

ДВОЙНАЯ ФИЛАМЕНТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

А.В. Максимов, В.П. Силин, М.В. Чеготов

Рассмотрена двойная филаментационная неустойчивость лазерного излучения в плазме в условиях теплового механизма нелинейности. Найдены качественно новые зависимости инкремента двойной абсолютной филаментационной неустойчивости от поля накачки и масштаба филаментов.

Наличие в плазме отражающей электромагнитное излучение поверхности обуславливает качественно новые особенности параметрического воздействия лазерного излучения на плазму /1/. Теория явления двойной филаментации лазерного излучения, возникающей в плазме при наличии падающей и отраженной волн накачки изложена в /2/. В этой работе определены порог филаментационной неустойчивости и ее инкремент в полностью ионизованной плазме в условиях, когда определяющим механизмом филаментации является пондеромоторная сила. Однако такой механизм существует только в случае высокотемпературной плазмы и для достаточно длинноволнового лазерного излучения. Эти условия нарушаются при использовании коротковолнового лазерного излучения, воздействующего на твердые мишени /3/. При этом причиной филаментации является столкновительный неоднородный нагрев плазмы лазерным излучением /4-6/.

В настоящем сообщении изложены результаты теории двойной филаментации в полностью ионизованной плазме в условиях, когда длина свободного пробега электрона l_e оказывается меньше пространственного масштаба филаментации.

Структура высокочастотного электрического поля $\text{Re} [E \exp(-i\omega_0 t)]$ частоты ω_0 в случае двойной филаментации имеет вид $E = \sum_{\mu, \sigma = \pm 1} (E_{0\sigma} + E_{\mu\sigma} e^{i\mu ky}) e^{i\sigma k_0 z} e_x$, где $E_{0\pm 1}$ — амплитуды падающей и отраженной (от слоя критической плотности) волн накачки; $E_{\pm 11}$ — амплитуды филаментационных компонент электрического поля, обычно возбуждаемых падающей волной накачки; $E_{\pm 1-1}$ — амплитуды филаментационных компонент, которые при пренебрежении интерференцией падающих и отраженных компонент возбуждались бы отраженной волной накачки. Рассмотрим однородный слой плазмы толщины L . Для амплитуд поля имеем граничные условия:

$$E_{01}(z=0) = E_0, \quad E_{\mu 1}(z=0) = 0, \quad E_{0-1}(z=L) = rE_{01}(z=L), \quad E_{\mu-1}(z=L) = rE_{\mu 1}(z=L), \quad (1)$$

(r — коэффициент отражения от задней границы слоя) и следующую систему укороченных уравнений /6/:

$$\frac{1}{E_{0\sigma}} (2i\sigma k_0 \frac{d}{dz} - k^2) E_{1\sigma} = \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{\delta n_e}{n_c} = \frac{1}{E_{0\sigma}^*} (-2i\sigma k_0 \frac{d}{dz} - k^2) E_{-1\sigma}^* \quad (2)$$

Важным отличием зависимости возмущения плотности δn_e от поля в условиях двойной филаментации по сравнению с конвективной /6/ является наличие отраженных электромагнитных волн. Их учет в системе уравнений (2) обеспечивает обратную связь, благодаря которой двойная филаментация оказывается абсолютной неустойчивостью. Установление соответствующей зависимости δn_e от поля связано с решением системы уравнений переноса, которая для плазмы с высокой кратностью ионизации $Z = e_1/|e| \gg 1$, сводится к следующей /6/:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} (n_e v_0) = 0, \quad \frac{\partial v_0}{\partial t} = - \frac{Z}{m_i n_e} \nabla (n_e k T_e), \quad j = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + \frac{2 \operatorname{div} q}{3 n_e k} + \frac{2}{3} T_e \operatorname{div} v_0 = \frac{e^2 |E|^2}{3 m_e \omega_0^2 k \tau_{ei}},$$

где v_0 — массовая скорость плазмы, τ_{ei} — время электрон-ионных столкновений. При этом будем использовать новые полученные в /6/ выражения для плотности электрического тока j и потока тепла q , учитывающие важный эффект перестройки симметричной части электронного распределения по скоростям. Система уравнений переноса (3) и выражения для q и j /6/ позволяют связать возмущение плотности δn_e с амплитудами электрического поля волн накачки $E_{0\sigma}$ и филаментационных компонент $E_{\mu\sigma}$:

$$\delta n_e = - S(\gamma, k^2) e^{iky} \sum_{\sigma=\pm 1} (E_{0\sigma} E_{-1\sigma}^* + E_{0\sigma}^* E_{1\sigma}), \quad (4)$$

где $S(\gamma, k^2) = (8\pi n_c k T_e \tau_{ei})^{-1} [1 + 35Z (kl_e)^2] [(3/2)\gamma(5/3 + \gamma^2/k^2 v_s^2) + \Gamma(1 + \gamma^2/k^2 v_s^2)]^{-1}$; $\Gamma = 13,6 \times (kl_e)^2 \tau_{ei}^{-1} [1 - 264Z (kl_e)^2]$, $v_s = (ZkT_e/m_i)^{1/2}$, γ — временной инкремент абсолютной неустойчивости.

Система уравнений (2), (4) и граничные условия (1) приводят к следующему условию разрешимости граничной задачи, представляющему собой дисперсионное уравнение абсолютной филаментационной неустойчивости (ср. /2/)

$$(Q/\eta) \operatorname{sh} Q \sin \eta - \operatorname{ch} Q \cos \eta = (1 - r^2)/2r^2, \quad (5)$$

где $Q = [k^2 \omega_0^2 n_e L^2 S(\gamma, k^2) (1 + r^2) |E_0|^2 / 2c^2 k_0^2 n_c - \eta^2]^{1/2}$, $\eta = k^2 L / 2k_0$. Положив в (5) $\gamma = 0$, получаем следующее выражение для граничной, зависящей от волнового вектора филамента, интенсивности электрического поля накачки:

$$|E_0|_{th}^2 (k^2) = 16\pi n_c k T_e \frac{c^2 k_0^2 l_e^2 n_c (Q^2 + \eta^2)}{\omega_0^2 L^2 n_e (1 + r^2)} 13,6 [1 - 299Z (kl_e)^2].$$

Как и для других двойных параметрических неустойчивостей /1/, порог абсолютной неустойчивости двойной филаментации оказывается заметно ниже порога конвективной филаментационной неустойчивости /6/.

Из уравнения (5) следуют простые асимптотические формулы для инкремента неустойчивости в условиях $\Gamma \gg kv_s$, имеющих место в экспериментах /3/:

$$\begin{aligned} \gamma &= (2\Gamma/5) (|E_0|^2 / |E_0|_{th}^2 - 1), \text{ при } |E_0|^2 / |E_0|_{th}^2 - 1 \ll (kv_s/\Gamma)^2; \\ \gamma &= kv_s (|E_0|^2 / |E_0|_{th}^2 - 1)^{1/2}, \text{ при } (kv_s/\Gamma)^2 \ll |E_0|^2 / |E_0|_{th}^2 - 1 \ll (\Gamma/kv_s)^2; \\ \gamma &= (2\Gamma k^2 v_s^2 / 3)^{1/3} (|E_0|^2 / |E_0|_{th}^2 - 1)^{1/3}, \text{ при } |E_0|^2 / |E_0|_{th}^2 - 1 \gg (\Gamma/kv_s)^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Сравнение формул (6) с результатами теории пондеромоторной двойной филаментационной неустойчивости /2/ показывает, что тепловая двойная филаментация оказывается более сложным явлением, в котором проявляются нелинейный нагрев плазмы, перенос тепла и сжимаемость плазмы. Это, в частности, отражается в тех качественно новых зависимостях от поля накачки и масштаба филаментов, которые содержатся в формулах (6) для инкремента неустойчивости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Silin V. P., Tikhonchuk V. T. Proc. Int. Conf. on Plasma Phys., Lausanne, 1984, v. 2, p. 877.
2. Андреев А. А. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 1, 15 (1986).
3. Briand S. et al. Rapport GRECO ILM, Ecole Polytechnique, 1986, p. 33; 1987, p. 12.
4. Krueer W. L. Comments Plasma Phys. Contr. Fusion, 9, 63 (1985).
5. Еремин Б. Г., Литвак А. Г. Письма в ЖЭТФ, 13, 603 (1971).
6. Максимов А. В., Силин В. П., Чеготов М. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 9, 35 (1989).

Поступила в редакцию 30 июня 1989 г