01;04;09

Поверхностные волны на движущемся плазменном слое

© *И.Л. Шейнман, А.Д. Канарейкин, Е.А. Сизова*

С.-Петербургский государственный электротехнический университет

Поступило в Редакцию 29 января 1999 г.

Рассмотрены устойчивые и неустойчивые поверхностные электромагнитные волны на границе плоского движущегося плазменного слоя. Показано, что в отличие от одиночного тангенциального разрыва скорости внутри слоя могут существовать как медленные, так и быстрые волны. Максимальный пространственный инкремент нарастания колебаний достигается при направлениях распространения волн, отличных от направления движения слоя. Симметричные и антисимметричные относительно плоскости симметрии слоя волны имеют разные критические углы, начиная с которых развивается их нарастание; область углов, где поток устойчив, опредлеляется меньшим из них.

Возникновение поверхностной электромагнитной волны вблизи плоской границы раздела двух сред связано с наличием мнимой части у поверхностного импеданса [1], что соответствует случаю комплексного показателя преломления одной из сред [2]. В отсутствие потерь такая ситуация возможна, если диэлектрическая проницаемость $\varepsilon < 0$, т.е. для плазменной среды. При положительных значениях диэлектрической проницаемости обеих неподвижных граничащих сред возбуждение поверхностных волн вблизи границы невозможно. Релятивистское движение одной из сред приводит к возможности возбуждения электромагнитной поверхностной волны даже на тангенциальном разрыве скорости однородной среды с $\varepsilon > 0$ [3]. В этом случае необходимым условием существования поверхностных волн является возникающая анизотропия, связанная с появлением выделенного направления движения среды [4]. При этом волны могут распространяться только в направлениях, составляющих с направлением движения среды углы, превышающие некоторый критический угол.

Кроме устойчивых волн на тангенциальном разрыве скорости существуют нарастающие поверхностные электромагнитные волны, приводящие к гидродинамической неустойчивости релятивистских плазменных потоков [5]. Для плоского слоя релятивистское движение относительно неподвижной внешней среды порождает его неустойчивость из-за возбуждения удаляющихся от границы волн во внешней диэлектрической среде (черенковская неустойчивость) [6] или поверхностных волн, если неподвижной средой является плазма [7], однако проведенный в [6,7] анализ относился только к случаю коллинеарных скорости и волнового вектора.

Рассмотрим движущийся плоский плазменный слой толщиной $2h$ с диэлектрической проницаемостью ε_2 и скоростью $\mathbf{V} = \beta c$ в неподвижной среде с диэлектрической проницаемостью ε_1. В прямоугольной системе координат скорость имеет вид $\boldsymbol{\beta} = (0,\ \beta_y,\ \beta_z)$, волновой вектор $\mathbf{k}_\perp$ направлен вдоль оси z. Из уравнений Максвелла для движущейся среды и граничных условий получим:

$$\left(\varepsilon_2\kappa_1 S + \varepsilon_1\kappa_2\right)\left(\kappa_1 S^{-1} + \kappa_2\right) = (\varepsilon_2 - 1)(\varepsilon_1 - 1)\eta^2\gamma^2\beta_y^2, \qquad (1)$$

где $\kappa_1^2 = \eta^2 - \varepsilon_1$, $\kappa_2^2 = \eta^2 - 1 - (\varepsilon_2 - 1)\gamma^2(1 - \eta\beta_z)^2$, $\eta = k_z/k$, $k = \omega/c$, $k_z = |\mathbf{k}_\perp|$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

Уравнение (1) представляет собой дисперсионное уравнение для поверхностных волн в плоском волноводе, заполненном движущейся плазменной средой, и описывает волны с симметричной $\left(S = \mathrm{cth}\,(kh\kappa_2)\right)$ и антисимметричной $\left(S = \mathrm{th}\,(kh\kappa_2)\right)$ относительно плоскости $y0z$ компонентой поля E_z. В случае тангенциального разрыва скорости однородной среды, т. е. при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, уравнения (1) для симметричных и антисимметричных волн совпадают. При $h \to +\infty$ взаимное влияние границ становится пренебрежимо малым и (1) переходит в дисперсионное уравнение для поверхностных волн на плоской границе раздела двух сред, движущихся друг относительно друга [3]:

$$\left(\varepsilon_2\kappa_1 + \varepsilon_1\kappa_2\right)\left(\kappa_1 + \kappa_2\right) = (\varepsilon_2 - 1)(\varepsilon_1 - 1)\eta^2\gamma^2\beta_y^2. \qquad (2)$$

На рис. 1 приведены зависимости постоянной распространения k_z от угла φ между $\mathbf{k}_\perp$ и $\mathbf{V}$ для поверхностных волн на движущем слое ($k = 1\,\mathrm{cm}$, $\beta = 0.941$, $\gamma = 2.96$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.5$). Экспоненциально спадающие по амплитуде с удалением от границ вне слоя поверхностные волны внутри него могут быть двух типов: медленные поверхностные при $\kappa_2^2 > 0$ и быстрые объемные при $\kappa_2^2 < 0$. В отличие от одиночного тангенциального разрыва скорости, где поверхностные волны не могли распространяться под углами, меньшими некоторого критического угла

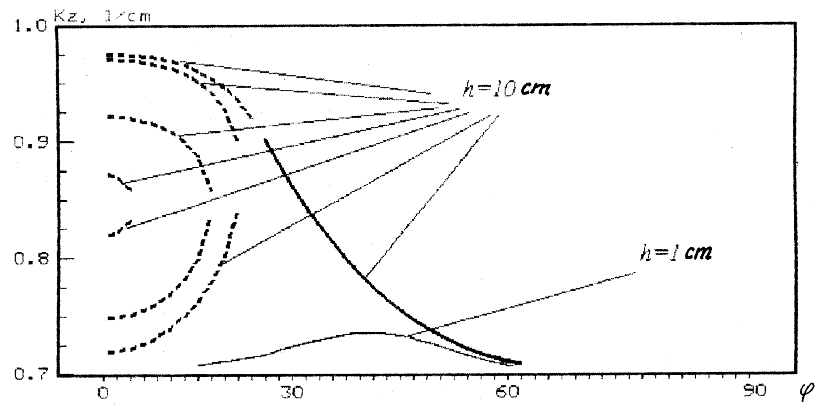

Рис. 1. Зависимости постоянной распространения k_z от угла φ между $\mathbf{k}_\perp$ и $\mathbf{V}$ для плоского движущегося слоя при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.5$, $k = \omega/c = 1\,\text{cm}^{-1}$, $\gamma = 3$, $\beta = 0.941$: ▬ — $\kappa_2^2 > 0$ (медленные волны), ▪▪▪ — $\kappa_2^2 < 0$ (быстрые волны), $h = 10\,\text{cm}$; —— — $\kappa_2^2 > 0$ (медленные волны), $h = 1\,\text{cm}$.

φ_k между $\mathbf{k}_\perp$ и $\mathbf{V}$ [3], для поверхностных волн на слое критический угол φ_k соответствует переходу от быстрых волн к медленным волнам. Наибольший критический угол достигается при $S \approx \sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2}$, что при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ дает $h \to +\infty$. Уменьшение толщины слоя ведет к снижению критического угла, при малых h быстрые объемные волны не возникают.

Кроме устойчивых, уравнения (1) могут иметь также нарастающие во времени или в пространстве решения, приводящие к возникновению абсолютной и конвективной неустойчивостей плазменного слоя. Аналитические выражения для плазменной внешней среды могут быть получены в предельных случаях высоких и низких частот подстановкой выражений для диэлектрической проницаемости неподвижной и движущейся плазмы в уравнение (2). Тогда при вещественных k имеем

$$\eta = \beta_z^{-1}\left[1 \pm ik_{p2}k^{-1}\gamma^{-1}\Big(\big(k^2 + k_{p1}^2\beta_y^2\big)/\big(k_{p1}^2 - 2k^2\big)\Big)^{1/2}\right], \qquad (3)$$

где $k \ll k_{p1}$, $k \ll k_{p2}$ и при $k \gg k_{P1}$, $k \gg k_{p2}$.

В случае, когда $k_z \ll k_{p1}$, $k_z \ll k_{p2}$ и $k \ll k_{p1}$, $k \ll k_{p2}$, решение можно представить в виде

$$\eta = \left[\beta_z(1+\nu) \pm i\Big(\nu\beta^2(1+\nu)\big(1-\beta_z^2+\nu(1-\beta^2)\big)\Big)^{1/2}\right]\Big(\beta_z^2+\nu\beta^2\Big)^{-1}, \quad (4)$$

где $\nu = k_{p2}/k_{p1}$, $k_{p1}^2 = 4\pi e^2 n_1/mc^2$, $k_{p2}^2 = 4\pi e^2 n_2/m\gamma c^2$, n_1 и n_2 — концентрации электронов вне и внутри слоя, e — заряд, m — масса электрона.

Отметим, что в этих случаях максимальный пространственный инкремент нарастания колебаний достигается при $\beta_z \to 0$, $\beta_y = \beta$. При этом из (4) получаем $\mathrm{Im}\,(\eta) = (1+\nu\gamma^{-2})(1+\nu)\gamma/\beta^2$.

Находя комплексные решения (1) в виде возмущений частоты волны, фазовая скорость которой равна скорости движения слоя в направлении ее распространения $k = k_0 + k_*$, $|k_*| \ll k_0$, $k_0 = \beta_z k_z$; $\beta_{ph} = \frac{k}{k_z} \approx \frac{k_0}{k_z} = \beta_z$, получим

$$k_* = \frac{k_{p2}}{\gamma}\left(\frac{\kappa_1^2 + \kappa_1\kappa_2 S - (\varepsilon_1 - 1)\gamma^2\beta_y^2/\beta_z^2}{(\kappa_1 S + \varepsilon_1\kappa_2)(\kappa_1 S^{-1} + \kappa_2)}\right)^{1/2}, \quad (5)$$

где $\kappa_1^2 = (1 - \varepsilon_1\beta_z^2)/\beta_z^2$, $\kappa_2^2 = (1-\beta_z^2)/\beta_z^2 + k_{p2}^2/k_0^2$. Таким образом, для возникновения резонансной неустойчивости волны необходимо либо $\varepsilon_1 < 0$, либо $\varepsilon_1 > 1$, т.е. диэлектрической внешней среде.

На рис. 2 приведены полученные на основе численного решения уравнений (1) и (2) зависимости вещественной и мнимой частей k при фиксированной вещественной постоянной распространения k_z от угла φ между $\mathbf{k}_\perp$ и $\mathbf{V}$ для поверхностных волн на тангенциальном разрыве скорости двух сред и движущемся плазменном слое при $k_z = 1\,\mathrm{cm}^{-1}$, $n_1 = n_2 = 1.4 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-1}$, $\beta = 0.999$, $\gamma = 22.4$, $h = 1\,\mathrm{cm}$. В ультрарелятивистском случае тангенциальный разрыв сокрости является устойчивым по отношению к поверхностным волнам с волновым вектором, параллельным скорости движения среды, но неустойчивым по отношению к волнам, распространяющимся под углами, большими некоторого критического угла φ. Для плазменного слоя симметричные и антисимметричные относильно плоскости $y0z$ волны имеют разные критические углы, начиная с которых развивается их нарастание. Область углов, где поток устойчив, определяется меньшими из них.

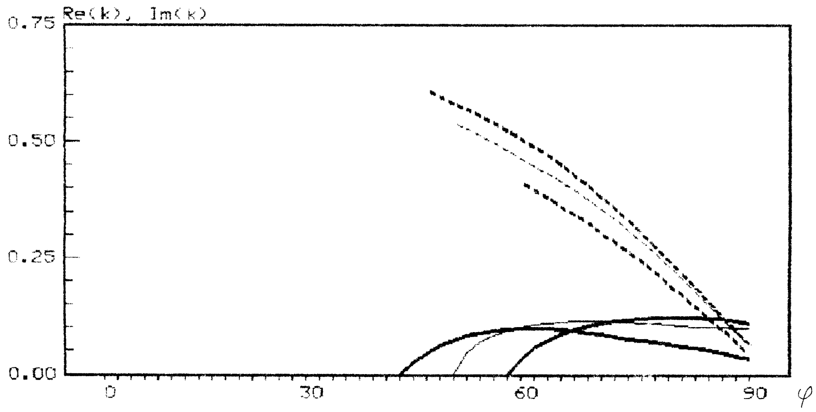

Рис. 2. Зависимости вещественной и мнимой частей $k = \omega/c$ от угла φ между $\mathbf{k}_\perp$ и $\mathbf{V}$ для волн на тангенциальном разрыве скорости и на плоском движущемся слое при $\beta = 0.999$ ($\gamma = 22.4$), $k_z = 1$ cm, $n_1 = n_2 = 1.4 \cdot 10^{11}$ cm, $h = 1$ cm: ▬ — Im (k), ▪▪▪ — Re (k), плоский движущийся слой; ___ — Im (k), _ _ _ — Re (k), тангенциальный разрыв скорости.

Исследованный тип поверхностных волн может быть использован в устройствах релятивистской плазменной СВЧ-электроники для генерации электромагнитных волн в направлениях, отличных от направления движения плазменного слоя.

Список литературы

[1] *Марков Г.Т., Чаплин А.Ф.* Возбуждение электромагнитных волн. М.–Л.: Энергия, 1967. 376 с.

[2] *Солименко С., Крозиньяни Б., Ди Порто П.* Дифракция и волноводное распространение оптического излучения / Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 664 с.

[3] *Барсуков К.А., Канарейкин А.Д.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 9. С. 1847–1849.

[4] *Канарейкин А.Д., Шейнман И.Л.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 2. С. 61–64.

[5] *Канарейкин А.Д., Шейнман И.Л.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 5. С. 76–79.

[6] *Кондратенко А.Н., Куклин В.М.* Основы плазменной электроники. М.: Энергоатомиздат, 1988. 320 с.

[7] *Гавриленко В.Г., Лупанов Г.А., Степанов Е.С.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. XIII. № 5. С. 700–705.