

ИЗЛУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ПОЛЯ ПЛОСКОГО ИСТОЧНИКА ОТ ВНЕЗАПНОГЕНЕРИРУЕМОЙ ПЛАЗМЫ

ВОЗИАНОВА А.В.

Рассматривается образование поверхностных плазмон-поляритонов на плоской границе образующейся плазмы, индуцируемое плоским источником, расположенным под углом к границе плазмы.

1. Введение

Активное продвижение в нанотехнологиях дает возможность проводить большое количество экспериментов с металлическими структурами, толщина которых меньше длины волны. В связи с этим снова пробудился интерес к поверхностным плазмонам-поляритонам, что способствует возрождению теоретических исследований в этой области, хотя фундаментальные свойства поверхностных плазмон-поляритонов были известны в течение почти пятидесятилетий [1,2].

По определению поверхностные плазмоны это величина колебаний поверхностной плотности зарядов, но иногда этот термин используется для коллективных колебаний плотности электронов вблизи поверхности металла. Колебания поверхностных зарядов обычно

связывают с электромагнитными волнами, которые объясняют их назначение как поляритонов [3]. Плазмон-поляритоны применяются в ближнеполевой микроскопии, оптических системах формирования изображений с нанометрическим разрешением, гибридных фотонно-плазмонных устройствах и метаматериалах с отрицательным показателем преломления, для зондирования окружающей среды, в датчиках поверхностных плазмонов, которые используются при анализе биологических связей и т.п.

Плазмон-поляритоны применяются почти исключительно в оптическом диапазоне, потому что для их возникновения необходима отрицательная диэлектрическая проницаемость среды и малые потери в ней, что типично для металла в этом частотном диапазоне. Отрицательная диэлектрическая проницаемость обеспечивается плазмой, которая имеет большую плотность электронов. С другой стороны, плазма – это среда, которая может легко менять параметры, среди них плотность электронов, и может быть просто генерирована в начальной диэлектрической среде [2]. Целью данной работы является рассмотрение возможности появления поверхностных плазмон-поляритонов на границе плазма/диэлектрик при резком образовании плазмы, когда поле генерируется плоским источником. Положение источника рассматривается как параллельно границе раздела сред, так и под углом к ней.

2. Излучение линейного источника (начальное поле параллельно границе раздела)

В случае неоднородной среды, например слоистой, явление излучения усложняется, а если среда нестационарная, то оно приобретает нетривиальный вид. Излучение плоского источника в однородной среде хорошо известно.

Мы рассматриваем среду с диэлектрической проницаемостью ϵ , в которой электромагнитное поле излучается плоским источником $\vec{j} = \vec{q}\delta(x-a)e^{i\omega t}$. Плоский источник расположен параллельно YOZ (рис. 1).

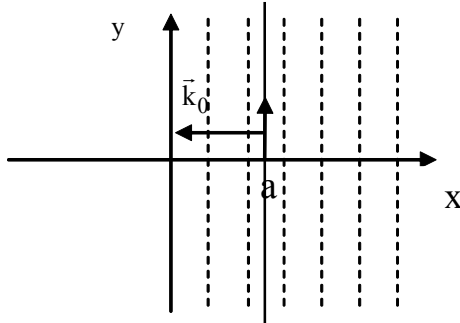


Рис. 1. Источник излучения расположен внутри образовавшейся плазмы, параллельно границе раздела плазма/диэлектрик

В нулевой момент времени полупространство $x > 0$ ионизируется и в нем образуется плазма. Проницаемость плазмы задается известным выражением $\hat{\epsilon}(\omega_e, \omega) = \epsilon_1 - \omega_e^2 / \omega^2$, где ϵ_1 описывает бездисперсионную часть новой среды в полупространстве $x > 0$ после нулевого момента времени, ω_e – плазменная частота. Начальное поле излучения источника представляет собой плоскую волну, распространяющуюся перпендикулярно к плоскости источника. Используя функцию Грина [4], найдем начальное поле источника $\vec{j} = \vec{q}\delta(x-a)e^{i\omega t}$:

$$\begin{aligned} \vec{E}_0 &= G * \frac{\partial \vec{j}}{\partial t'} = -\frac{\partial G}{\partial t} * \vec{j} = \\ &= -\frac{v^2}{4\pi} \hat{D} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{r}' \frac{\theta(t-t' - \frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{v})}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \vec{q} e^{i\omega t'} \delta(x'-a) = \\ &= -\frac{v}{2\pi} e^{i\omega t - i\frac{\omega}{v}|x-a|} ((\vec{i}, \vec{q})\vec{i} - \vec{q}) = \frac{v}{2\pi} e^{i\omega t - ik|x-a|} \vec{q}, \quad (1) \end{aligned}$$

где $\hat{D} = (\nabla\nabla - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2})$, $\vec{q} = (0 \ q \ 0)$, так как $(\vec{i}, \vec{q}) = 0$, * – обозначает свертку.

Посмотрим, как изменится электромагнитное поле после образования плазмы. Измененное внешнее поле найдем из следующего выражения:

$$\langle \mathbf{x} | \vec{E} \rangle = \langle \mathbf{x} | \vec{E}_0 \rangle + \langle \mathbf{x} | \hat{N} | \mathbf{x}' \rangle * \langle \mathbf{x}' | \vec{E}_0 \rangle, \quad (2)$$

где внешняя резольвента (оператор отражения) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{x} | \hat{N} | \mathbf{x}' \rangle &= \theta(-x) \frac{v_1^2 - v^2}{v^2 v_1} \int d\vec{p}_\perp \frac{1}{2\varphi_1} \{v_1 v u_m \tilde{P} + \\ &+ p^2 u_e I_\perp\} e^{p(t-t') + \frac{\varphi}{v} x - \frac{\varphi_1}{v_1} x' + i\vec{k}_\perp (\vec{r}_\perp - \vec{r}'_\perp)} \theta(x'), \quad (3) \end{aligned}$$

$$\text{где } \tilde{P} = \begin{pmatrix} -k_\perp^2 & -i\frac{\varphi_1}{v_1} \mathbf{k}_\perp \\ -i\frac{\varphi}{v} \mathbf{k}_\perp^* & \hat{\mathbf{k}}_\perp \end{pmatrix}, \quad \mathbf{k}_\perp = (k_2, k_3),$$

$$\mathbf{k}_\perp^* = \begin{pmatrix} k_2 \\ k_3 \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{k}}_\perp = \begin{pmatrix} k_2^2 & k_2 k_3 \\ k_3 k_2 & k_3^2 \end{pmatrix}, \quad I_\perp = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$u_m = \frac{2v_1\varphi}{v\varphi + v_1\varphi_1}, \quad u_e = \frac{2v_1\varphi}{v\varphi_1 + v_1\varphi}, \quad \varphi = \sqrt{p^2 + v^2 k_\perp^2},$$

$$\varphi_1 = \sqrt{p^2 + v_1^2 k_\perp^2}, \quad v_1 = \frac{cp}{\sqrt{\epsilon_1 p^2 + \omega_e^2}}, \quad \mathbf{r}_\perp = (y, z). \quad (4)$$

Здесь $\vec{p}_\perp = (p, \mathbf{k}_\perp)$ – переменные преобразования Фурье-Лапласа.

Итак, подставив выражение для начального поля источника (1) и оператор отражения (3) в формулу (2), получим

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{x} | \vec{E} \rangle &= \langle \mathbf{x} | \vec{E}_0 \rangle + \langle \mathbf{x} | \hat{N} | \mathbf{x}' \rangle * \langle \mathbf{x}' | \vec{E}_0 \rangle = \\ &= \frac{v}{2\pi} e^{i\omega t - ik|x-a|} \vec{q} + \\ &+ \frac{v}{2\pi} \theta(-x) \int_0^\infty dt' \int_{-\infty}^\infty d\vec{r}' \int d\vec{p}_\perp \frac{v_1^2 - v^2}{v^2 v_1} \frac{1}{2\varphi_1} \{v_1 v u_m \tilde{P} + \\ &+ p^2 u_e I_\perp\} \vec{q} e^{p(t-t') + \frac{\varphi}{v} x - \frac{\varphi_1}{v_1} x' + i\vec{k}_\perp (\vec{r}_\perp - \vec{r}'_\perp)} \times \\ &\times \theta(x') e^{i\omega t' - ik|x'-a|}. \quad (5) \end{aligned}$$

Вычислим каждый из интегралов во втором слагаемом отдельно. Сначала вычислим интегралы по временным и пространственным координатам, а потом по переменным преобразования Фурье-Лапласа:

$$1) \int_0^\infty dt' e^{p(t-t') + i\omega t'} dt' = \frac{e^{pt}}{p - i\omega}, \quad (6)$$

$$2) \int_0^\infty dx' e^{-ik|x'-a| - \frac{\varphi_1}{v_1} x'} = \int_0^a dx' e^{-ik(a-x') - \frac{\varphi_1}{v_1} x'} +$$

$$+ \int_a^\infty dx' e^{-ik(x'-a) - \frac{\varphi_1}{v_1} x'} = \frac{e^{-\psi_1 a} - e^{-ika}}{ik - \psi_1} + \frac{e^{-\psi_1 a}}{ik + \psi_1}, \quad (7)$$

где $\psi_1 = \frac{\phi_1}{v_1} = \frac{1}{c} \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2 + c^2 k^2}$ при условии, что $\text{Re}(\psi_1) > 0$. В дальнейшем это условие поможет при выборе корней для вычисления вычетов при интегрировании по переменной p :

$$3) \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\mathbf{k}_{\perp}(\bar{\mathbf{r}}_{\perp} - \bar{\mathbf{r}}'_{\perp})} d\mathbf{r}'_{\perp} = 4\pi^2 \delta(k_2) \delta(k_3). \quad (8)$$

Теперь вычислим интегралы по переменным преобразования Фурье-Лапласа:

$$4) \int d\mathbf{k}_{\perp} \frac{1}{2\phi_1} \{v v_1 \tilde{P}(\mathbf{k}_{\perp}) u_m(\mathbf{k}_{\perp}) + p^2 u_e(\mathbf{k}_{\perp}) I_{\perp}\} \bar{\mathbf{q}} e^{\frac{\phi}{v} \mathbf{x}} \times \\ \times \left(\frac{e^{-\psi_1 a} - e^{-ika}}{ik - \psi_1} + \frac{e^{-\psi_1 a}}{ik + \psi_1} \right) 4\pi^2 \delta(k_2) \delta(k_3). \quad (9)$$

Подставим u_m и u_e из формулы (4) в подынтегральное выражение (9):

$$\int d\mathbf{k}_{\perp} \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}}{p \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2 + c^2 k_{\perp}^2}} \times \\ \times \left\{ v v_1 \tilde{P}(\mathbf{k}_{\perp}) \frac{2v_1 \phi}{v\phi + v_1 \phi_1} + p^2 \frac{2v_1 \phi}{v\phi_1 + v_1 \phi} I_{\perp} \right\} \times \\ \times \bar{\mathbf{q}} e^{\frac{\phi}{v} \mathbf{x}} \left(\frac{e^{-\psi_1 a} - e^{-ika}}{ik - \psi_1} + \frac{e^{-\psi_1 a}}{ik + \psi_1} \right) 4\pi^2 \delta(k_2) \delta(k_3) = \\ = \frac{1}{p} \left\{ p^2 \frac{v_1}{v + v_1} I_{\perp} \right\} \bar{\mathbf{q}} e^{\frac{p}{v} \mathbf{x}} \cdot \left(\frac{e^{-\hat{\psi}_1 a} - e^{-ika}}{ik - \hat{\psi}_1} + \frac{e^{-\hat{\psi}_1 a}}{ik + \hat{\psi}_1} \right) = \\ = p \frac{v_1}{v + v_1} \bar{\mathbf{q}} e^{\frac{p}{v} \mathbf{x}} \times \\ \times \left(\frac{e^{-\frac{p}{v_1} a} - e^{-ika}}{ik - \frac{1}{c} \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}} + \frac{e^{-\frac{p}{v_1} a}}{ik + \frac{1}{c} \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}} \right), \quad (10)$$

где $\hat{\psi}_1 = \frac{1}{c} \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}$.

После интегрирования по пространственным переменным и переменным преобразования Фурье второе слагаемое в (5) примет следующий вид:

$$\int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} \frac{dp}{2\pi i} e^{\frac{p(t+\frac{x}{v})}{v}} p \left(\frac{cp}{\sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}} - v \right) \bar{\mathbf{q}} \times \\ \times \left(\frac{e^{-\frac{a}{c} \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}} - e^{-ika}}{ik - \frac{1}{c} \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}} + \frac{e^{-\frac{a}{c} \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}}}{ik + \frac{1}{c} \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}} \right). \quad (11)$$

Отметим, что полученный интеграл будет равен нулю при $t + \frac{x}{v} < 0$, так как в этом случае контур интегрирования можно замкнуть окружностью бесконечного

радиуса в правой полуплоскости, где у подынтегральной функции нет особенностей.

При вычислении интеграла при $t + \frac{x}{v} > 0$ контур интегрирования может быть замкнут лишь влево от прямой $\text{Re } \gamma$ (рис.2).

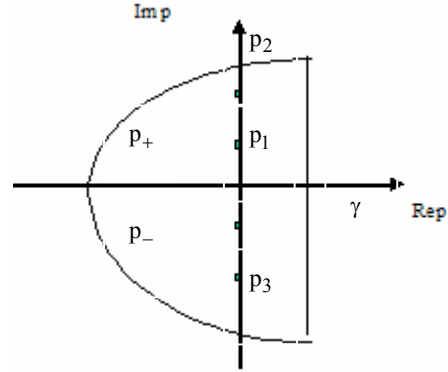


Рис. 2. Контур интегрирования для переменной p

Этот контур содержит все особенности подынтегральной функции. Выберем Риманову поверхность, чтобы подынтегральная функция была однозначной. Она является двузначной функцией, так как $z(p) = \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}$ имеет две точки ветвления $\pm i\omega_e / \sqrt{\varepsilon_1}$. Надо выделить ветвь функции $z(p)$, для которой выполняется условие

$\text{Re } \psi_1 = \text{Re } \sqrt{z^2 + \varepsilon \omega^2} = \text{Re } \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2 + \varepsilon \omega^2} > 0$. Для однозначного определения $z(p)$ можно рассматривать комплексную плоскость $p = \xi + i\eta$ как двулистную поверхность, листы которой соединяются по берегам разрезов. На каждом листе функция однозначно определена как функция переменного p . Чтобы выполнялось условие $\text{Re } \sqrt{z^2 + \varepsilon \omega^2} > 0$, следует склеивать листы Римановой поверхности вдоль кривой, заданной уравнением $\text{Re } \sqrt{z^2 + \varepsilon \omega^2} = 0$, которое и определяет требуемые линии ветвления. Попробуем провести разрезы на комплексной плоскости p . Для этого запишем ψ_1^2 в следующем виде:

$$\psi_1^2 = \varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2 + \varepsilon \omega^2 = \varepsilon_1 (\xi^2 - \eta^2 + 2i\xi\eta) + \omega_e^2 + \varepsilon \omega^2.$$

Предположим, что $\omega_e = \bar{\omega}_e + i\gamma$, тогда $\psi_1^2 = [\varepsilon_1 \xi^2 - \varepsilon_1 \eta^2 + \bar{\omega}_e^2 - \gamma^2 + \varepsilon \omega^2] + 2i[\varepsilon_1 \xi \eta + \bar{\omega}_e \gamma]$.

Построим графики зависимости вещественно и мнимой частей ψ_1^2 в зависимости от изменения ξ и η (рис.3). Разделим плоскость p на области кривыми, на которых либо

$$\text{Re } \psi_1^2 = \varepsilon_1 \xi^2 - \varepsilon_1 \eta^2 + \bar{\omega}_e^2 - \gamma^2 + \varepsilon \omega^2 = 0,$$

$$\text{либо } \text{Im } \psi_1^2 = 2[\varepsilon_1 \xi \eta + \bar{\omega}_e \gamma] = 0.$$

Таким образом, мы получили две области, образованные пересечением гипербол:

$$\frac{\varepsilon_1(\xi^2 - \eta^2)}{\bar{\omega}_e^2 + \varepsilon\omega^2 - \gamma^2} = -1 \text{ и } \xi = -\frac{\bar{\omega}_e\gamma}{\varepsilon_1\eta}, \text{ для которых выполня-$$

ется $\text{Re}\psi_1^2 > 0, \text{Im}\psi_1^2 > 0$.

Точки пересечения полученных двух гипербол будут выше (ниже) полюсов подынтегральной функции.

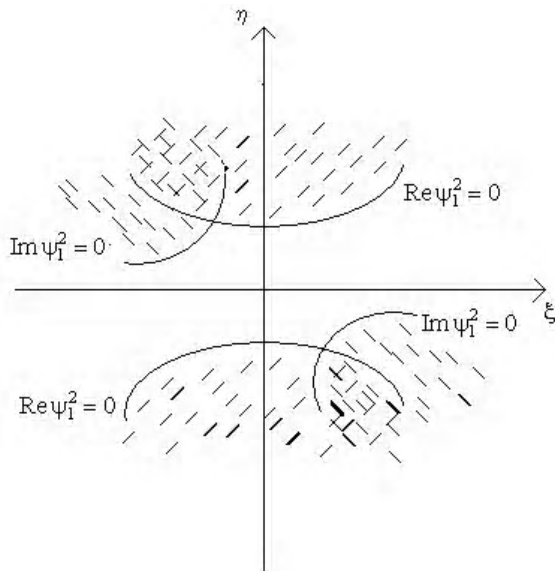


Рис. 3. Области комплексной плоскости p , ограниченные кривыми $\text{Re}\psi_1^2 = 0$ и $\text{Im}\psi_1^2 = 0$

Для выполнения условия $\text{Re}\psi_1 > 0$ на верхнем листе Римановой поверхности необходимо, чтобы на этом листе выполнялось неравенство $|\text{Arg}\psi_1^2| < \pi$. Отсюда в свою очередь следует, что нужно выбирать разрез по линии, определяемой уравнением $\text{Arg}\psi_1^2 = \pi$ или эквивалентными уравнениями $\text{Re}\psi_1 < 0$ или $\text{Im}\psi_1^2 = 0$. В результате мы однозначно определили положение разрезов, изображенных на рис. 4.

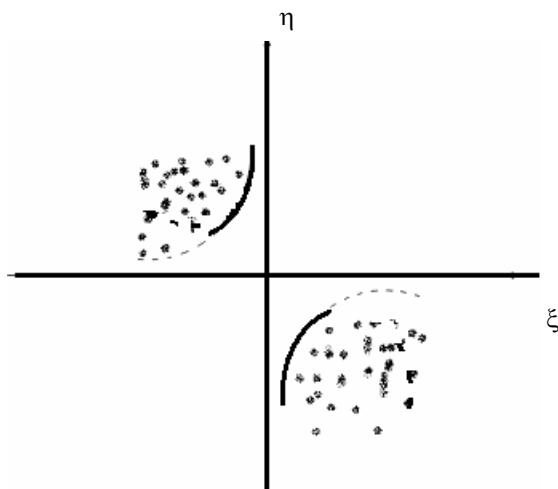


Рис. 4. Разрезы на комплексной плоскости p , удовлетворяющие условию $\text{Re}\psi_1 > 0$

Подынтегральное выражение имеет три особых точки и две точки ветвления $p_{\pm} = \pm i\omega_e / \sqrt{\varepsilon_1}$. Рассмотрим особые точки подынтегрального выражения:

1) $p - i\omega = 0, p_1 = i\omega$ – простой полюс, который попадает в контур интегрирования;

2) $ik - \frac{1}{c}\sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2} = 0$, для того чтобы выполнялось равенство, значение корня $\sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}$ берем со знаком “+”. Ему соответствует значение $p_2 = \frac{i}{\sqrt{\varepsilon_1}}\sqrt{k^2 c^2 + \omega_e^2} = \frac{i}{\sqrt{\varepsilon_1}}\sqrt{\varepsilon\omega^2 + \omega_e^2} = i\omega_2$ – устранимая особенность (конечный предел подынтегрального выражения), следовательно, вычет в этой точке будет равен нулю;

3) $ik + \frac{1}{c}\sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2} = 0$, для того чтобы выполнялось равенство, значение корня $\sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}$ берем со знаком “-”. Ему соответствует значение $p_3 = -\frac{i}{\sqrt{\varepsilon_1}}\sqrt{k^2 c^2 + \omega_e^2} = -\frac{i}{\sqrt{\varepsilon_1}}\sqrt{\varepsilon\omega^2 + \omega_e^2} = -i\omega_2$ – простой полюс.

Выбор знака решения в 2-3 следует из выполнения условия $\text{Re}(\psi_1) > 0$. Положительному (отрицательному) значению корня $\sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}$ соответствует положительное (отрицательное) значение мнимой части переменной p .

Окончательно для измененного внешнего поля получим следующее выражение:

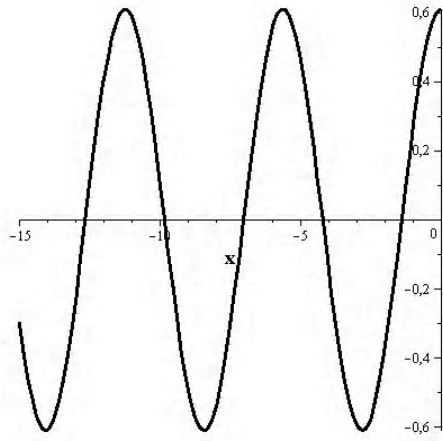
$$\langle x | \bar{E} \rangle = \frac{v}{2\pi} \bar{q} e^{i\omega t - i\frac{\omega}{v}|x-a|} + \frac{v}{2\pi} \theta(-x) \bar{q} e^{\frac{\Omega-1}{\Omega+1} e^{-i\omega_2(t+\frac{x}{v}) + ika} \theta(t+\frac{x}{v})}, \quad (12)$$

где $\Omega = \sqrt{\varepsilon + \frac{\omega_e^2}{\omega^2}}$.

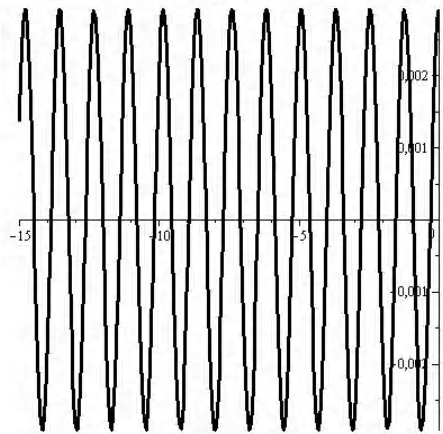
Получается, что после скачка параметров среды в левом полупространстве образуется движущаяся граница $x = -vt$, которая движется со скоростью v от границы раздела сред. В образовавшейся полосе $-vt < x < 0$ распространяется волна с новой частотой

$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1}}\sqrt{\varepsilon\omega^2 + \omega_e^2}$ и новым волновым числом ω_2 / v . Внешнее поле состоит из монохроматических

волн с частотами ω и $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1}}\sqrt{\varepsilon\omega^2 + \omega_e^2}$. Обе эти волны во внешнем полупространстве осциллируют, как показано на рис.5.



а



б

Рис.5. Внешнее поле с новой частотой

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1}} \sqrt{\epsilon \omega^2 + \omega_e^2}, \text{ когда плоскость источника}$$

расположена на расстоянии $a = 2$ от границы плазмы:

$$a - w = \frac{\omega_e^2}{\omega^2} = 0.5; \quad б - w = \frac{\omega_e^2}{\omega^2} = 2$$

Из этого следует, что если электромагнитное поле излучается плоским источником, параллельным плоскости YOZ, то плазмон-поляритоны появиться не могут.

3. Излучение линейного источника (начальное поле расположено под углом α к границе раздела)

Теперь мы рассмотрим случай, когда электромагнитное поле излучается плоским источником $\vec{j} = \vec{q}\delta(s)e^{i\omega t}$.

Плоский источник расположен под углом α к плоскости YOZ (рис.6). Аналогично рассмотренному выше случаю в нулевой момент времени полупространство $x > 0$ ионизируется и в нем образуется плазма. Проницаемость плазмы задается так же, как и в предыдущем случае выражением $\epsilon(\omega_e, \omega) = \epsilon_1 - \omega_e^2 / \omega^2$, где ϵ_1 описывает бездисперсионную часть новой среды в

полупространстве $x > 0$ после нулевого момента времени, ω_e – плазменная частота.

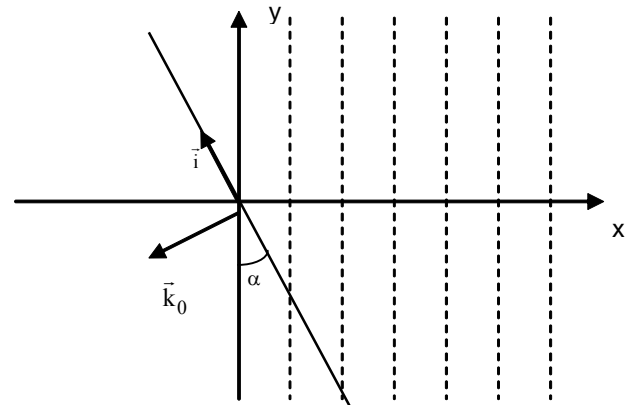


Рис. 6. Плоскость источника расположена под углом α к границе плазмы

Мы рассматриваем преобразование поля источника вне плазмы ($x < 0$), вызванное ее появлением. Аналогично предыдущему случаю будем искать решение этой задачи, используя метод интегральных уравнений во временной области [4,5].

Из этого следует, что решение в полупространстве $x < 0$ (внешнее поле) может быть представлено формулой (2). Задача заключается в исследовании поля в результате внезапного образования плазмы. Сначала, с помощью функции Грина [4], найдем начальное поле излучения источника до образования плазмы в случае излучения плоским источником, расположенным под углом к границе раздела сред:

$$\begin{aligned} \vec{E}_0 &= G * \frac{\partial \vec{j}}{\partial t'} = -\frac{\partial G}{\partial t} * \vec{j} = \\ &= -\frac{v^2}{4\pi} \hat{D} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int_{-\infty}^{\infty} dr' \frac{\theta(t-t' - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{v})}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \vec{q} e^{i\omega t'} \delta(S). \end{aligned} \quad (13)$$

Удобнее вычислить излучение тока аналогично случаю, когда источник расположен параллельно границе раздела на поверхности $x = 0$, при $a = 0$, т.е. положив $\delta(S) = \delta(x)$, а потом просто сделать поворот системы координат на соответствующий угол. Тогда согласно полученной формуле (1) начальное поле будет иметь следующий вид:

$$\vec{E}_0 = \frac{v}{2} e^{i\omega t - ik|x|} \vec{q}, \quad (14)$$

где $\vec{q} = (0, q_2, 0)$.

Сделаем поворот системы координат на угол α . Преобразование координат при повороте имеет следующий вид:

$$\begin{cases} x = x' \cos \alpha + y' \sin \alpha \\ y = -x' \sin \alpha + y' \cos \alpha \end{cases}$$

Подставив в начальное поле, получим:

$$\vec{E}_0 = \frac{v}{2} e^{i\omega t - ik|x' \cos \alpha + y' \sin \alpha|} \vec{q}, \quad (15)$$

где $\vec{q} = (q_2 \sin \alpha, q_2 \cos \alpha, 0)$.

Таким образом, можно задавать сразу начальное поле в виде плоской волны, распространяющейся под углом к плоскости поверхности плазмы.

Итак, подставив выражение для начального поля источника (15) и оператор отражения (3) в формулу (2), получим:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{x} | \vec{E} \rangle &= \langle \mathbf{x} | \vec{E}_0 \rangle + \langle \mathbf{x} | \hat{N} | \mathbf{x}' \rangle * \langle \mathbf{x}' | \vec{E}_0 \rangle = \\ &= \frac{v}{2} e^{i\omega t - ik|x \cos \alpha + y \sin \alpha|} \vec{q} + \\ &+ \frac{v}{2\pi} \theta(-x) \int_0^\infty dt' \int_\infty^\infty d\vec{r}' \int d\vec{p}_\perp \frac{v_1^2 - v^2}{v^2 v_1} \frac{1}{2\varphi_1} \times \\ &\times \left\{ v_1 v u_m \vec{P} + p^2 u_e \mathbf{I}_\perp \right\} \vec{q} e^{p(t-t') + \frac{\varphi}{v} x - \frac{\varphi_1}{v_1} x' + i\vec{k}_\perp (\vec{r}_\perp - \vec{r}'_\perp)} \times \\ &\times \theta(x') e^{i\omega t' - ik|x' \cos \alpha + y' \sin \alpha|}. \quad (16) \end{aligned}$$

Интегрирование по пространственным переменным и переменной преобразования Фурье k_3 выполняется аналогично предыдущему случаю при условии, что $\text{Re} \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2 + c^2 k_2^2} > 0$. Это условие в дальнейшем накладывает ограничения на выбор особенностей при дальнейшем интегрировании. Тогда второе слагаемое в (16) примет следующий вид:

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk_2}{2\pi} \int_{\eta-i\infty}^{\eta+i\infty} \frac{dp}{2\pi i} ((\varepsilon - \varepsilon_1) p^2 - \omega_e^2) \frac{c^2 \varphi}{\psi} \vec{F}(p, k_2) \times \\ &\times \frac{e^{pt + \frac{\varphi}{v} x + ik_2 y}}{2i\omega \sin \alpha} \\ &= \frac{e^{pt + \frac{\varphi}{v} x + ik_2 y}}{(p - i\omega)(\psi - ick_2 \text{ctg} \alpha) (k_2^2 - \frac{\omega^2}{v^2} \sin^2 \alpha)}, \quad (17) \end{aligned}$$

функция

$$\vec{F}(p, k_2) = \left[\frac{\vec{A}_1}{\varphi(\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2) + \sqrt{\varepsilon} p^2 \psi} + \frac{\vec{A}_2}{c(v\psi + c\varphi)} \right]$$

не имеет особых точек по переменным интегрирования.

Здесь

$$\vec{A}_1 = \begin{pmatrix} k_2 a_2 (k_2 \sin \alpha - i \frac{\cos \alpha}{c} \psi) \\ k_2 a_2 (i \frac{\sin \alpha}{v} + k_2 \cos \alpha) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{A}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ a_2 \cos \alpha \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$\varphi = \sqrt{p^2 + v^2 k_2^2}, \quad \psi = \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2 + c^2 k_2^2}.$$

Рассмотрим особенности подынтегральной функции в (17) по переменной p . У нее два простых полюса в точках:

$$p_1 = i\omega, \quad p_2 = \frac{i}{\sqrt{\varepsilon_1}} \sqrt{\omega_e^2 + \frac{c^2 k_2^2}{\sin^2 \alpha}}$$

(знак p_2 выбирается “+”, так как выполняется условие $\text{Re} \psi = \text{Re} \sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2 + c^2 k_2^2} > 0$).

После вычисления интеграла по переменной p в выражении (17) мы получим:

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk_2}{2\pi} e^{ik_2 y} \times (e^{i\omega t + x \sqrt{k_2^2 - k^2}} \times \vec{F}_1(k_2) + \\ &+ e^{\frac{it}{\sqrt{\varepsilon_1}} \sqrt{\omega_e^2 + \frac{c^2 k_2^2}{\sin^2 \alpha}} + \frac{x}{v\sqrt{\varepsilon_1}} \sqrt{-\omega_e^2 + c^2 k_2^2 \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \frac{1}{\sin^2 \alpha} \right)}} \times \vec{F}_2(k_2)). \quad (18) \end{aligned}$$

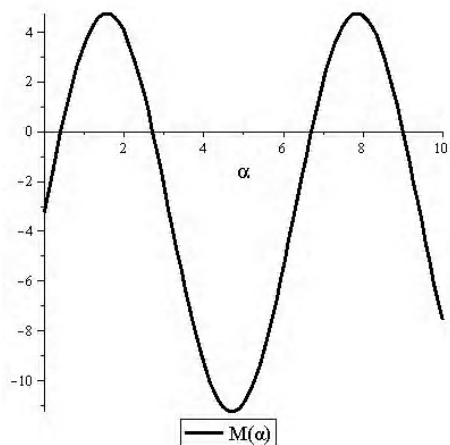
Плазмон-поляритоны могут возникнуть, только если в степени экспоненты коэффициент при x будет положительный. В первом слагаемом (18) этот коэффициент будет всегда отрицательным и не даст появления плазмон-поляритонов. Второе слагаемое дает новую волну с частотой $\omega_2 = \sqrt{\omega_e^2 + \varepsilon \omega^2}$. Волновая частота затухает при удалении от границы плазмы, когда коэффициент $M = \varepsilon_1 \sin^2 \alpha - \varepsilon - \frac{\omega_e^2}{\omega} > 0$. На рис. 7 показана зависимость амплитуды от угла α для различных сред.

Когда величина $M(\alpha)$ положительная, т.е. график находится над осью x , то возможно появление плазмон-поляритонов. Из рис. 7 видно, что для одних сред невозможно появление поверхностных плазмон-поляритонов, для вторых возможно только при определенных углах α , а для третьих – возможно при любом значении угла α .

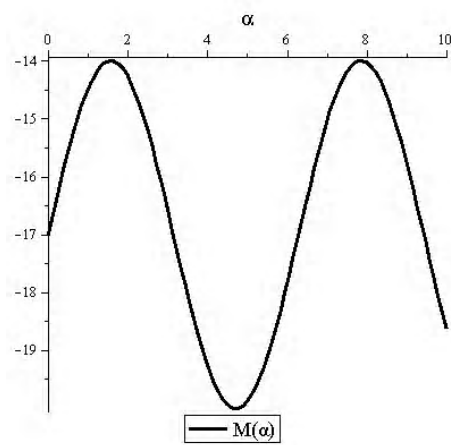
4. Выводы

В XX веке было обнаружено, что резонансные колебания поверхностной плазмы очень чувствительны к любому изменению поверхности раздела, например поглощению молекул металлической поверхностью. Это стало основой сенсорики поверхностного плазмонного резонанса, что является на сегодняшний день основой многих стандартных средств измерения поглощения материалов на поверхностях, в частности в коммерческих биосенсорах и различных lab-on-a-chip sensors.

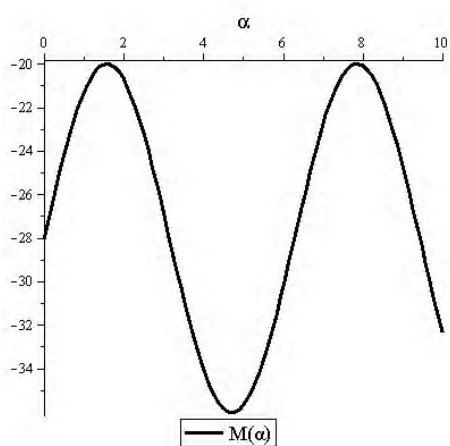
В данной работе при помощи метода интегральных уравнений Вольтерра исследовано изменение излучения плоского источника в результате ионизации среды. Аналогичная модель в стационарном случае была детально изучена уже давно [3]. При неоднородной среде, например слоистой, явление излучения усложняется, а если среда нестационарная, то оно приобретает нетривиальный вид.



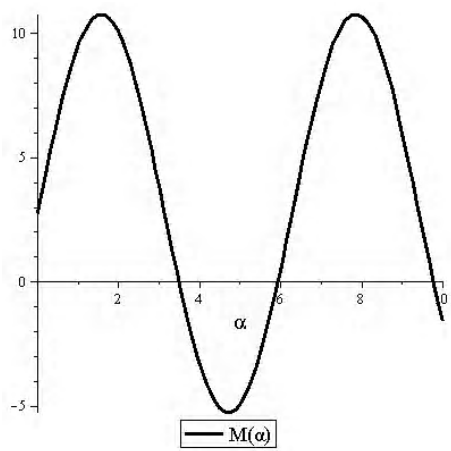
а



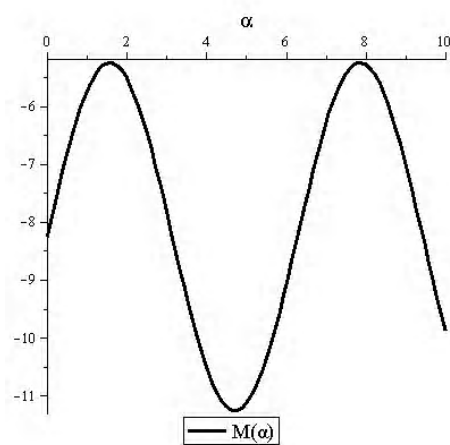
г



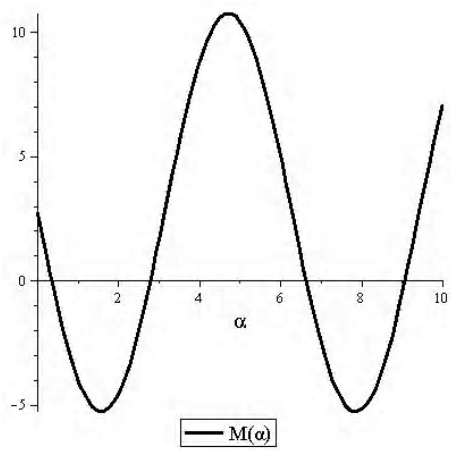
б



д



в



е

Рис. 7. Зависимость амплитуды от угла α для различных сред:

а $-\varepsilon = 3, \varepsilon_1 = 8, w = 0,5$; б $-\varepsilon = 3, \varepsilon_1 = 8, w = 5$ в $-\varepsilon = 8, \varepsilon_1 = 3, w = 0,5$; г $-\varepsilon = 8, \varepsilon_1 = 3, w = 5$; д $-\varepsilon = -3, \varepsilon_1 = 8, w = 0,5$; е $-\varepsilon = -3, \varepsilon_1 = -8, w = 0,5$

Научная новизна исследования заключается в том, что рассмотрена модель излучения плоского источника, расположенного под углом к границе раздела сред при резкой ионизации среды, т.е., когда задача становится нестационарной.

Показано, что когда начальное поле генерируется плоским источником, расположенным под углом α к границе плазмы, то волна с преобразованной частотой, уходящая от границы плазмы, подобна плазмон-поляритону, только в том случае, когда выполнено

условие $\varepsilon_1 \sin^2 \alpha - \varepsilon - \frac{\omega_c^2}{\omega} > 0$. Рассмотрены различные модели сред и зависимость амплитуды от угла наклона источника (см. рис.7).

Если же электромагнитное поле излучается плоским источником, параллельным плоскости YOZ, то плазмон-поляритоны в данной модели появиться не могут, (см. рис.5).

Показано, что в данной нестационарной системе может возникать нетрадиционный тип поверхностной волны, энергия которой сконцентрирована вблизи границы раздела ионизированная среда—диэлектрик,

что может проименятся в обработке изображений и сенсорах в нано-масштабе.

Автор выносит благодарность проф. Неруху А.Г. за консультации при написании данной статьи.

Литература: 1. *Mansuripur M., Zakharian A.R., Moloney J.V.* Surface Plasmon Polaritons on Metallic Surface, OPN. Vol. 18, №4 . P.44-496 2007 2. *Raether H.* Surface plasmons, Springer-Verlag, 1988 3. *Novotny L. and Hecht B.* Principles of nanooptics, Cambridge University Press, Cambridge, chapter 12, 2006. 4. *Nerukh A.G., Scherbatko I.V. and Marciniak M.* Electromagnetics of Modulated Media with Applications to Photonics, Warsaw, National Institute of Telecommunications Publishing House, 2001. 5. *Nerukh G. and Khizhnyak N.A.* Modern problems in nonstationary macroscopic electrodynamics (in Russian), Kharkov, «Test-Radio» Publishing House, 1991.

Поступила в редколлегию 10.06.2010

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. Тарапов С.И.

Возианова Анна Викторовна, ассистент кафедры высшей математики ХНУРЭ. Научные интересы: численно-аналитические методы для решения нестационарных задач электродинамики, нелинейные задачи, поверхностные колебания, метаматериалы, вейвлет-анализ. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, E-mail : vozianova@gmail.com, m.t.+38063 4726617, +7 965 023 8283.