

## ПРОСТРАНСТВЕННОЕ УСИЛЕНИЕ ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПЛОТНОСТИ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ И ВРМБ В ПЛАЗМЕ

А.С. Широков

*Найден диапазон частот, в котором существует пространственное усиление возмущений плотности плазмы в поле электромагнитной волны. При низких частотах нарастание возмущений отвечает филаментации, причем более сильной, чем в стационарном случае. С ростом частоты происходит переход от филаментации к ВРМБ, максимальное усиление соответствует боковому рассеянию.*

При распространении в разреженной плазме интенсивной электромагнитной волны накачки возникает нарастание возмущений плотности плазмы и амплитуд рассеянных электромагнитных волн. Различным типам возмущений соответствуют разные процессы: филаментация, модуляционная неустойчивость, ВРМБ /1/. В зависимости от конкретной экспериментальной ситуации может оказаться целесообразным изучение роста начальных возмущений во времени (начальная задача) или усиления возмущений в пространстве (граничная задача) /2/. Обычно для ВРМБ решают начальную задачу, а для филаментации — граничную. В /3/ в стационарном случае в однородной нелинейной среде рассмотрено пространственное нарастание возмущений плотности с заданным масштабом в поперечном по отношению к направлению распространения волны накачки направлении. В настоящей работе анализируется нарастание в пространстве осциллирующих возмущений плотности.

Дисперсионное уравнение, описывающее низкочастотные возмущения плотности однородной плазмы в поле линейно поляризованной электромагнитной волны накачки в пренебрежении затуханием, имеет вид /4/:

$$[k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2 - \omega^2/s^2][(k_{\parallel} - k_0)^2 + k_{\perp}^2 - k_0^2 + (2\omega\omega_0 - \omega^2)/c^2] \times \\ \times [(k_{\parallel} + k_0)^2 + k_{\perp}^2 - k_0^2 - (2\omega\omega_0 + \omega^2)/c^2] = (\gamma_0^2/s^2)(k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2)(k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2 - \omega^2/c^2), \quad (1)$$

где  $\omega_0$  и  $k_0$  — соответственно частота и волновой вектор волны накачки;  $\gamma_0 = \omega_{Li} v_E / \sqrt{2} c$ ;  $\omega_{Li}$  — ионная ленгмюровская частота;  $s$  — скорость звука;  $v_E$  — амплитуда скорости осциллирующих электронов в поле волны накачки. Будем искать решения  $k_{\parallel}(k_{\perp}, \omega)$ , определяющие пространственное развитие возмущений с заданными поперечной составляющей волнового вектора  $k_{\perp}$  и частотой  $\omega$ .

Обращение в нуль каждого из сомножителей в левой части уравнения (1) определяет законы дисперсии свободных волн: собственных звуковых волн среды ( $k_{\parallel}^S = \pm \sqrt{\omega^2/s^2 - k_{\perp}^2}$ ) и вынужденных волн возмущений плотности ( $k_{\parallel}^U = k_0 \pm \sqrt{k_0^2 + (\omega^2 - 2\omega\omega_0)/c^2 - k_{\perp}^2}$ ,  $k_{\parallel}^L = -k_0 \pm \sqrt{k_0^2 + (\omega^2 + 2\omega\omega_0)/c^2 - k_{\perp}^2}$ ), которые создаются под действием пондеромоторных сил, возникающих при нелинейном взаимодействии волны накачки и рассеянных стоксовой и антистоксовой волн. Свободные дисперсионные кривые вынужденных волн в общем случае имеют три точки пересечения в плоскости  $(k_{\perp}, k_{\parallel})$ :  $k_C = (0,0)$ ,  $k_U = (k_S \sqrt{4 - k_S^2/k_0^2}, k_S^2/2k_0)$  и  $k_L = (k_S \sqrt{4 - k_S^2/k_0^2}, -k_S^2/2k_0)$  ( $k_S = \omega/s$ ). При учете взаимодействия дисперсионные кривые свободных волн расталкиваются в окрестности их точек пересечения. Возникающие связанные волны могут отличаться от свободных действительной поправкой к продольной составляющей волнового вектора или приобрести мнимую часть  $k_{\parallel}$ , что означает усиление или непропускание связанных волн /5/.

В стационарном случае ( $\omega = 0$ ) взаимодействие вынужденных волн приводит к возникновению усиливающихся в пространстве, вытянутых в продольном направлении возмущений — филаментов (рис. 1а).

(На рисунках приведены численные решения дисперсионного уравнения.) В приближении  $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$  уравнение (1) имеет решение  $k_{\parallel} = \pm (k_{\perp}/2k_0)\sqrt{k^2 - \gamma_0^2/s^2} / 3/$ . Нарастают филаменты с  $0 < k_{\perp} < \gamma_0/s$ , и максимальный коэффициент усиления  $\max \operatorname{Im} k_{\parallel} = \gamma_0^2/4k_0 s^2$  достигается при  $k_{\perp} = \gamma_0/\sqrt{2} s$ .

При частотах  $0 < \omega \ll \gamma_0/\sqrt{2}$  дисперсионная кривая звуковой волны изменяет вид решения вблизи начала координат (рис. 1б), однако положение и величина максимума коэффициента усиления остаются почти такими же. Учитывая взаимодействие только двух вынужденных волн, получим осциллирующее решение  $k_{\parallel} = \pm (k_{\perp}/2k_0)\sqrt{k_{\perp}^2 [k_{\perp}^2 - (\gamma_0^2 + \omega^2)/s^2] / (k_{\perp}^2 - \omega^2/s^2)}$ . Оно хорошо аппроксимирует точное решение вне окрестности точек пересечения.

В диапазоне частот, лежащих в окрестности значения  $\gamma_0/\sqrt{2}$ , влияние звука становится настолько существенным, что максимум коэффициента усиления приходится на область взаимодействия всех четырех свободных волн (рис. 1в). Уравнение (1) при этом имеет решение

$k_{\parallel} = \sqrt{-(k_{\perp}^2 - \omega^2/s^2)/2 - \sqrt{(k_{\perp}^2 - \omega^2/s^2)^2 - k_{\perp}^4[(\gamma_0^2 + \omega^2)/k_0^2 s^2 - k_{\perp}^2/k_0^2]}/2}$ . Интервал  $k_{\perp}$ , в котором возмущения усиливаются, состоит из двух частей. Первая (меньшие  $k_{\perp}$ )

$$\frac{\omega}{s} \sqrt{\frac{1 - \sqrt{(\gamma_0^2 + \omega^2/2)/k_0^2 s^2}}{1 - (\gamma_0^2 + \omega^2/2)/k_0^2 s^2}} < k_{\perp} < k_{\perp}^m, \quad k_{\perp}^m = \frac{\omega}{s} \sqrt{\frac{1 + \sqrt{(\gamma_0^2 + \omega^2/2)/k_0^2 s^2}}{1 - (\gamma_0^2 + \omega^2/2)/k_0^2 s^2}}$$

отвечает процессу модифицированного ВРМБ, при котором нарастают распространяющиеся попутно волне накачки возмущения плотности и стокова рассеянная волна. По мере продвижения от левой границы интервала усиления в сторону больших  $k_{\perp}$   $\operatorname{Re} k_{\parallel}$  уменьшается, а  $\operatorname{Im} k_{\parallel}$  растет и достигает  $\max \operatorname{Im} k_{\parallel} = \sqrt{(\omega^2/s^2 - k_{\perp}^2)/2}$  при  $\operatorname{Re} k_{\parallel} \ll \operatorname{Im} k_{\parallel}$  в точке  $k_{\perp} = k_{\perp}^m$ . Во второй части интервала усиления  $k_{\perp}^m < k_{\perp} < \sqrt{(\gamma_0^2 + \omega^2)/s^2}$  имеют место осциллирующие, распространяющиеся почти поперек  $k_0$  филаменты ( $\omega\omega_0/k_0 c^2 \approx \operatorname{Re} k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ ). Коэффициент усиления нарастает при уменьшении  $k_{\perp}$  от правой границы интервала и достигает того же максимума в точке  $k_{\perp}^m$ . Таким образом, среди всех нарастающих в этом частотном интервале возмущений максимальный коэффициент усиления отвечает осциллирующим, распространяющимся почти поперек  $k_0$  филаментам с самым большим поперечным размером, который равен  $2\pi/k_{\perp}^m$ . Соответствующие рассеянные стокова и антистокова волны распространяются почти вдоль  $k_0$  (рассеяние вперед).

При переходе к частотам  $\gamma_0/\sqrt{2} \ll \omega < \omega_c = \sqrt{2} k_0 s$  дисперсионные кривые вынужденных волн расходятся так сильно (рис. 1г), что можно рассматривать парное взаимодействие вынужденной волны  $k_{\parallel}^u$  с попутной звуковой волной (обычное ВРМБ). Тогда получаем следующее решение уравнения (1):  $k_{\parallel} = (k_{\parallel}^u + k_{\parallel}^s)/2 \pm \sqrt{(k_{\parallel}^u - k_{\parallel}^s)^2/4 + \gamma_0^2/2s^2(r^2 - 2)}$ , где  $r = \omega/k_0 s$ . Возмущения усиливаются в интервале значений  $k_{\perp}$ :  $|k_{\perp} - k_{\perp}^m| < \sqrt{2} (\gamma_0 \omega_0/k_0 s^2) r \sqrt{4 - 4r^2 + r^4} / \sqrt{(4 - r^2)(2 - r^2)(\sqrt{4 - 4r^2 + r^4} + r^2)}$  с максимумом коэффициента усиления  $\max \operatorname{Im} k_{\parallel} = \gamma_0/s\sqrt{4 - 2r^2}$  в точке  $k_{\perp,u}$ . С ростом частоты максимум коэффициента усиления растет. Направление распространения возмущений приближается к 45 градусам по отношению к  $k_0$  (продольный и поперечный масштабы возмущений сравниваются), что соответствует рассеянию поперек  $k_0$  (боковое рассеяние).

При частотах близких к  $\omega_c$  в окрестности точки пересечения  $k_{\perp}$  необходимо учитывать взаимодействие дисперсионной кривой звуковой волны с двумя ветвями дисперсионной кривой вынужденной волны  $k_{\parallel}^s$ , что приводит к решению  $k_{\parallel} = k_0(1 - (1/2) \sqrt[3]{\gamma_0^2/2k_0^2 s^2}) - i\sqrt{3}/2 \sqrt[3]{\gamma_0^2/2k_0^2 s^2} k_0$ .

При частотах больших  $\omega_c$  взаимодействие свободных волн в окрестности точки  $k_{\perp}$  вызывает лишь смещение дисперсионных кривых. Таким образом, в граничной постановке волны, рассеянные под углами, большими 45 градусов, не усиливаются. Это соответствует тому, что в случае рассеяния назад, когда для временного нарастания инкремент максимален  $/1/$ , система уравнений для амплитуд параметрически

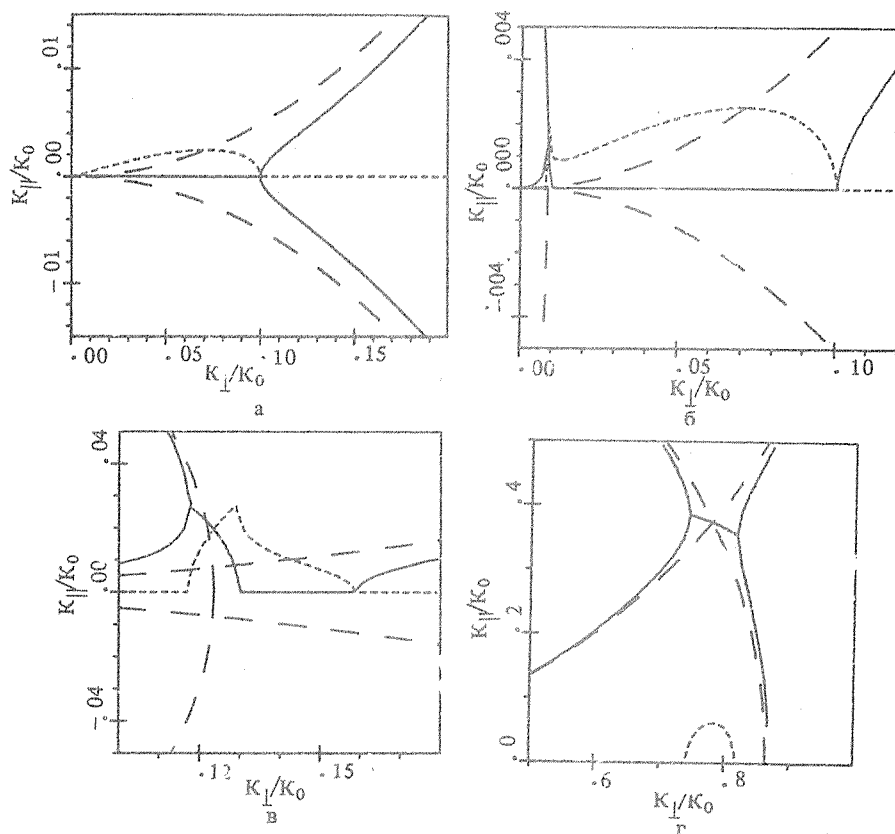


Рис. 1. Дисперсионные кривые свободных волн (крупный пунктир) и решения дисперсионного уравнения (сплошные кривые –  $\text{Re } k_{\parallel}$ , мелкий пунктир –  $\text{Im } k_{\parallel}$ ) в различных интервалах частот:  $\omega = 0$  (а),  $0 < \omega \leq \gamma_0/\sqrt{2}$  (б),  $\omega \sim \gamma_0/\sqrt{2}$  (в),  $\gamma_0/\sqrt{2} \leq \omega < \omega_c = \sqrt{2} k_0 s$  (г).

связанных встречных волн допускает стационарное ненарастающее решение [6]. Однако при достаточно малом затухании звука это стационарное решение не реализуется из-за абсолютного характера неустойчивости.

Границы частотных интервалов, в которых имеет место пространственное нарастание возмущений плотности различных типов, сдвигаются в сторону низких частот при уменьшении и в сторону высоких частот при увеличении интенсивности накачки.

Автор благодарен Л.М.Горбунову за постоянный интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Широков А. С. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 1, 21 (1986).
2. Forslund D. W., Kindel J. M., Lindman E. L. Phys. Fluids, 18, 1002 (1975).
3. Беспалов В. И., Таланов В. И. Письма в ЖЭТФ, 3, 471 (1966).
4. Горбунов Л. М. ЖЭТФ, 55, 2298 (1968).
5. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М., Наука, 1979.
6. Горбунов Л. М. Препринт ФИАН № 58, М., 1973.

Поступила в редакцию 18 января 1988 г.