

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 ω_0 и k_0 — соответственно частота и волновой вектор волны накачки; $\gamma_0 = \omega_{Li} v_E / \sqrt{2} c$; ω_{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 ω .

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 $\max \operatorname{Im} k_{\parallel} = \gamma_0^2/4k_0s^2$ 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

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

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

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 ($\omega\omega_0/k_0c^2 \approx \operatorname{Re} k_{\parallel} \ll k_{\perp}$). 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 $\gamma_0/\sqrt{2} \ll \omega < \omega_c = \sqrt{2}k_0s$ 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 $r = \omega/k_0s$. Возмущения усиливаются в интервале значений k_{\perp} : $|k_{\perp} - k_{\perp}^m| < \sqrt{2}(\gamma_0\omega_0/k_0s^2)r\sqrt{4 - 4r^2 + r^4}/\sqrt{(4 - r^2)(2 - r^2)(\sqrt{4 - 4r^2 + r^4} + r^2)}$ 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 ω_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 $k_{\parallel} = k_0(1 - (1/2)\sqrt[3]{\gamma_0^2/2k_0^2s^2}) - i\sqrt{3}/2\sqrt[3]{\gamma_0^2/2k_0^2s^2}k_0$.

При частотах больших ω_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 $|/|$, система уравнений для амплитуд параметрически

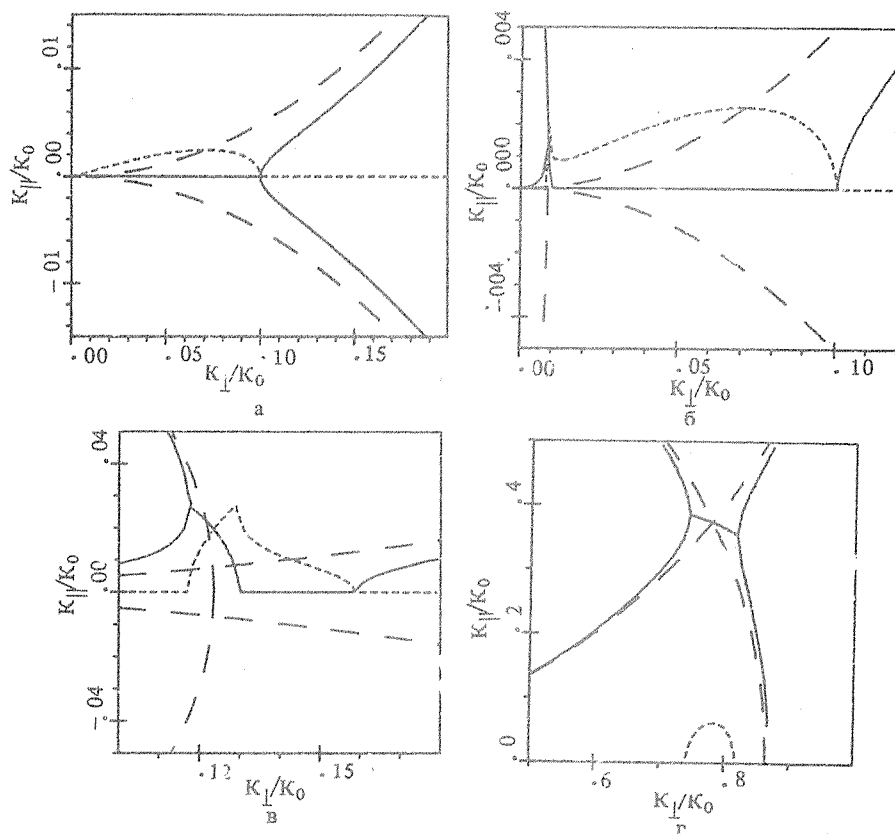


Рис. 1. Дисперсионные кривые свободных волн (крупный пунктир) и решения дисперсионного уравнения (сплошные кривые – $\text{Re } k_{\parallel}$, мелкий пунктир – $\text{Im } k_{\parallel}$) в различных интервалах частот: $\omega = 0$ (а), $0 < \omega \leq \gamma_0/\sqrt{2}$ (б), $\omega \sim \gamma_0/\sqrt{2}$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