

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА РАЗВИТИЯ АБСОЛЮТНОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

*В.И.Архипенко, В.Н.Будников, Е.З.Гусаков,
И.А.Романчук, Л.В.Симончик*

Впервые экспериментально исследована структура колебаний плазмы в области параметрического пространственного усиления. Обнаружен новый механизм возбуждения абсолютной параметрической неустойчивости, реализующийся в случае волны накачки развитой пространственной структуры, распространяющейся в плазме неоднородной конфигурации.

Пространственная неоднородность плазмы оказывает на параметрические неустойчивости сильное стабилизирующее влияние, повышая пороги их возбуждения и приводя к насыщению на сравнительно низком уровне за счет конвективного выноса энергии из области взаимодействия¹. Параметрические процессы при этом не носят характера неустойчивости. В литературе анализировались различные механизмы возбуждения в этой ситуации и „настоящей”, абсолютной параметрической неустойчивости. Однако эти теоретические исследования, как правило, проводились в модели плоскостной плазмы, в приближении плоской волны накачки, в то время как в эксперименте плазма часто имеет сложную конфигурацию, а накачка — развитую пространственную структуру. Эти два обстоятельства, реализуясь одновременно, могут приводить к дополнительным механизмам возбуждения абсолютной неустойчивости. В настоящей работе такой механизм исследуется на примере распада $l \rightarrow l' + s$ в двумерно неоднородной магнитоактивной плазме.

Эксперимент выполнен на линейной установке „Гранит”². С помощью волноводного ввода (рис.1) в плазме, неоднородной как радиально, так и аксиально $\omega_{pe} = \omega_{pe}(r, z)$, возбуждалась косая ленгмюровская волна (основная радиальная мода Трайвелписа — Гулда (ТГ) аксиально неоднородного плазменного волновода) с частотой $f_0 = 2,525 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. В окрестности точки $\omega_{pe}(0, 0) = 2\pi f_0$, где $(\omega_{pe}/2\pi f_0)^2 = 1 - \frac{z}{a} - \frac{r^2}{b^2}$ происходит трансформация волны в „теплую” ленгмюровскую, ее поле и продольное замедление $k_0(z, f_0)$, определяемое из уравнения

$$3r_d^2 k_n^2 - \frac{z}{a} - \frac{2(2n+1)}{k_n b} = 0 \quad (1)$$

$$(a = 6 \text{ см}, b = 0,4 \text{ см})$$

при $n = 0$, резко возрастают³. В этой области в первую очередь следует ожидать параметрической раскачки отраженной основной ($n = 0$) моды Т.Г. и ионнозвуковой волны. По-

сколькx распаднe условия для этого процесса $2k_0(z, f_0) = 2\pi f_s/c_s$ выполнены в единственной точке z_0 , следует ожидать ¹, что спектральная плотность рассеянной волны дается выражением $P_s = AT_{sl}$ где A — определяется уровнем звуковых шумов, падающих на область распада, T_{sl} — коэффициент конвективного усиления, $\ln T_{sl} \sim P_0$.

Развитие параметрических процессов наблюдалось при мощности $P_0 > 20$ мВт, когда в спектре отраженного плазмой сигнала появлялся сдвинутый в красную сторону на $f_0 - f' = 3 \cdot 10^6$ с⁻¹ узкий $\delta f = 9 \cdot 10^5$ с⁻¹ спутник. Зависимость его амплитуды от мощности накачки (рис. 2) состоит из трех участков. На первом $P_0 < 37$ мВт зависимость $P_s(P_0)$ хорошо согласуется с теоретической. Затем, при коэффициенте усиления $T_{sl} > 2 \cdot 10^3$ зависимость становится гораздо резче экспоненциальной, а спектр спутника сужается. При $P_0 = 54$ мВт уровень рассеянного сигнала отвечает параметрическому отражению волны близкому к полному. При дальнейшем росте мощности $f_0 - f'$ уменьшается, что, по-видимому, объясняется полным отражением волны в плотной плазме при рассеянии на звуке меньшей частоты $f_s = f_0 - f'$.

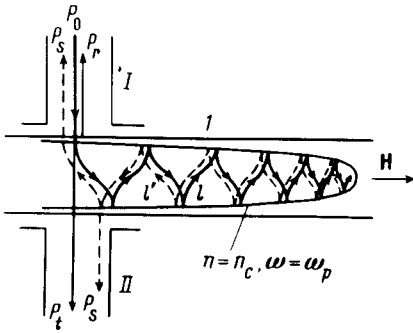


Рис. 1

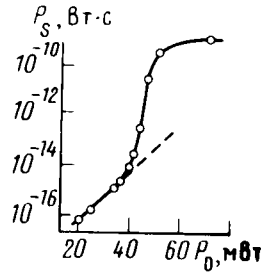


Рис. 2

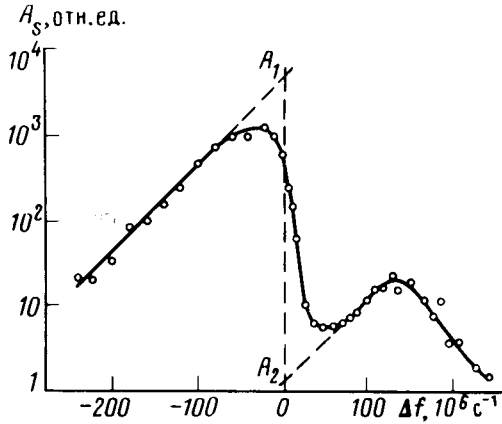


Рис. 3

Рис. 1. Схема возбуждения и распространения косой ленгмюровской волны

Рис. 2. Зависимость спектральной плотности рассеянного сигнала от мощности волны накачки. Сплошная кривая — эксперимент, штрихованная — теория

Рис. 3. Зависимость спектральной плотности спутника зондирующей волны от ее частоты $f_3 = f_0 + \Delta f$

Естественно предположить, что причиной укрупнения зависимости $P_s(P_0)$ является приближение к порогу абсолютной неустойчивости $l_0 \rightarrow l'_0 + s$. Для выяснения ее механизма был проведен опыт по визуализации пространственной структуры звуковых шумов методом усиленного рассеяния ³. В плазме возбуждалась мода $T \Gamma$ малой мощности на частоте $f_3 = f_0 + \Delta f$, которая рассеивается на параметрически возбужденных звуковых шумах в точке $z_3 \approx z_0 + \frac{2\Delta f}{f_0} a$. Снималась зависимость амплитуды рассеянного сигнала A_s от Δf (рис.3)

Максимумы A_s отвечают областям генерации звука, а экспоненциальное падение A_s при $\Delta f < -7 \cdot 10^7$ с⁻¹ и $\Delta f < 1,6 \cdot 10^8$ с⁻¹ связано с затуханием и позволяет определить его постоянную распространения $k_s'' \approx 2,3$ см⁻¹ и оценить $T_l/T_e \approx 1/15$, ($T_e = 2$ эВ). Большой максимум A_s отвечает области распада $l_0 \rightarrow l'_0 + s$, коэффициент происходящего здесь пространственного усиления может быть определен по перепаду амплитуд падающей на область резонанса и усиленной в ней звуковых волн $T_{sl} = 10^{A_1} \cdot A_2 = 3 \cdot 10^3$, что близко к ко-

эффиценту усиления в начале резкого участка $P_s(P_0)$. Высокий уровень падающей звуковой волны, превосходящий в 10^6 раз равновесный, по-видимому, объясняется тем, что она генерируется при взаимодействии мощного сателлита волны накачки с небольшой примесью в ней первой радиальной моды Т Г. Точка резонанса z_1 для этого процесса определяется условием $k_0(z_1, f_0) + k_1(z_1, f_0) = 2\pi f_s/c_s$. С помощью (1) нетрудно показать, что в этой области в соответствии с данными опыта должна рассеиваться зондирующая волна с $\Delta f = 1.6 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Оценка показывает, что обе звуковые волны и падающая, и усиленная при $P_0 = 70 \text{ мВт}$ генерируются в результате полной трансформации энергии соответственно первой и основной мод Т Г в энергию сателлита. Это позволяет оценить мощность, переносимую в первой моде P_1 , по соотношению максимумов на рис.3 на уровне 10^{-2} от мощности в основной моде Т Г. Несмотря на низкий уровень первая мода приводит к важному эффекту — к возбуждению в результате процесса $l_1 \rightarrow l_0' + s$ звуковой волны сложной поперечной структуры, возвращающей назад в область распада часть вынесенной из нее энергии, т.е. к возникновению „петли обратной связи“. Отметим, что для такого механизма абсолютной неустойчивости существенно как отличие собственных колебаний в двумерно неоднородной плазме от плоских волн, так и многомодовый характер волны накачки.

Порог абсолютной неустойчивости при этом определяется из баланса усиления T_{sl} , потерь при распространении волн между точками z_0 и $z_1 - b_s$ и b_l и малой обратной связи $T_{ls} - T_{sl} T_{ls} b_l b_s = 1$ или

$$\frac{4P_1 (k_0 k_1)^3 (k_0^2 + k_1^2) T_{sl}}{\pi f_0 n_c T_l (k_0 + k_1)^4 \left[3r_d^2 b k_0 k_1 (k_0 + k_1) + \frac{3k_0^2 + k_1^2}{k_0 k_1} \right]} = \exp \left\{ \frac{\nu a}{2\pi f_0} (3k_1 - k_0) + 2k_s''(z_0 - z_1) \right\}, \quad (2)$$

где $k_1 = k_1(z_1, f_0)$; $k_0 = k_0(z_1, f_0)$; $\nu = \nu_{en} = 4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. Подстановка в (2) определенных параметров дает пороговое для возбуждения неустойчивости значение $T_{sl} \cong 10^3$, согласующееся с полученным выше.

Для подтверждения большой роли области между точками z_0 и z_1 для развития абсолютной неустойчивости был проведен опыт по ее стимулированию зондирующей волной частоты $f_0 + \Delta f$, способной, согласно расчету, дополнительно усиливать ионнозвуковые шумы ($f_s = 3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$) внутри „петли обратной связи“ лишь при $|\Delta f'| < 10^8 \text{ с}^{-1}$. Было показано, что при $\Delta f < 9 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ к большому росту сателлита волны накачки ($P_0 = 41 \text{ мВт}$) приводит зондирующая волна весьма малой мощности $P_3 = 2 \div 4 \text{ мВт}$, слабо усиливающая звуковые шумы $T_{sl} \lesssim 3$. При увеличении расстройки частоты $\Delta f > 10^8 \text{ с}^{-1}$ требуемая мощность резко возрастает $P_3 > 30 \text{ мВт}$ ($T_{sl} > 10^2$).

На наш взгляд, рассмотренный выше механизм абсолютной неустойчивости, связанный с неоднородной геометрией плазмы и многомодовой структурой накачки, не является специфическим для окрестности точки трансформации типа фокус в двумерно неоднородной плазме и может приводить к сильным эффектам и в других ситуациях.

В заключение благодарим А.Д.Пилюя, В.П.Силина, В.Т.Тихончука, В.И.Федорова за интерес к работе и стимулирующие обсуждения ее результатов.

Литература

1. Piliya A.D. Proc. of the 10-th Conf. on Phenomena in ionised Gases. Oxford, 1971, p. 320.
2. Архипенко В.И. и др. Физика плазмы, 1981, 7, 396.
3. Будников В.Н. и др. Физика плазмы, 1980, 6, 1050.

Институт физики

Академии наук Белорусской ССР

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

4 марта 1984 г.