

О ФИЛАМЕНТАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

А.А. Андреев, А.А. Зозуля, А.В. Сулягин, В.Т. Тихончук

Исследована филаментация встречных волн в слое нелинейной среды с отражающей задней границей. Показано, что этот процесс является абсолютной параметрической неустойчивостью. Применительно к лазерной плазме даны оценки порога и характерного масштаба филаментации.

В экспериментах по воздействию лазерного излучения на плазму наблюдается самофокусировка и расслоение (филаментация) лазерного луча. Объяснение этого явления на основе традиционных представлений о самофокусировке как конвективной параметрической неустойчивости иногда затруднено тем, что возникающая при таких оценках длина самофокусировки оказывается порядка или больше характерного размера лазерной плазмы.

В настоящей работе показано, что наличие отраженной от плотных слоев плазмы компоненты падающего излучения может приводить к значительному снижению порога самофокусировки, изменению характера неустойчивости с конвективного на абсолютный. Подобный эффект когерентного параметрического взаимодействия волн для случая вынужденного рассеяния рассматривался в работе /1/, а применительно к тепловой самофокусировке излучения в ионосферной плазме — в работах /2,3/.

В лазерной плазме характерный масштаб расслоения оказывается меньше длины свободного пробега электронов. При этом более важную роль в процессе самофокусировки и филаментации света играет рассмотренная ниже стрикционная нелинейность.

Пусть в слое нелинейной среды $0 < x < l$ с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = n^2 (1 + n_2 |E|^2)$ распространяются навстречу друг другу две электромагнитные линейно-поляризованные вдоль оси z волны накачки на частоте ω_0 . Полное электрическое поле в среде представим в виде

$$E_z(r,t) = \frac{1}{2} \sum_{\sigma=\pm 1} (E_{0\sigma} e^{ik_{oy}y} + E_{-1\sigma} e^{ik_y y + i\omega t} + E_{1\sigma} e^{i(2k_{oy} - k_y)y - i\omega t}) \times \\ \times \exp[i\sigma k_0 x (1 - k_{oy}^2/2k_0^2 + \frac{1}{2} n_2 (|E_{0\sigma}|^2 + 2|E_{0-\sigma}|^2))] e^{-i\omega_0 t} + \text{к.с.}$$

Здесь индекс $\sigma = \pm 1$ обозначает волны, бегущие вдоль оси x ($\sigma = 1$) и в противоположном направлении ($\sigma = -1$); $E_{0\sigma}$ — амплитуды волн накачки; $E_{\pm 1\sigma}$ — амплитуды возбуждаемых волн на частотах $\omega_0 \mp \omega$; $k_0 = n\omega_0/c$; $k_{oy} \ll k_0$ — перпендикулярная оси x компонента волнового вектора \vec{k}_0 ; k_y — перпендикулярная оси x компонента волнового вектора возмущений. Из уравнений Максвелла получаем следующие укороченные уравнения для амплитуд возмущений:

$$(\sigma \frac{d}{dx} + i(q-p) - \frac{i}{2} k_0 n_2 |E_{0\sigma}|^2) E_{1\sigma} = ik_0 n_2 (E_{0\sigma} E_{0-\sigma} E_{-1-\sigma}^* + E_{0\sigma} E_{0-\sigma}^* E_{1-\sigma} + \frac{1}{2} E_{0\sigma}^2 E_{-1\sigma}^*), \quad (1)$$

$$(\sigma \frac{d}{dx} - i(q+p) + \frac{i}{2} k_0 n_2 |E_{0\sigma}|^2) E_{-1\sigma}^* = -ik_0 n_2 (E_{0\sigma}^* E_{0-\sigma}^* E_{1-\sigma} + E_{0\sigma}^* E_{0-\sigma} E_{-1-\sigma}^* + \frac{1}{2} E_{0\sigma}^{*2} E_{1\sigma}),$$

где $q = (k_y - k_{oy})^2/2k_0$, $p = n\omega/c - k_{oy}(k_{oy} - k_y)/k_0$.

Для случая антипараллельных накачек ($k_{oy} = 0$) система (1) исследовалась ранее /4-7/ в предположении нулевых амплитуд входящих волн $E_{\pm 11}(0) = E_{\pm 1-1}(l) = 0$. Для случая волн накачки одинаковой интенсивности $|E_{01}| = |E_{0-1}| = |E_0|$ при $\omega = 0$ в работе /4/ было показано, что для $|q| \gg 1$ порог абсолютной неустойчивости не зависит от угла распространения возбуждаемых волн и определяется условием

$$B = k_0 n_2 |E_0|^2 l = \pi/2. \quad (2)$$

Применительно к лазерной плазме представляет интерес задание граничных условий, отвечающих отражению (с коэффициентом r) всех электромагнитных волн от задней границы слоя нелинейной среды:

$$E_{01} = E_0, E_{\pm 11}(0), E_{\mu, -1}(l) = r e^{i\varphi} E_{\mu, 1}(l), \mu = 0, -1. \quad (3)$$

Для случая нормального падения волны накачки ($k_{oy} = 0$) и 100%-го отражения ($r = 1$) из системы (1) для $\omega = 0$ получаем следующее дисперсионное уравнение для порога абсолютной неустойчивости:

$$(k_2 - k_1) \cos(k_2 + k_1)l + (k_2 + k_1) \cos(k_2 - k_1)l = 0, \quad (4)$$

где $k_1 = (q^2 - 3qV/l)^{1/2}$, $k_2 = (q^2 + qV/l)^{1/2}$.

Зависимость пороговой интенсивности волны накачки от масштаба филаментации (направления распространения возбуждаемых волн) приведена на рис. 1. Набор кривых отвечает различным модам филаментации. В частности, для мелкомасштабной филаментации ($ql \gg 3V$) из уравнения (4) следует $\cos 2V = 0$, т. е. $V_\infty = \pi/4$. Поэтому так же, как и в случае отсутствия отражения для возбуждаемых волн, при больших углах распространения порог филаментации не зависит от q , но оказывается вдвое меньше, чем (2). Порог крупномасштабной филаментации возрастает ($V \sim q^{-1}$) при $ql \ll V$. Минимальный порог филаментации и оптимальный масштаб определяются соотношениями $V_{N\min} = (\pi/4\sqrt{3})(2N + 1)$, $q_N = (\sqrt{3}\pi/4l)(2N + 1)$, где $N \geq 0$ — целое. Отметим, что с ростом номера моды минимальные пороги филаментации смещаются в область малых масштабов (больших q), чего не происходит в случае нулевых граничных условий для возбуждаемых волн [6,7].

Для основной моды ($N = 0$) минимальный порог и характерный масштаб филаментации определяются условиями:

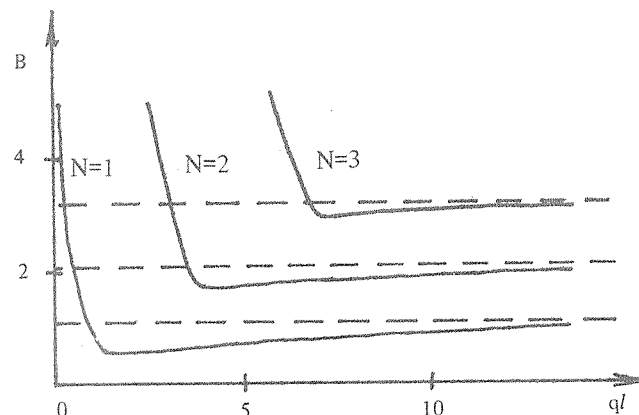
$$V_0 = k_0 n_2 |E_0|^2 l = \pi/4\sqrt{3} \approx 0,45, \quad k_y^2 l/k_0 = \sqrt{3}\pi/2 \approx 2,72. \quad (5)$$

В пределе малого коэффициента отражения $r \ll 1$, имея в виду слабую зависимость V от q при $ql > V$, остановимся на случае $ql \gg p/l$, V . Порог абсолютной неустойчивости при этом определяется соотношениями

$$\cos Br = 0, \quad p = \mp V(1 - r^2)/4l. \quad (6)$$

Отсюда следует, что для антипараллельных накачек при $k_{oy} = 0$ возможно рассеяние только со смещением частоты $\omega \neq 0$. В случае наклонного падения волны накачки ($k_{oy} \neq 0$) из (6) следует возможность неустойчивости с $\omega = 0$, для которой необходимые начальные возмущения могут вноситься самим пучком накачки. Масштаб расслоения определяется при этом формулами (6).

Приведем оценки порогов абсолютной филаментации в лазерной плазме со стрикционной нелинейностью, когда $n_2 = n_e/16\pi n_c k_B T(n_c - n_e)$ (n_e — плотность плазмы; n_c — критическая плотность; T —



Р и с. 1. Зависимость порога абсолютной филаментационной неустойчивости от масштаба расслоения (толщины плазменного слоя); N — номер возбуждаемой моды. Штриховые линии — асимптоты порогов при $ql \rightarrow \infty$.

температура; k_B — постоянная Больцмана). При плотности потока энергии неодимового лазера (длина волны 1 мкм) 10^{13} Вт/см² и температуре плазмы 300 эВ пороговая толщина слоя плазмы с плотностью $n_e = 0,5n_c$ согласно (5) составляет около 20 мкм, а масштаб расслоения вдоль оси y порядка 6 мкм.

В заключение проведем сравнение найденных порогов абсолютной филаментационной неустойчивости с порогами конвективной филаментации. В слабостолкновительной плазме, когда затухание электромагнитной волны мало, т. е. $\tau = (\nu l/c) (n_e/n_c) (1 - n_e/n_c)^{-1/2} \ll 1$ (здесь ν — частота столкновений), при конвективной филаментации наиболее быстро нарастают пространственные возмущения, для которых $q = V/2l$. На длине l их интенсивность возрастает в $\exp V$ раз. Примем в качестве порога конвективной филаментации значение $V = 4$ (при этом интенсивность начальных возмущений в волне накачки усиливается примерно в 50 раз). Сравнение этой величины с пороговым значением коэффициента V , даваемым формулой (5), показывает, что в слабостолкновительной плазме порог абсолютной филаментации примерно на порядок ниже порога конвективной. С другой стороны, в условиях сильного затухания электромагнитных волн $\tau \gg 1$ порог абсолютной филаментации, согласно (6), возрастает пропорционально $1/\tau \sim \exp(2\tau)$. Порог конвективной филаментации в этих условиях пропорционален τ . Поэтому в случае сильностолкновительной плазмы конвективная филаментационная неустойчивость имеет более низкий порог.

Из приведенных оценок следует, что филаментация носит конвективный характер при взаимодействии излучения с низкотемпературной плазмой с большими характерными масштабами, когда эффекты столкновительного поглощения существенны. В противоположном случае высоких температур и малых пространственных размеров имеет место абсолютная филаментационная неустойчивость.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zozulya A. A., Silin V. P., Tikhonchuk V. T. Phys. Lett. A, **99**, 224 (1983).
2. Perkins F. W., Valeo E. J. Phys. Rev. Lett., **32**, 1234 (1974).
3. Васьков В. В., Гуревич А. В. Геомагнетизм и аэрномия, **16**, 50 (1976).
4. Yarin A. IEEE J. Quant. Electr., QE-14, 650 (1978).
5. Marburger J. H., Lam J. F. Appl. Phys. Lett., **35**, 249 (1979).
6. Власов С. Н., Таланов В. И. В сб. Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах, Горький, изд. ИПФ АН СССР, с. 85.
7. Власов С. Н., Шейнина Е. В. Изв. ВУЗов Радиофизика, **26**, 20 (1983).

Поступила в редакцию 15 октября 1985 г.