

О САМОВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ ПРИ МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

А.Г. Литвак, В.А. Миронов, Г.М. Фрайман

Показано, что развитие модуляционной неустойчивости в скин-слое может приводить к просветлению плотной непрозрачной плазмы под действием интенсивной электромагнитной волны. Определены характерные параметры просветления.

В работе обсуждается один из механизмов просветления непрозрачной плазмы под действием интенсивной электромагнитной волны. Просветление связано с образованием в непрозрачной плазме узких волноводных каналов в результате развития в скин-слое падающей волны модуляционной неустойчивости плазменных колебаний. В отличие от известных моделей [1, 2] предлагаемый механизм позволяет объяснить ряд наблюдавшихся в экспериментах особенностей нелинейного просветления, [3, 4]: в первую очередь, малость времени установления просветления, а также наличие групп быстрых частиц и существование сателлитов в спектре прошедшего через плазму излучения.

Рассмотрим падение плоской монохроматической электромагнитной волны на слабонеоднородный слой плазмы с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_0(z)$ и концентрацией в максимуме, превышающей критическую $\epsilon_0(z_0) = \epsilon_M < 0$. Предположим, что в начальный момент в плазме установилось обычное "линейное" распределение поля электромагнитной волны с максимальным значением амплитуды поля $E = E_m$ вблизи точки отражения $\epsilon_0 = 0$. Если выполнено условие $E_m^2 / 16\pi N(T_e + T_i) > \nu / \omega_{pe}$, где ν — эффективная частота электронных соударений, N , T_e , T_i — концентрация и температуры электронов и ионов, оказывается возможным развитие модуляционной неустойчивости [5], приводящей к образованию в плазме нелинейных распределений стоячих плазменных колебаний¹⁾ (в направлении электрического поля E падающей волны) и расслоению плазмы. Возникающая в результате плоскостойкая структура со знакопеременной диэлектрической проницаемостью (в пучностях поля плазменных колебаний $\epsilon > 0$) может быть прозрачной для падающей волны, так как слои перпендикулярны ее электрическому полю, расстояние между ними мало по сравнению с длиной электромагнитной волны и размером скин-слоя, а параметры структуры плавно меняются вдоль оси z .

Будем полагать, что характерный масштаб (период) расслоения всюду в области неустойчивости совпадает с масштабом первоначально наиболее быстро растущего возмущения в плоскости максимального поля $E = 2\pi/\kappa = 2\pi r_d [(m/3M)(E_m^4/E_0^4)]^{-1/3}$, r_d — дебаевский радиус,

¹⁾ Можно показать, что при модуляционной неустойчивости бегущие плазменные волны неустойчивы относительно "встречных" возмущений. Эта неустойчивость приводит к образованию почти стоячих распределений плазменных колебаний.

$E_p^2 = 4(T_e + T_i)(m\omega^2/e^2)$ – характерное плазменное поле. Следовательно, но, за время развития неустойчивости $\tau = 10\gamma^{-1} = 5\omega_p^{-1}[(m/3M)(E_m^2/E_p^2)]^{-1/2}$

электромагнитная волна проходит вглубь плазмы на расстояние порядка толщины скин-слоя. Процесс расслоения происходит и в последующих скин-слоях и приводит либо к просветлению плазмы, либо к сдвигу области отражения электромагнитной волны в столь плотную плазму, для которой перестает выполняться условие модуляционной неустойчивости колебаний с периодом L . Разумеется, описанная модель справедлива лишь для начальной стадии процесса взаимодействия, на которой не играют роли эффекты перераспределения концентрации во всей области, занятой полем.

Исходную систему уравнений для медленных амплитуд поля с частотой, близкой к плазменной, $\mathbf{E} = \mathcal{E}(\mathbf{r}, t)e^{i\omega t}$ с учетом малых возмущений плотности, возникающих под действием электромагнитного давления, и линейной пространственной дисперсии представим в виде

$$\text{rot rot } \mathcal{E} = k_0^2 (\epsilon_0(z) - n) \mathcal{E} + i3r_d^2 \text{ grad div } \mathcal{E} - 2i \frac{\omega}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \mathcal{E}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} - v_s^2 \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = v_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} |\mathcal{E}|^2. \quad (2)$$

Здесь $\mathcal{E} = \mathbf{E}/E_p$, $\mathcal{H} = \mathbf{H}/E_p$, n – относительное возмущение концентрации, $v_s = (T_e/M)^{1/2}$ – скорость ионного звука.

В рассматриваемом случае электрическое поле является фактически суперпозицией полей электромагнитной волны и плазменных колебаний, обладающих существенно разными пространственными масштабами. Это позволяет воспользоваться при решении уравнений (1), (2) методом усреднения. Сначала решим задачу о возбуждении плазменных колебаний в сечении $z = \text{const}$ полем падающей волны $\mathcal{E} = x_0 \mathcal{E}(z, t)$, $\mathcal{H} = y_0 \mathcal{H}(z, t)$ описываемую x -компонентой уравнения (1), в которой

полагается постоянным вектор электрической индукции $D_x = k_0^{-2} \frac{\partial^2 E_{x_0}}{\partial z^2}$

$= \text{const}$, и уравнением (2), а затем усредним уравнение (1) по пространственному периоду плазменных колебаний, т. е. найдем \bar{E} как функцию D_x и будем рассматривать распространение электромагнитной волны, введя понятие эффективной диэлектрической проницаемости

$$\epsilon_{\text{эфф}} = [\bar{E}(D_x)/D_x]^{-1}. \quad (3)$$

Правая часть (3) также зависит от величины $\epsilon_{\text{эфф}}$, так что это соотношение является трансцендентным уравнением для определения $\epsilon_{\text{эфф}}$. Очевидно, электромагнитная волна является распространяющейся в области $\epsilon_{\text{эфф}} > 0$.

Для получения оценки характерных параметров просветления рассмотрим стационарное решение задачи, не останавливаясь подробно

на анализе процессов установления и устойчивости этого состояния¹⁾. Уравнение для плазменных колебаний в этом случае можно представить в виде

$$\frac{d^2 v}{d\zeta^2} - v + v^3 = v_0,$$

$$\text{где } v = |\epsilon|^{-1/2} \mathcal{E}, \quad \zeta = \sqrt{|\epsilon|} x / \sqrt{3} r_d, \quad v_0 = |\epsilon|^{-3/2} k_0^{-2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial z^2}, \quad (4)$$

$$|\epsilon| = |\epsilon_0| + v^2$$

черта означает усреднение по x . Интересующее нас решение уравнения (4) имеет в области $v_0 > 2/3\sqrt{3}$ вид периодической последовательности узких пиков с периодом $\sqrt{(|\epsilon|/3)}(L/r_d)$. В результате усреднения распределения поля $E_x(x)$ получим некоторое уравнение для эффективной диэлектрической проницаемости, справедливое в области неустойчивости. Не останавливаясь на подробностях, приведем следующую из этого уравнения оценку сверху на условие просветления ограниченного слоя плазмы.

$$\frac{E_m^2}{E_p^2} > \frac{1}{64} \left(\frac{2M}{m} \right)^{1/2} |\epsilon_M|^{3/2}, \quad (5)$$

где ϵ_M — значение ϵ в максимуме слоя. Величину E_m^2 можно связать с амплитудой волны E_0 , падающей из вакуума, например, с помощью соотношения $E_m^2 = 3,6(k_0 l)^{1/3} E_0^2$, l — характерный размер неоднородности невозмущенной плазмы в окрестности точки отражения.

Оценки характерных параметров просветления (пороговой амплитуды волны и времени просветления) хорошо согласуются с данными экспериментов [3, 4]. Более того, гипотеза об образовании узких волноводов была подвергнута проверке с помощью зондирования возмущенной области слабой пробной волной с линейной поляризацией электрического поля E_c — в присутствии интенсивной волны плазма оказывается прозрачной для пробной волны с $E_c \parallel E_0$ и непрозрачна для волны с ортогональной поляризацией поля [3]. Однако для окончательного ответа на вопрос о реализуемости данного механизма необходимо дополнительное экспериментальное исследование некоторых особенностей взаимодействия, вытекающих из предложенной модели.

Авторы признательны А.В.Гапонову, В.Б.Гильденбургу и М.А.Миллеру за интерес к работе и полезные дискуссии.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
11 июля 1975 г.

¹⁾ Стационарное распределение ленгмюровских колебаний при модуляционной неустойчивости может и не установиться. Например, в отсутствие эффективных механизмов диссипации уровень ленгмюровских колебаний осциллирует около некоторого среднего, аналогичные осцилляции, но значительно меньшей амплитуды наблюдаются и в распределении плотности плазмы [6,7].

Литература

- [1] В.П.Силин. ЖЭТФ, 53, 1662, 1967; В.А.Миронов. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиофизика, 14, 1450, 1971.
- [2] В.И.Таланов. Изв. высш. уч. зав. сер. Радиофизика, 7, 564, 1964; А.Г.Литвак. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиофизика, 9, 675, 1966.
- [3] Ю.Я.Бродский, Б.Г.Еремин, А.Г.Литвак, Ю.А.Сахончик. Письма в ЖЭТФ, 13, 136, 1971; Yu. Ja. Brodskii, S.V.Golubev, V.L.Gol'tsman, A.G.Litvak. Proc. of 6th Europ. Conf. on Cont. Fusion and Plasma Phys., Moscow, 1973, p. 549.
- [4] Г.М.Батанов, В.А.Силин. Письма в ЖЭТФ, 14, 445, 1971; Труды ФИАН, 73, 87, 1974.
- [5] K.Nishikawa. J. Phys. Soc. Jap., 24, 916, 1152, 1968.
- [6] А.Г.Литвак, В.Ю.Трахтенгерц, Т.Н.Федосеева, Г.М.Фрайман. Письма в ЖЭТФ, 20, 544, 1974.
- [7] G.J.Morales, Y.C.Lee, R.V.White. Phys. Rev. Lett., 32, 457, 1974.
-