Письма в ЖТФ, том 22, вып. 2 26 января 1996 г.

01;04

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА РЕЛЯТИВИСТСКОМ ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ

© *А.Д.Канарейкин, И.Л.Шейнман*

Хорошо известно, что на плоской границе разлета двух сред может существовать поверхностная электромагнитная волна, локализованная вблизи границы. Для этого необходимо, чтобы диэлектрические проницаемости сред имели разные знаки: $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 < 0$ [1]. Цилиндрическая геометрия задачи приводит лишь к дискретизации набора частот, не меняя условия для диэлектрических проницаемостей. Релятивистское движение среды (сильноточного пучка в плазме и т. п.) приводит к принципиально новым эффектам. Так, в [2] было показано, что на тангенциальном разрыве скорости однородной среды без дисперсии существование поверхностной волны невозможно в случае, когда волновой вектор $\mathbf{k}_\perp$ совпадает по направлению со скоростью среды $\mathbf{V}$. Вместе с тем при неколинеарных $\mathbf{k}_\perp$ и $\mathbf{V}$, образующих угол φ, существует критический угол φ_e, такой, что при $\varphi \geqslant \varphi_c$ поверхностные волны могут существовать и на тангенциальном разрыве скорости однородной среды: $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 > 0$ [3]. Наличие анизотропии задачи, связанной с выделенным направлением скорости среды, приводит к возникновению новых типов поверхностных волн. Аналогичные решения для анизотропных кристаллических сред были получены в [4] для границ изотропной среды и кристалла и в [5] на границе двух кристаллов.

Цилиндрическая геометрия для релятивистских движущихся сред порождает ряд интересных не исследованных ранее эффектов, связанных с многомодовой структурой излучаемых волн.

Рассмотрим движущийся плазменный поток в неподвижной среде с диэлектрической проницаемостью ε_1. Будем считать, что поток представляет собой цилиндр радиуса R с диэлектрической проницаемостью ε_2. Вещество в цилиндре движется вдоль его оси (ось z) с постоянной скоростью $\mathbf{V} = \beta c$, где c — скорость света.

Из уравнений Максвелла для движущейся среды и из граничных условий получим

$$(\varepsilon_2 S_2 - \varepsilon_1 S_1)(S_2 - S_1) = \frac{\nu^2}{\eta^2}\left(\frac{\tilde{\eta}_z{}^2}{\eta_2} - \frac{\eta_z}{\eta_1^2}\right)^2, \qquad (1)$$

где

$$S_1 = \frac{K'_\nu(\eta_1)}{K_\nu(\eta_1)}\frac{1}{\eta_1}, \qquad S_2 = \frac{I'_\nu(\eta_2)}{I_\nu(\eta_2)}\frac{1}{n_2}, \tag{2}$$

$I_\nu(x)$ — модифицированная функция Бесселя порядка ν, $K_\nu(x)$ — функция Макдональда, $\eta_1 = T_1R$, $\eta_2 = T_2R$, $\tilde{\eta}_z = \tilde{k}_zR/\delta$, $\eta_z = k_zR$, $\eta = kR$,

$$T_1^2 = k_z^2 - k^2\varepsilon_1, \quad T_2^2 = \frac{k_z^2}{\delta} - k^2\varepsilon_2\delta, \quad k = \frac{\omega}{c},$$

$$\tilde{k}_z = k_z + kQ, \quad \delta = 1 + Q\beta, \quad Q = \frac{\varepsilon_2 - 1}{1 - \varepsilon_2\beta^2}\beta.$$

Уравнение (1) представляет собой искомое дисперсионное уравнение для поверхностных волн в волноводе, образованном движущимся через плазму релятивистским пучком.

В дальнейшем мы будем рассматривать только чисто поверхностные волны, т. е. имеющие распределение величин E и H по радиусу, описывающиеся модифицированными функциями Бесселя внутри волновода и функциями Макдональда вне его: $T_1^2 > 0$, $T_2^2 > 0$.

Ниже представлены результаты расчетов корней k_z дисперсионного уравнения (1). На рис. 1 приведены зависимости постоянной распространения k_z от радиуса волновода при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.7$ для $k = \omega/c = 1\,\text{см}^{-1}$, $\gamma = 7.09$. Следует отметить, что при $\nu = 0$ дисперсонное уравнение не имеет корней, что соответствует в плоской геометрии поверхностным волнам, распространяющимся параллельно скорости движения среды. При $\nu \neq 0$ условия для возбуждения волн

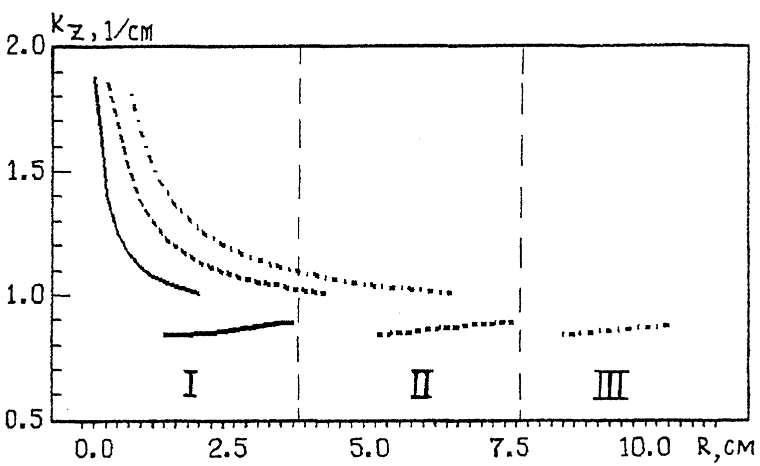

Рис. 1.

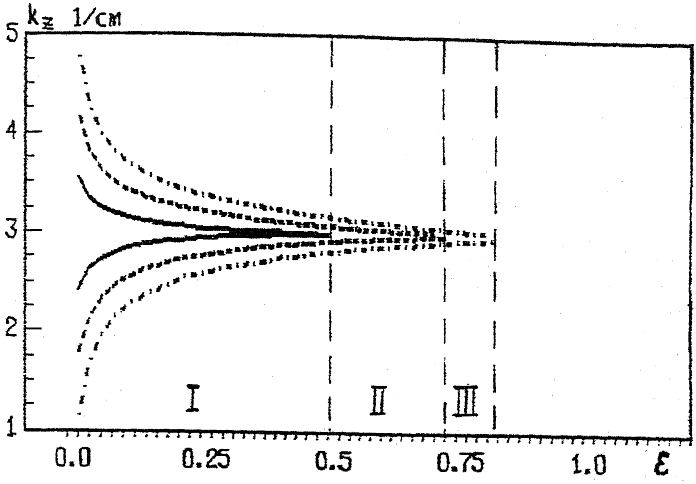

Рис. 2.

возникают, начиная с некоторой моды, что проявляется в наличии вещественных корней дисперсионного уравнения при $\nu \geqslant \nu_c$. Таким образом, в цилиндрической геометрии критическим параметром становится номер низшей моды и в области I, $0 < R \leqslant 4$, существуют все высшие гармоники, т. е. $\nu_c = 1$. В области II $4 \leqslant R \leqslant 7.5$, $\nu_c = 2$ и т. д. Таким образом, при увеличении радиуса происходит отсечка низших типов колебаний, ν_c увеличивается. При уменьшении радиуса R решение для нижней ветви приближается к асимптотическому значению $k\sqrt{\varepsilon}$.

На рис. 2 приведены зависимости постоянной распространения от диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2$ при $\gamma = 22.2$, $k = 3\,\text{см}^{-1}$, $R = 10\,\text{см}$. Хорошо видны области отсечки и увеличения критических номеров мод на единицу с ростом ε. Следует отметить наличие двух симметричных ветвей решения при $k_z > k$ и $k_z < k$.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность существования поверхностных электромагнитных волн в системе, сформированной релятивистским плазменным потоком и неподвижной плазмой в области частот, соответствующих положительным значениям ε по обе стороны разрыва скорости. Обнаружено, что при заданных β, ε, k и R наличие решения определяется критическим параметром — низшим номером моды, что в плоской геометрии аналогично наличию критических углов между β и $\mathbf{k}_\perp$. Аналогичных эффектов следует ожидать при волноводном распространении поверхностных волн в магнитосодержащих системах и оптически положительных кристаллах, т. е. в системах с той или иной формой анизотропии. Существование критических углов между осью анизотропии и волновым вектором плоской задачи однозначно предсказывает зависимость разрешенного набора мод от параметров системы.

Рзультаты настоящей работы применимы к задачам взаимодействия сильноточных релятивистских пучков с лабораторной и астрофизической плазмой.

Список литературы

[1] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. 2-е изд., испр. и доп. М.: Наука, 1982. 425 с.
[2] *Пикулин В.Д., Степанов Н.С.* // ЖТФ. 1975. Т. 45. № 11. С. 2288–2295.
[3] *Барсуков К.А., Канарейкин А.Д.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 9. С. 1847–1849.
[4] *Дьяконов М.И.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 119–123.
[5] *Аверкиев Н.С., Дьяконов М.И.* Опт. и спектр. 1990. Т. 68. № 5. С. 1118–1121.

Поступило в Редакцию
13 октября 1995 г.