

ПОВЕРХНОСТНЫЕ КВАЗИ-ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ НА ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЕ ИОНИЗИРУЕМОЙ СРЕДЫ

Введение

Интенсивное развитие нанотехнологий сопровождается большим количеством экспериментальных и теоретических исследований поверхностных плазмон-поляритонов и их использованием в различных устройствах, хотя фундаментальные свойства поверхностных волн на металле были известны в течение почти пяти десятилетий [1]. Плазмон-поляритоны образуются на границе диэлектрика и материала с отрицательной диэлектрической проницаемостью. В качестве такого материала может быть как металл, так и плазма со сверхкритической плотностью электронов. Привлекательность плазмы состоит в том, что в ней можно легко менять параметры, плотность электронов среди них, и она может быть получена из первоначальной непроводящей диэлектрической среды путем ее ионизации. Поэтому представляет интерес исследовать взаимодействие электромагнитной волны с поверхностью нестационарной плазмы, плотность которой меняется во времени таким образом, что диэлектрическая проницаемость плазмы становится отрицательной. Важное значение приобретает начальный момент времени, к которому приурочено начало нестационарности. Введение такого начального момента позволяет различать момент "включения" поля и момент начала нестационарности.

Предположим, что невозмущенное электромагнитное поле создается точечным источником, поле излучения которого приближенно задается выражением $E_0 = \bar{I} \frac{\exp(i\omega t - ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}$,

и \bar{r}_0 – точка расположения источника. $k = \frac{\omega}{v}$, v – фазовая скорость волны в диэлектрике, проницаемость которого равна ϵ . В начальный момент времени, который будем считать нулевым, происходит резкая ионизация среды, в результате чего образуется плазма $\epsilon \rightarrow \epsilon_1 = 1 + \frac{\omega_c^2}{\omega^2}$, где ϵ_1 – диэлектрическая проницаемость ионизированной среды, ω_c – плазменная частота. В случае, когда электромагнитное поле существует в неограниченной диэлектрической среде, образование плазмы меняет величину и частоту поля [2, 3]. Если первичное излучение имеет частоту ω , то после образования плазмы поле состоит из двух различных волн с частотами ω и $\Omega = \sqrt{\omega_c^2 + c^2 k^2}$. Структура этих волн различна внутри и вне сферического волнового фронта, показанного на рис. 1, а, где E_{11}^+ волны частоты Ω , E_{10} – волна частоты ω . Волна частоты Ω сходится к точке источника, так что эта точка является особенностью для этой волны.

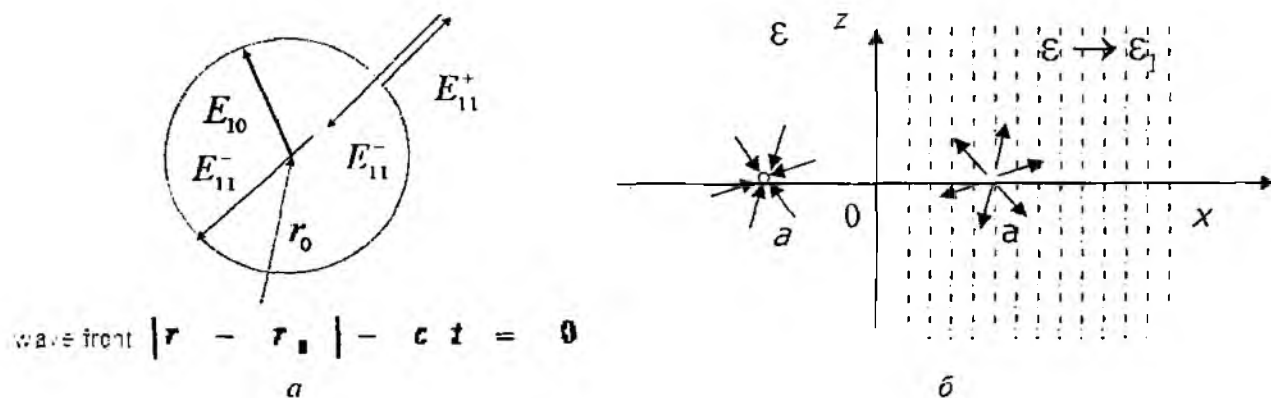


Рис. 1

Изменение излучения точечного источника внутри образующейся плазмы.

Этот процесс сильно меняется, если плазма образуется в ограниченной среде. Предположим, что источник $E_0 = \vec{I} \frac{\exp(i\omega t - ik_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}$ расположен в правом полупространстве в точке $r_0 = (a, 0, 0)$ и резкий скачок плотности плазмы в нулевой момент времени $\left(\varepsilon \rightarrow \varepsilon_1 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$ происходит в этом же полупространстве $x \geq 0$, т.е. в полупространстве с источником образуется плазма, характеризующаяся пламенной частотой ω_c .

В этом случае волна частоты Ω сходится к образу точечного источника, расположенного в точке, симметричной относительно границы плазмы [3]. Второй особенностью является то, что могут возникнуть условия для появления плазмон-поляритонов на границе плазмы. Анализ этого явления позволяет провести анализ выражения поля, полученного при помощи метода интегральных уравнений [4]. Анализ показывает, что пространственное распределение электромагнитного поля волны частоты Ω внутри плазмы становится более сложным и состоит из двух частей [4]. Первая часть определяется выражением:

$$\mathbf{E}_1 = \vec{I} \left\{ \frac{e^{i(\Omega + kR_0)}}{R_0(\omega + \Omega)} \theta(x - ct) - \frac{e^{-i(\Omega + kR_0)}}{R_0(\omega - \Omega)} + \left[(1+i) \sin \left(k \sqrt{r_{\perp}^2 + (x-a)^2} \right) / \sqrt{r_{\perp}^2 + (x-a)^2} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1 - \cos k(x-a) - \sin k(x-a)}{(x-a)} \right] \frac{e^{-i\Omega t}}{\omega + \Omega} \theta(ct - x) \right\}. \quad (1)$$

где $r_{\perp} = \sqrt{y^2 + z^2}$ – радиальная координата, параллельная границе плазмы, $R_0 = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|$, и θ – единичная функция Хэвисайда. Эта часть поля задается различными выражениями для двух областей, разделенных плоскостью $x = ct$, движущейся от границы. В области влияния границы $0 < x < ct$ поле содержит сферическую волну с центром в точке источника $x = a$, однако эта точка не является особой, т.к. поле в ней остается конечным.

Вторая часть поля тоже есть сферическая волна, которая имеет центр в точке $x = -a$, симметричной источнику и расположенной вне ионизированной среды, $x < 0$, рис. 1, б:

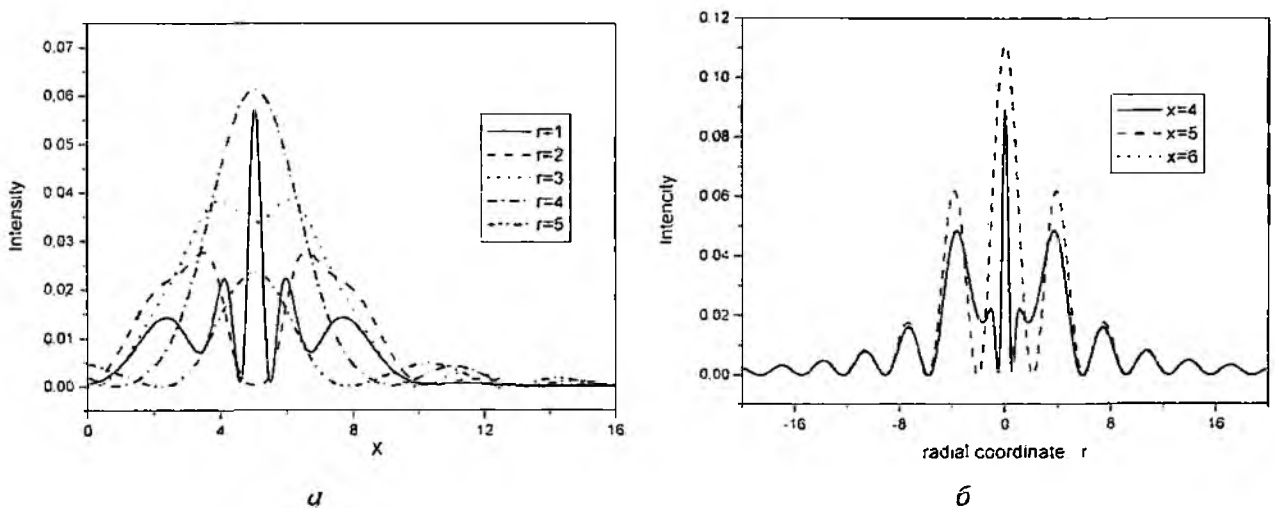


Рис. 2

$$\mathbf{E}_2 = \frac{\omega_c^2 e^{-\Omega}}{\Omega(\Omega - \omega)} \bar{\mathbf{E}} \left((1+i) \frac{\sin\left(k\sqrt{r_1^2 + (x+a)^2}\right)}{\sqrt{r_1^2 + (x+a)^2}} - \frac{1 - \cos(k(x+a)) - \sin(k(x+a))}{(x+a)} \right). \quad (2)$$

Поляризация этой волны задается вектором

$$\bar{\mathbf{E}} = \left\{ \frac{2ic}{\omega_c^2 - \Omega^2} \langle M_1 \rangle \begin{pmatrix} \partial_{r_1 r_1}^2 I_x + \partial_{r_2 r_2}^2 I_x \\ -\partial_{r_1 r_1}^2 I_x + \partial_{r_2 r_2}^2 I_x \\ 0 \end{pmatrix} - 4ivc \langle M_2 \rangle \partial_{r_2 r_2}^2 \begin{pmatrix} 0 \\ I_z \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{2}{\Omega^2} \langle M_3 \rangle \partial_u^2 \begin{pmatrix} 0 \\ I_z \\ I_\varphi \end{pmatrix} \right\}. \quad (3)$$

Энергия излучения источника после изменения параметров среды концентрируется вблизи источника. На рис. 2 показано, что с увеличением расстояния источника основной пик уменьшается и энергия убывает по мере удаления от источника.

Образование квази-плазмон-поляритона на поверхности образующейся плазмы

Поле вне плазмы после ее образования описывается выражением, представляющим собой обратное преобразование Лапласа по отношению к временной переменной и преобразование Ганкеля по отношению к пространственным переменным:

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{E}} = & \int_{u-i\infty}^{\alpha+i\infty} \frac{dp}{2\pi i} \left\{ \int_0^\kappa dz J_0(zr) z \bar{\mathbf{N}}(p, z) \frac{e^{p \cdot \varphi x / v}}{p - i\omega} \times \frac{-ie^{-u\sqrt{\kappa^2 - z^2}}}{\sqrt{\kappa^2 - z^2} (\psi + ic\sqrt{\kappa^2 - z^2})} + \right. \\ & \left. + \int_\kappa^\infty dz J_0(zr) z \bar{\mathbf{N}}(p, z) \frac{e^{p \cdot \varphi x / v}}{p - i\omega} \times \left[\frac{e^{-u\sqrt{-\kappa^2 + z^2}}}{\sqrt{-\kappa^2 + z^2} (\psi - c\sqrt{-\kappa^2 + z^2})} - \frac{2ce^{-\frac{u}{c}}}{p^2 + \Omega^2} \right] \right\}. \quad (4) \end{aligned}$$

где $\varphi = \sqrt{p^2 + z^2}$, $\psi = \sqrt{p^2 + \omega_c^2 + c^2 z^2}$. Вектор $\bar{\mathbf{N}}(p, z)$, определяет свойства поляризации излучения и не имеет особых точек по переменным (p, z) .

Анализ формулы (4) показывает, что поле вне плазмы также имеет волны с двумя частотами ω и $\Omega = (c^2 \kappa^2 + \omega_c^2)^{1/2}$. Вычисление вычета в (4) в полюсе, который соответствует вторичной волне, имеющей частоту источника ω , дает пространственное распределение поля этой волны вне плазмы:

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{E}}_1 = & \left\{ \bar{\mathbf{A}}_1 \left[-(1+i) \frac{\sin\sqrt{r^2 + (x^2 + a)^2}}{\sqrt{r^2 + (x^2 + a)^2}} - \right. \right. \\ & \left. \left. + 2 \sin \frac{x+a}{2} \left(\sin \frac{x+a}{2} - \cos \frac{x-a}{2} \right) / (x+a) \right] + \right. \\ & \left. + \bar{\mathbf{A}}_2 \left[\frac{\sin\sqrt{r^2 + (|x|+a)^2} - \cos\sqrt{r^2 + (|x|+a)^2}}{\sqrt{r^2 + (|x|+a)^2}} + \right. \right. \\ & \left. \left. + 2 \sin \frac{|x|+a}{2} \left(\sin \frac{|x|+a}{2} - \cos \frac{|x|+a}{2} \right) / (|x|+a) \right] \right\} e^{i\omega t} \quad (5) \end{aligned}$$

где $\bar{\mathbf{A}}_{1,2}$ – постоянный вектор, представляющий собой среднее значение $\bar{\mathbf{N}}(p, z)$. Поле этой волны убывает с расстоянием от границы плазмы. На рис. 3 показано затухание внешней волны частоты ω : a – с расстоянием от границы плазмы при $r = 1$; b – зависимость амплитуды поверхностной волны частоты ω от расстояния от источника вдоль границы плазмы при

$x = 0$. Такое поведение поля имеет черты поверхностной волны, которую можно классифицировать как плазмон-поляритон.

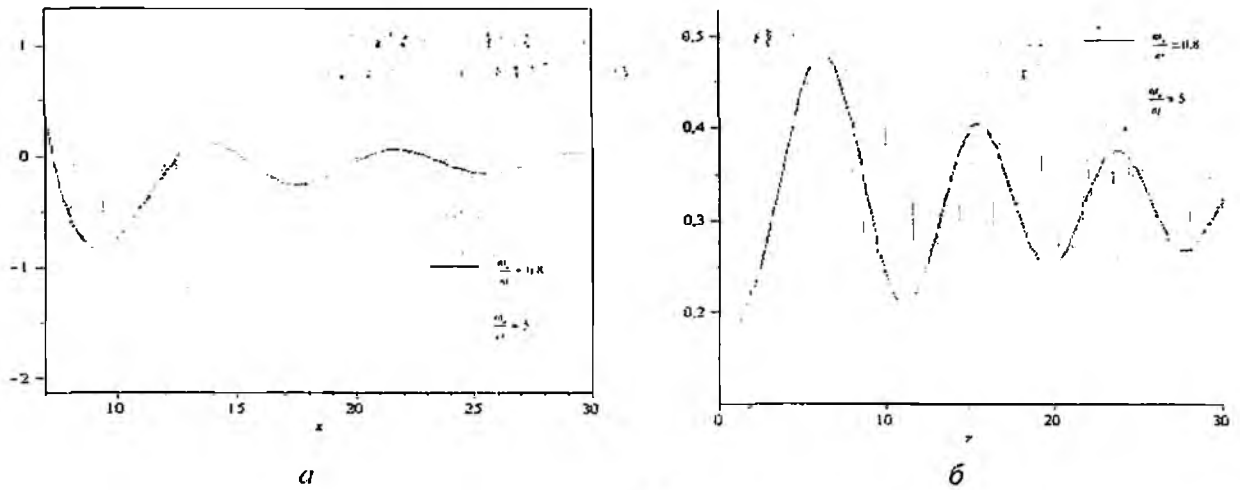


Рис. 3

Вычет в другом полюсе в (4) соответствует частоте $\Omega = (c^2 k^2 + \omega_p^2)^{1/2}$ и дает волну с этой частотой

$$\begin{aligned} \bar{E}_2 = & \bar{B}_1 e^{-i\Omega t} \int_0^k J_0(zr) k e^{i\sqrt{\Omega^2/r^2 - z^2} - i\omega\sqrt{k^2 - z^2}} dz + \\ & + \bar{B}_2 e^{-i\Omega t} \int_k^\infty J_0(zr) k e^{i\sqrt{\Omega^2/r^2 - z^2} - i\omega\sqrt{k^2 - z^2}} dz \end{aligned} \quad (6)$$

Амплитуда этой волны не убывает с расстоянием от границы плазмы, в отличие от предыдущего случая, потому что частота всегда больше, чем частота плазмы, $\Omega > \omega_p$, и диэлектрическая проницаемость на этой частоте всегда положительна.

Выводы

При помощи метода интегральных уравнений Вольтерра исследовано изменение излучения точечного источника в неограниченной плазме и в плазменном полупространстве при резком изменении во времени плотности плазмы. Показано, что после временного скачка плотности плазмы образуются волны с двумя частотами ω и $\Omega = \sqrt{\omega_p^2 + c^2 k^2}$. Волна с частотой Ω сходится в точке симметричной точке источника относительно границы плазмы. Таким образом, появление в начальный момент времени плазмы дает перефокусировку излучения плоской границей в точку, расположенную симметрично точке источника относительно границы ионизируемой среды. Волна с частотой ω имеет характер, похожий на плазмон-поляритон и ее амплитуда затухает по мере удаления от границы появившейся плазмы.

Список литературы 1. M. Mansuripur, A. R. Zakharian, J. V. Moloney. Surface Plasmon Polaritons on Metallic Surface // OPN, vol. 18, №4, pp.44-496 2007 2. F. R. Morgenthaler, Velocity modulation of electromagnetic waves. IRE Trans. on Microwave Theory and Technique, vol. 6, pp. 167-172, (1958). 3. A. Nerukh, S. Yeliseye. Focusing Of Point Source Waves By Plane Boundary Of Newly Created Plasma. in Proc. of ICTON'2006, vol.1, pp. 154-155. 2006 4. G. Nerukh, I.V. Scherbatko, and M. Marciniak Electromagnetic of modulated media with application to photonics. Warsaw, 2001.