

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Н.Измайлов, Б.И.Иванов, Т.А.Митин,
В.Д.Лапиро, В.Н.Щевченко

Известно, что индуцированное рассеяние приводит к неустойчивости монохроматической волны с частотой ω_k и волновым вектором k_0 относительно возбуждения длинноволновых колебаний ω_k , $k, k < k_0$ [1]. Цель настоящей работы – экспериментальное исследование этой неустойчивости в плазме, помещенной в сильное магнитное поле. Эксперименты проводились на односторонней Q – машине, помещенной в однородное магнитное поле напряженностью $H = 2 \cdot 10^3$ э. Система откачивалась до давления $(0,5 + 1) \cdot 10^{-6}$ Торр и заполнялась калиевой плазмой с плотностью $(1 + 2) \cdot 10^9$ см⁻³. Отношение плазменной частоты к циклотронной ω_p / ω_H в условиях эксперимента было равно 1/10 + 1/15. Тепловые скорости электронов изменялись от $3 \cdot 10^7$ см/сек до $4 \cdot 10^7$ см/сек.

Плазменные колебания возбуждались с помощью системы коаксиальных зондов, для вывода колебаний использовался подвижной коаксиальный зонд. Исследование закона дисперсии этих колебаний показало, что в системе возбуждается первая радиальная гармоника ленгмюровских колебаний замагниченной плазмы

$$\omega = \omega_p \frac{k_z}{\sqrt{k_z^2 + k_\perp^2}}, \text{ т. е. } v_{\text{ф}} = \frac{\omega}{k_z} = \frac{1}{k_\perp} \sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}.$$

Здесь $k_\perp = \lambda / a$, радиус плазмы $a = 1$ см, $\lambda = 2,4$.

Изменение амплитуды колебаний вдоль системы исследовалось с помощью подвижного приемного зонда, сигнал с которого поступал на вход резонансного измерительного приемника типа П5-Г, соединенного с автоматическим самописцем ЭПН-09-ГМ. Для исследования индуцированного рассеяния в системе кроме пробной волны ω_k , k_z возбуждалась также волна накачки ω_{k_0} , k_{0z} .

В отсутствие волны накачки (основной волны) поглощение пробной волны достаточно хорошо описывается формулой для линейного затухания Ландау. Поглощение увеличивается при приближении частоты волны к плазменной, когда фазовая скорость волны сравнивается с тепловой скоростью частиц. При рассмотрении индуцированного рассеяния фазовые скорости основной и пробной волны выбирались в интервале $(1 + 3) 10^8$ см/сек, для которого $v_{\Phi}^{\delta} \ll v_{\Phi}^{\max} = \frac{\omega_p}{k_{\perp}}$.

В этом интервале линейное затухание достаточно мало, но с другой стороны мала также дисперсия частоты, так что фазовая скорость биения, образующегося в результате нелинейного взаимодействия основной и пробной волн

$$v_{\Phi}^{\delta} = \frac{\omega_k - \omega_{k_0}}{k_z - k_{0z}} \quad (2)$$

оказывается порядка тепловой скорости. Частота биения существенно меньше плазменной частоты и таким образом биение не принадлежит к спектру собственных колебаний плазмы.

В этих условиях основным нелинейным механизмом, приводящим к перекачке энергии основной волны в пробную, является индуцированное рассеяние, обусловленное резонансным взаимодействием биения разностной частоты и тепловых электронов плазмы. Индуцированное рассеяние ранее детально исследовалось для широких волновых пакетов [2,3], однако такое рассеяние имеет место и для монохроматических волн. В случае монохроматической волны рассеяние обуславливает неустойчивость волны относительно возбуждения пробных волн в длинноволновой части спектра. При учете индуцированного рассеяния изменение вдоль системы амплитуды электрического поля в пробной волне определяется из уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{dE_k}{dz} = & -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_k \omega_0^2}{k_{\perp}^2 v_{Te}^3} \exp\left(-\frac{mv_{\Phi}^2}{2T}\right) E_k - \\ & - \frac{9}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{e\phi_0}{mv_{\Phi}^2}\right)^2 \operatorname{sgn}(\omega_k - \omega_{k_0}) \frac{\omega_k \omega_{k_0}^2}{k_{\perp}^2 v_{\Phi}^3} v_{\Phi}^{\delta} v_{Te} a\left(\frac{v_{\Phi}^{\delta}}{v_{Te}}\right) E_k. \quad (3) \end{aligned}$$

В этой формуле ω_k и v_{Φ}^{δ} — частота и фазовая скорость пробной волны, ω_{k_0} , v_{Φ}^0 , ϕ_0 — частота, фазовая скорость и амплитуда потенциала в основной волне, $v_{Te} = \sqrt{T/m}$ — тепловая скорость электронов плазмы, коэффициент $a(v_{\Phi}^{\delta}/v_{Te})$ равен:

$$a(v_{\Phi}^{\delta}/v_{Te}) = \begin{cases} 1 & \text{при } v_{\Phi}^{\delta} \ll v_{Te} \\ 4(v_{\Phi}^{\delta}/v_{Te})^4 e^{-\frac{v_{\Phi}^{\delta 2}}{2v_{Te}^2}} & \text{при } v_{\Phi}^{\delta} \gg v_{Te}. \end{cases}$$

Функция распределения частиц плазмы по скоростям при получении (3) предполагалась максвелловской.

Первое слагаемое в правой части уравнения (3) соответствует линейному затуханию Ландау, второе – изменению пробной волны за счет индуцированного рассеяния. Рассеяние происходит на электронах, поскольку $v_{\text{эф}}^{\delta} \gg v_{Ti}$, вклад ионов в поляризуемость на разностной частоте мал поскольку $|\omega_k - \omega_{k_0}| \gg \omega_{oi}$. Из уравнения следует, что индуцированное рассеяние может привести к росту амплитуды пробной волны при $\omega_k < \omega_{k_0}$.

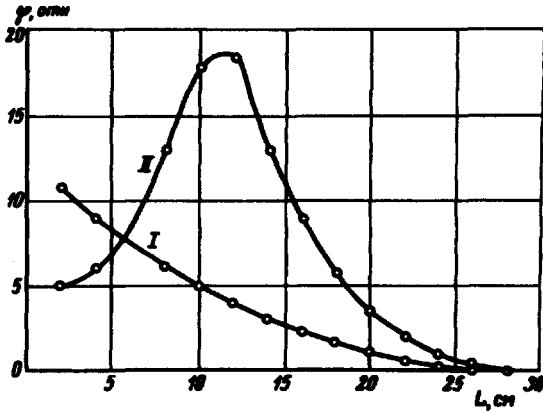


Рис. 1. Распределение амплитуды пробной волны по длине системы. I – в отсутствие основной волны, II – при наличии основной волны, частота которой больше, чем у пробной. Уменьшение амплитуды при больших z в этом случае связано с затуханием ϕ_0 до значений, при которых инкремент индуцированного рассеяния становится меньше линейного декремента затухания Ландау

В проведенных экспериментах наблюдалось усиление пробной волны вдоль системы в тех случаях, когда в плазме возбуждалась волна накачки с частотой большей, чем у пробной (см. рис.1). Если же частота волны накачки была меньшей, чем у пробной, то наличие в плазме волны накачки приводило лишь к усилению затухания пробной волны.

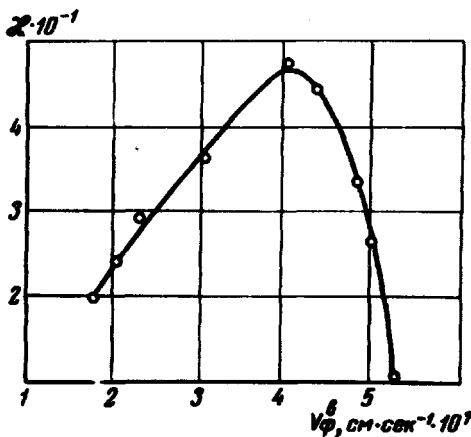


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления пробной волны от фазовой скорости биения

С помощью пространственного распределения амплитуды пробной волны, показанного на рис. 1, определялся коэффициент усиления волны κ . Эксперименты проводились при амплитудах потенциала основной волны $\phi_0 = (1 + 3)b^{1/2}$. В этом интервале была получена квадратичная зависимость коэффициента усиления от ϕ_0 . При больших амплитудах основная волна оказывается неустойчивой относительно возбуждения низкочастотных ионных колебаний. Амплитуда пробной волны была существенно меньше $\phi_0 \ll 0,1b$.

1) Амплитудные значения потенциала измерялись с помощью зондирующего электронного пучка [4].

Зависимость коэффициента усиления от фазовой скорости биевня v_{Φ}^{δ} (рис. 2) была получена путем изменения частоты основной волны при фиксированной частоте пробной. Показанная на рис. 3 зависимость получена при $\omega_p = 2 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$, $\phi_0 = 1b$, $v_{\psi} = 1,5 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$. Максимум коэффициента усиления достигается при $v_{\Phi}^{\delta} = (1 + 1,5) v_{Te}$. Зависимость κ от v_{Φ}^{δ} при $v_{\Phi}^{\delta} < v_{Te}$, $v_{\Phi}^{\delta} > v_{Te}$ качественно согласуется с теоретической зависимостью в уравнении (3).

Экспериментальное значение максимума коэффициента усиления: $\kappa_{\text{макс}}^{\text{экс}} = 0,5 \text{ см}^{-1}$ достаточно близко к теоретическому, полученному из уравнения (3) при

$$v_{\Phi}^{\delta} = v_{Te}, \quad a = 1,$$

$$\kappa_{\text{макс}}^{\text{теор}} = 0,66 \text{ см}^{-1}.$$

Авторы благодарны Б.Б.Кадомцеву, Р.З.Сагдееву, Л.Б.Файнбергу за ценные советы и обсуждения.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
8 июня 1970 г.

Литература

- [1] В.Л.Шапиро, В.И.Шевченко. ЖЭТФ, 57, 2068, 1969.
- [2] Б.Б.Кадомцев. Сб. Вопросы теории плазмы, вып. 4, стр. 188, Атомиздат, 1964.
- [3] А.А.Галеев, В.И.Карпман, Р.З.Сагдеев. Ядерный синтез, 5, 20, 1965.
- [4] В.Д.Федорченко, В.И.Муратов, Б.Н.Руткевич. Сб. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, вып. 3, стр. 44, "Наукова думка", Киев, 1963.