

РЕЗОНАНСНОЕ СНИЖЕНИЕ ПОРОГА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ В ПОЛЕ НАКАЧКИ, МОДУЛИРОВАННОЙ ПО ЧАСТОТЕ

*В.И.Архипенко⁺, В.Н.Будников, Е.З.Гусаков, Н.М.Каганская,
В.Л.Селенин, Л.В.Симончик⁺*

*Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия*

*⁺Институт молекулярной и атомной физики АНБ
Минск, Белоруссия*

Поступила в редакцию 3 ноября 1994 г.

Обнаружен эффект резонансного по скорости частотной модуляции волны накачки снижения порога возбуждения параметрической неустойчивости неоднородной плазмы. Выяснена физическая причина эффекта, состоящая в подавлении конвективных потерь при совпадении скорости движения точки распада с групповой скоростью одной из волн.

Согласно общепринятой точке зрения [1, 2], пространственная неоднородность плазмы оказывает стабилизирующее влияние на протекающие в ней параметрические неустойчивости. Распадное условие

$$k_0(x) = k_1(x) + k_2(x) \quad (1)$$

на проекции волновых векторов накачки k_0 и возбуждаемых волн k_1 и k_2 выполнены в ней не повсюду, а, как правило, в окрестности изолированных точек $x = x_d$. Конвективный вынос энергии возбуждаемых волн из узкой области взаимодействия, имеющей ширину

$$|x - x_d| \simeq l = \left| \frac{d}{dx} (k_0 - k_1 - k_2) \right|^{-1/2},$$

приводит при этом не только к повышению порога неустойчивости, но и меняет ее характер, сводя к пространственному усилению с коэффициентом

$$S = \exp \left(\frac{\pi \gamma^2 l^2}{|v_1 v_2|} \right), \quad (2)$$

где γ – инкремент неустойчивости в однородной плазме, а v_1 и v_2 – проекции групповых скоростей возбуждаемых волн на направление неоднородности.

Нестационарность плазмы, согласно [3], также оказывает на параметрические неустойчивости стабилизирующее воздействие, приводя к расстройке трехволнового резонанса по частотам

$$\omega_0(t) = \omega_1(t) + \omega_2(t). \quad (3)$$

Вместе с тем, как было показано в [4], для параметрического распада $t \rightarrow l + s$ возбуждение неустойчивости может и облегчаться, если плазма одновременно является неоднородной и нестационарной. При этом распадное условие (1), (3) для трех взаимодействующих волн могут быть выполнены в окрестности

движущейся точки $x_d(t)$, где происходит конвективное усиление, характеризуется коэффициентом

$$S = \exp \left(\frac{\pi \gamma^2 l^2}{|v_1 - v_d| |v_2 - v_d|} \right), \quad (4)$$

где $v_d = \frac{dx}{dt}$ — скорость точки распада. При приближении скорости точки распада к групповой скорости одной из волн возможно резкое повышение коэффициента параметрического усиления плазменных шумов (4) и, соответственно, снижение порога параметрической неустойчивости. Физическая причина этого эффекта состоит в подавлении конвективных потерь одной из волн при сближении ее групповой скорости и скорости точки распада. Согласно [4], при определенных соотношениях между масштабами неоднородности и нестационарности плазмы, обеспечивающих равенство $v_2 = v_d$, возможна существенная модификация спектров шумов, параметрически накачиваемых в плазме, что в принципе может быть использовано для селективного возбуждения плазменных волн.

Следует отметить, что экспериментально селективное параметрическое возбуждение плазменных шумов, основанное на эффекте, предсказанном в [4], не наблюдалось: Нет свидетельств наблюдения и самого эффекта резонансного снижения порога возбуждения параметрической неустойчивости в неоднородной нестационарной плазме. По-видимому, это связано с трудностями контроля параметров неоднородной и нестационарной плазмы и проведения в ней исследований нелинейных параметрических процессов.

Как представляется авторам настоящей работы, резонансное снижение порога параметрической неустойчивости и селективное возбуждение плазменных шумов возможно и в стационарной неоднородной плазме, подвергающейся воздействию нестационарной, а именно, частотно модулированной волны накачки $\omega_0 = \omega_0(t)$. При этом координата точки распада также будет зависеть от времени $x_d = x_d(t)$, однако эта зависимость легко контролируема путем изменения скорости свипирования генератора накачки.

В настоящей работе приведены первые наблюдения эффекта резонансного по скорости свипирования частоты волны накачки снижения порога параметрической неустойчивости неоднородной магнитоактивной плазмы. Эксперимент выполнен на линейной плазменной установке [5]. В баллоне диаметром 2 см и длиной 1 м, заполненном аргоном при давлении $2 \cdot 10^{-2}$ мм рт.ст. и помещенном в магнитное поле 3 кГс, с помощью электронно-циклотронного пробоя создавалась плазма, неоднородная как радиально, так и аксиально: $n_e = n_e(r, t)$. Максимальная концентрация электронов $n_e \simeq 10^{12} \text{ см}^{-3}$, электронная температура $T_e \simeq 2 \text{ эВ}$. Косая ленгмюровская волна накачки мощности $P_0 < 100 \text{ мВт}$ возбуждалась в плазме с помощью волноводного ввода. Частота накачки модулировалась линейно:

$$f = f_0 - \frac{t}{\tau} \Delta f, \quad (5)$$

где $f_0 = 2650 \text{ МГц}$; $\Delta f \leq 350 \text{ МГц}$; $\tau \geq 1 \text{ мкс}$ — период модуляции. Обратный ход частоты свип-генератора подавлялся до уровня -20 дБ с помощью модулятора.

В области на оси баллона, где концентрация плазмы равнялась критической, $n = n_c = \pi f^2 m_e / e^2$, для волны накачки были выполнены условия гибридного резонанса. Именно в этой области в случае монохроматической накачки ($\Delta f = 0$)

в [5] наблюдалась конвективная параметрическая неустойчивость рассеяния назад, описывавшаяся при $P_0 < 20$ мВт коэффициентом (2). В результате неустойчивости в плазме возбуждается ионнозвуковая волна, распространяющаяся против градиента плотности плазмы. Обычно используемые для исследования параметрических неустойчивостей измерения спектров рассеяния волны накачки в гетеродинном и гомодинном режимах в случае частотно модулированной накачки были невозможны. В настоящем эксперименте параметрическое возбуждение ионнозвуковых волн исследовалось с помощью метода усиленного рассеяния, ранее использовавшегося в работе [5]. С этой целью в плазме с помощью описанного выше волноводного ввода возбуждалась косая ленгмюровская волна малой мощности $P_i \leq 5$ мВт на частоте $f_i = 2250$ МГц. Точка гибридного резонанса этой волны находится в плазме менее плотной, чем у волны накачки, так как $f_i < f_0 + \Delta f$. Вблизи этой точки зондирующая волна замедляется и может рассеиваться на параметрически возбужденных звуковых волнах. В работе исследовалась зависимость спектра рассеяния, наблюдаемого в волноводном тракте, от скорости свипирования, мощности и амплитуды модуляции накачки.

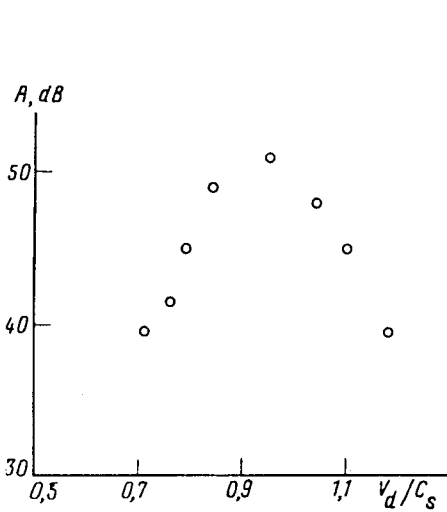


Рис.1

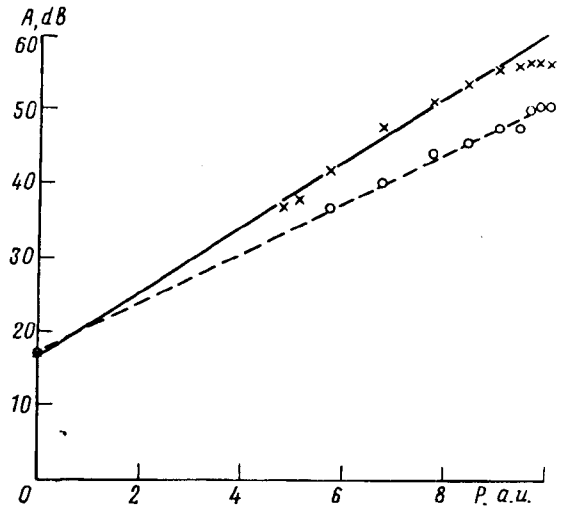


Рис.2

Рис.1. Зависимость рассеянного сигнала от скорости точки распада

Рис.2. Зависимость рассеянного сигнала от мощности накачки. x – резонансная скорость свипирования ($\tau = 5,2$ мкс, $\Delta f = 350$ МГц), o – расстроенный резонанс ($\tau = 4,4$ мкс, $\Delta f = 350$ МГц)

Показано, что частотная модуляция волны накачки в оптимальных условиях ($\Delta f = 350$ МГц, $\tau = 5,3$ мкс) позволяет снизить порог регистрации параметрически возбужденной ионнозвуковой волны в 1,5 раза. Спектр рассеяния зондирующей волны при этом имеет вид линии шириной 1 МГц, сдвинутой в красную сторону на 2 МГц. Амплитуда рассеянного сигнала A , а следовательно, и ионнозвуковой волны резко падает при отступлении от оптимальной скорости уже на 20%. Зависимость этой амплитуды от расчетной скорости движения точки распада v_d , нормированной на ионнозвуковую $c_s = \sqrt{T_e/M_{Ar}}$,

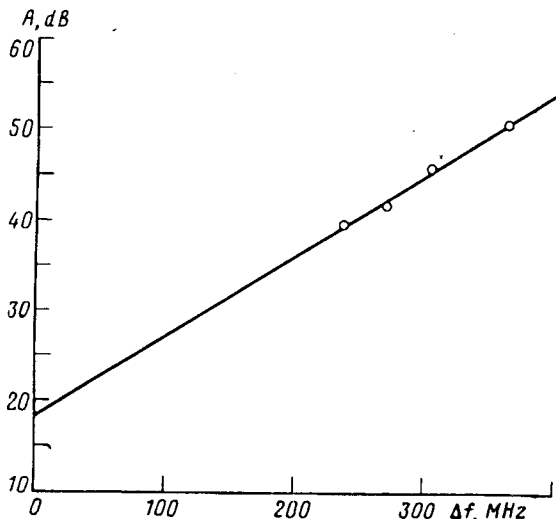


Рис.3. Зависимость сигнала рассеяния от размера интервала свипирования

приведена на рис.1. Скорость движения точки распада изменялась за счет изменения периода модуляции τ и определялась соотношением

$$v_d = \frac{2a \Delta f}{\tau f_0}, \quad (6)$$

справедливым в случае линейной частотной модуляции. При расчете использовались реализующиеся в эксперименте значения продольного масштаба неоднородности плазмы $a = 4$ см, $T_e = 2$ эВ, $\Delta f = 350$ МГц, $f_0 = 2400$ МГц. Совпадение положения максимума зависимости $A(v_d)$ с точкой $v_d = c_s$, а также ее резкое убывание при отклонении скорости свипирования от оптимальной подтверждают резонансный механизм снижения порога параметрической неустойчивости, обсуждавшийся выше.

Зависимость амплитуды ионнозвуковой волны от мощности накачки близка к экспоненциальной (рис.2), причем она является наиболее крутой для резонансной частотной модуляции (звездочки) и становится более плавной при расстройке резонанса (кружочки), что качественно согласуется с предсказанием формулы (4). Экстраполяция полученных двух зависимостей $A(P_0)$ к значению $P_0 = 0$ дает близкие значения $A(0)$, что позволяет говорить о том, что параметрическое усиление ионнозвуковых шумов происходит с близкого уровня. Значения коэффициента усиления $A(P)/A(0)$, наблюдаемые экспериментально, достигают $S_1 \approx 10^4$. Отметим, что уровень возбуждаемой при этом ионнозвуковой волны соответствует сильному параметрическому отражению накачки, с чем, по-видимому, связано насыщение зависимости $A(P)$ при больших мощностях накачки.

Уменьшение амплитуды модуляции накачки при неизменной резонансной скорости свипирования и мощности привело к снижению уровня ионнозвуковой волны, причем зависимость $A(\Delta f)$ (рис.3) оказалась близка к экспоненциальной. Такое поведение согласуется с представлениями о несущественности при $v_d = c_s$ конвективных потерь и, по-видимому, связано с уменьшением времени взаимодействия ионно-звуковой волны с накачкой. Экстраполяция зависимости $A(\Delta f)$ к $\Delta f = 0$ позволяет получить независимую оценку для коэффициен-

та усиления при резонансном свипировании $S_2 = A(350 \text{ МГц})/A(0) \simeq 2 \cdot 10^3$. То обстоятельство, что полученное усиление $S_2 < S_1$ может быть объяснено меньшим уровнем мощности накачки в этом эксперименте.

Полученные экспериментальные результаты, на взгляд авторов, подтверждают гипотезу о возможности резонансного снижения порога параметрической неустойчивости неоднородной плазмы при частотной модуляции волны накачки.

Работа поддержана грантом Международного научного фонда R34000, а также частично Фондом фундаментальных исследований республики Белоруссии (грант Ф7-082).

-
1. A.D.Piliya, Proc. of the X Conf. on Phenomena in Ionized Gases 1971, p.320.
 2. M.N.Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. **29**, 565 (1972).
 3. Л.М.Горбунов, А.Н.Стародуб, Письма в ЖТФ **3**, 820 (1977).
 4. А.А.Андреев, В.И.Федоров, Физика плазмы **5**, 1058 (1979).
 5. В.И.Архипенко, В.Н.Будников, Е.З.Гусаков, Л.В.Симончик, Физика плазмы **13**, 693 (1987).