении ВЧ накачки $k_{sz} \sim 2 \text{ см}^{-1}$.

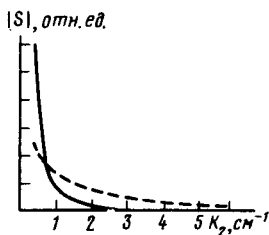


Рис. 3. Отнормированные спектры по составляющим волновых векторов вдоль магнитного поля для НЧ колебаний на частоте 1 МГц — $E_0 = 0$, — — — $E_0 = 10$ В/см

Обратимся к результатам теоретического анализа условий протекания ls -рассеяния и к обсуждению приведенных выше экспериментальных данных.

Как показывают расчеты, выполненные в ² для изотропной плазмы, вероятность этого процесса существенно повышается в условиях, когда функция распределения электронов анизотропна. В отличие от немагнитной плазмы в процессах рассеяния вблизи нижнего гибридного резонанса участвуют и длинноволновые звуковые колебания с волновыми векторами $k_s < r_{de}^{-1}$ ($r_{de} = v_{te}/\omega_{pe}$, v_{te} — тепловая скорость электронов, ω_{pe} — ленгмюровская частота электронов). Действительно, для тепловых электронов, которые будем считать немагнитными, условие синхронизма имеет вид:

$$|(\omega_0 \pm \omega_s)| / |(k_{0z} \pm k_{sz})| \simeq v_z = v_{te}, \quad (1)$$

где ω_0 , k_{0z} , ω_s , k_{sz} — частота и продольный волновой вектор ВЧ и звуковой волн, v_z — фазовая скорость волны вдоль магнитного поля. Для случая нижнегибридных и косых ленгмюровских волн $\omega_0 \ll \omega_{pe}$, а $\omega_s \ll \omega_0$. Полагая $k_{sz} \gg k_{0z}$ имеем $k_{sz} \simeq \omega_0/v_{te} \ll r_{de}^{-1}$. В связи с этим возрастает коэффициент квазилинейной диффузии, а следовательно, и эффективность нагрева.

Коэффициент квазилинейной диффузии, связанный с индуцированным ls -рассеянием, и нелинейные инкременты можно найти для функции распределения близкой к максвелловской с направленной скоростью электронов v_0 , если положить

$$k_{0z} \ll k_{sz}, \quad \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \frac{k_s}{k_{sz}} \ll \frac{v_0}{v_{te}} \quad \text{и} \quad \left(\frac{k_{0z}}{k_{sz}}\right)^2 (k_0 r_{de})^{-1} \ll v_0. \quad (2)$$

Тогда выражения для скоростей нагрева и потери импульса электронами можно представить в виде:

$$\frac{d}{dt} (\ln n T_e) = v_E \approx \frac{1}{2} \omega_{pe} U_s U_e (2); \quad \frac{d}{dt} (\ln v_0) = v_p \approx \frac{1}{6} \frac{\omega_{pe}^3}{\omega_0^2} U_s U_e. \quad (3)$$

Здесь n , T_e — плотность температуры электронов, U_e , $U_s = (\delta n/n)^2$ — соответственно плотность энергии ленгмюровских и звуковых волн, отнесенная к $n T_e$, δn — среднее квадратичное значение флуктуаций плотности в звуковых шумах. Приближенные выражения (2) и (3) получены при условии $\Omega_e \approx \omega_{pe}$, где Ω_e — электронная гирочастота.

Протекание процесса ls -рассеяния в условиях эксперимента подтверждается, прежде всего, результатами измерений волновых векторов возбуждаемых колебаний. Если в исходной плазме основную долю энергии составляют колебания с $k_{sz} < 1 \text{ см}^{-1}$, то при воздействии ВЧ накачки k_{sz} возрастают, что удовлетворяет условию ls -рассеяния $k_{sz} > \frac{\omega_0}{v_{te}} \approx 1 \text{ см}^{-1}$.

Роль рассматриваемого процесса подтверждается и связью между изменением T_e и интенсивности ионно-звуковых колебаний (рис. 1).

Оценки величины и зависимости нагрева электронов могут быть получены с помощью выражений (2) и (3), если учесть, что потери тепла из плазменного столба определяются электронной теплопроводностью вдоль магнитного поля. Принимая во внимание, что в условиях эксперимента $\frac{W_e}{nT_e} > \frac{W_0}{nT_e} = \frac{E_0^2}{4\pi nT_e}$, $v_E < v_{en}$, $v_p \gg v_E$, где $W_0 = E_0^2/4\pi$ — плотность энергии волны накачки, v_{en} — частота электрон-нейтральных столкновений, уравнение теплового баланса можно записать в следующем виде

$$\frac{W_e}{nT_e} v_{en} = \frac{v_{te}^2}{\Lambda_{\parallel} [v_{en} + v_p]} \quad (4)$$

здесь Λ_{\parallel} — характерный размер продольной неоднородности температуры. Характерные для эксперимента величина и зависимость нагрева электронов от поля накачки (см. рис. 3) согласуются с выражением (4).

Таким образом, результаты исследований, приведенные выше, свидетельствуют на наш взгляд о наблюдении индуцированного *Is*-рассеяния, и о значительной роли, которую указанный процесс может играть при нелинейном нагреве электронов вблизи гибридной частоты.

Литература

1. Асадуллин Ф.Ф., Батанов Г.М., Сапожников А.В., Сарксян К.А. Физика плазмы, 1978, 4, 1104.
2. Батанов Г.М., Коврижных Л.М. Физика плазмы, 1979, 5, 1067.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 ноября 1981 г.
15 февраля 1982 г.