621.373.826

А.А. Бурыкин В.П. Быков

УСЛОВИЯ ПОЛУЧЕНИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНОДЛИННОМ ТОНКОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СЛОЕ И ВЫВОДА ЭТОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ БОКОВУЮ ПОВЕРХНОСТЬ СЛОЯ ПОСРЕДСТВОМ ДЕФОКУСИРОВКИ

Московский физико-технический институт,
Институт общей физики РАН

Показано, что волна, распространяющаяся в достаточно тонком диэлектрическом слое, нанесенном на металлическую подложку, может иметь фазовую скорость, большую скорости света в вакууме. Такая волна излучает в свободное пространство через поверхность слоя. Определено пороговое усиление, при котором потери, вносимые металлической подложкой компенсируются.

Отличительными чертами рассматриваемого усиливающего слоя является отсутствие обычных ограничений на его длину, а также широкоапертурный вывод энергии из него.

При попытке неограниченно увеличить размеры активного слоя в лазере мы сталкиваемся со следующей проблемой: известно, что в оптическом усилителе нет смысла удлинять активный элемент сверх той длины, при которой в нем наступает насыщение, т.к. интенсивность больше не увеличивается, хотя энергия накачки затрачивается. Следовательно, дальнейшее увеличение длины активного элемента приведет лишь к падению КПД усилителя.

Если, однако, большую часть энергии пучка вывести в свободное пространство, так, чтобы оставшаяся интенсивность была далека от насыщающей, то можно продолжить эффективное усиление оставшейся части, наращивая таким образом полную мощность излучения.

В работах [1,2] для реализации этого предлагается использовать в качестве активного тела лазера плазменные слои, обладающие дефокусировкой, (т.е. диэлектрической проницаемостью, меньшей единицы), позволяющей осуществлять распределенный по всей поверхности слоя вывод излучения вовне.

В данной работе вместо плазменных слоев рассматривается тонкий слой диэлектрика, нанесенный на металлическую подложку. Диэлектрическая проницаемость диэлектрика больше единицы (около 1,5) , однако за счет того, что диэлектрическая проницаемость металла является большой отрицательной величиной (порядка -20), эффективная диэлектрическая проницаемость данной системы может быть меньше единицы, и поэтому возможен вывод излучения из слоя за счет дефокусировки.

Рассмотрим (см рис.1) распространение плоской монохроматической волны в диэлектрическом слое, нанесенном на поверхность металла. Будем считать, что рассматриваемая волна рождается внутри слоя благодаря накопленной в нем инверсии и из вне на него не падает никаких волн. При этом сама волна частично проникает в вакуум и в металл.

В данной системе возможно распространение двух типов волн, каждая из которых рассмотрена ниже.

Пусть плоская монохроматическая волна поляризована так, что вектор $\vec{E}$ лежит в плоскости XOY, т.е. она является волной ТЕ- типа. Соответственно поля в вакууме, диэлектрике и в металле имеют вид (зависимость от времени предполагается в виде $e^{-i\omega t}$):

$$
\begin{aligned}
E &= e^{ihz}\left(E'_{вак}e^{i\kappa_в x}\right)\\
E &= e^{ihz}\left(E_{диэл}e^{-i\kappa_д x} + E'_{диэл}e^{i\kappa_д x}\right),\\
E &= e^{ihz}\left(E_{мет}e^{-i\kappa_м x}\right).
\end{aligned}
\tag{1}
$$

Эти волны распространяются слева направо с одним и тем же волновым параметром h. Кроме того, слагаемые без штриха в этих выражениях соответствуют волнам, бегущим сверху вниз, а слагаемые с штрихом - волнам, бегущим снизу вверх. Эти волны удовлетворяют уравнениям Максвелла, поэтому параметры κ выражаются через h и соответствующие диэлектрические постоянные

$$
\begin{aligned}
\kappa_в &= \sqrt{k^2\varepsilon_в - h^2},\\
\kappa_д &= \sqrt{k^2\varepsilon_д - h^2},\\
\kappa_м &= \sqrt{k^2\varepsilon_м - h^2}.
\end{aligned}
\tag{2}
$$

Компоненты магнитного поля можно вычислить согласно уравнению

$$\vec{H} = (1/ik)rot\vec{E}.$$

Тогда, приравнивая на границах слоев касательные компоненты полей, получим систему

$$
\begin{aligned}
E'_v e^{i\kappa_v d} &= E_d e^{-i\kappa_d d} + E'_d e^{i\kappa_d d},\\
\kappa_v E'_v e^{i\kappa_v d} &= -\kappa_d E_d e^{-i\kappa_d d} + \kappa_d E'_d e^{i\kappa_d d},\\
E_d + E'_d &= E_m\\
\kappa_d E_d - \kappa_d E'_d &= \kappa_m E_m
\end{aligned}
\tag{3}
$$

Система (3) однородна и для ее разрешимости ее детерминант должен быть равен нулю. Это условие приводит к характеристическому уравнению

$$e^{2i\kappa_d d} = \frac{(\kappa_d + \kappa_v)(\kappa_d + \kappa_m)}{(\kappa_d - \kappa_v)(\kappa_d - \kappa_m)}, \tag{4}$$

определяющему параметр распространения волны h. Диэлектрическая постоянная металла отрицательна и велика по модулю ($\varepsilon_m = -\varepsilon_0$, $\varepsilon_0 \approx 20$). На границе диэлектрика с вакуумом пусть имеет место полное внутреннее отражение

$$\kappa_d^2 < k^2(\varepsilon_d - \varepsilon_v).$$

Тогда

$$\kappa_v = i\sqrt{k^2\left(\varepsilon_d - \varepsilon_v\right) - \kappa_d^2}$$
$$\kappa_m = i\sqrt{k^2\left(\varepsilon_0 + \varepsilon_d\right) - \kappa_d^2}, \tag{5}$$

правая часть в (4) по модулю равна единице и характеристическое уравнение (для основной волны) приводится к виду

$$arctg\sqrt{\frac{k^2\left(\varepsilon_d - \varepsilon_v\right) - \kappa_d^2}{\kappa_d^2}} + arctg\sqrt{\frac{k^2\left(\varepsilon_0 + \varepsilon_d\right) - \kappa_d^2}{\kappa_d^2}} = \kappa_d d. \tag{6}$$

Первое слагаемое левой части с ростом κ_d уменьшается от $\pi / 2$ до нуля. При $\kappa_d = \overline{\kappa}_d = k\sqrt{\varepsilon_d - \varepsilon_v}$ это слагаемое имеет точку ветвления, которая отражает тот физический факт, что с уменьшением толщины слоя d происходит переход от полного внутреннего отражения на границе диэлектрик-вакуум к прохождению волны через эту границу.

Зависимости левой и правой частей характеристического уравнения (6) от κ_d качественно показана на рис.2.

Толщина слоя d фигурирует лишь в правой части уравнения и определяет наклон линейной зависимости правой части от κ_d (рис.2). Как видим, имеется область изменения d

$$0 < d < d_{\lim} = \frac{1}{k\sqrt{\varepsilon_d - \varepsilon_v}} arctg\sqrt{\frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_v}{\varepsilon_d - \varepsilon_v}}, \tag{7}$$

в которой характеристическое уравнение имеет лишь комплексные корни. Для оценок положим $\varepsilon_0 = 20$, $\varepsilon_d = 1,5$, $\varepsilon_v = 1$. Тогда $kd_{\lim} = 2,00$, $d / \lambda = 0,32$.

Для данного исследования область (7) представляет наибольший интерес, поскольку в этом случае волна, выходящая в вакуум, осуществляет вывод излучения из слоя, распределенный вдоль всей его длины. Такой вывод излучения не позволяет интенсивности излучения в слое дорасти до насыщения и поэтому ограничения на длину активной среды, свойственные обычным схемам вывода излучения, в данном случае отсутствуют - слой может быть сделан произвольно длинным. Другое преимущество отмеченного выше, распределенного вывода излучения из слоя заключается в том, что это излучение выходит широким, а следовательно, слабо расходящимся пучком (ширина пучка пропорциональна длине слоя). Детальное изучение области (7) отложим до другого раза. В данной же работе исследуем вопрос о потерях, вносимых металлом. Этот вопрос важнейший, поскольку, если потери невозможно будет превзойти, то и вся изложенная идеология рухнет.

Вопрос о потерях мы исследуем в такой постановке. Определим, какое должно быть усиление в диэлектрическом слое, чтобы компенсировать потери, вносимые металлом. Другими словами, при каком соотношении усиления и потерь волна останется незатухающей вдоль слоя.

Константа распространения волны вдоль оси z определяется соотношением

$$H = h^2 / k^2 = \varepsilon_d - X\left(\varepsilon_d, \varepsilon_0\right), \tag{8}$$

где $X\left(\varepsilon_d, \varepsilon_0\right) = \kappa_d^2 / k^2$. Согласно характеристическому уравнению при заданных k и d величина κ_d, а вместе с нею и X являются функциями ε_d и ε_0. Толщину слоя d примем немного больше предельного значения, тогда для κ_d существует вещественный корень характеристического уравнения и, следовательно, $X(\varepsilon_d, \varepsilon_0)$ - вещественная функция ε_d и ε_0. Придадим диэлектрическим проницаемостям металла и диэлектрика чисто мнимые приращения

$$\tilde{\varepsilon}_0 = \varepsilon_0 + i\Delta\varepsilon_0$$
$$\tilde{\varepsilon}_1 = \varepsilon_1 + i\Delta\varepsilon_1$$

(тильдой обозначены ставшие комплексными диэлектрические проницаемости).

Тогда, раскладывая H как функцию $\tilde{\varepsilon}_0$ $u\tilde{\varepsilon}_1$ в окрестности точки ($\varepsilon_0, \varepsilon_1$)в ряд Тейлора до линейного члена включительно, получим

$$H(\tilde{\varepsilon}_1, \tilde{\varepsilon}_0) = H(\varepsilon_1, \varepsilon_0) + \Delta H(\varepsilon_1, \varepsilon_0)$$

При мнимых приращениях ε_d и ε_0 приращение H в первом порядке также будет мнимым. Если потребовать, чтобы оно было равно нулю, то рассматриваемая волна останется незатухающей.

Итак условие компенсации потерь имеет вид:

$$\Delta H = \frac{\partial H}{\partial \varepsilon_1}(\varepsilon_1, \varepsilon_0) \cdot i\Delta\varepsilon_1 + \frac{\partial H}{\partial \varepsilon_0}(\varepsilon_1, \varepsilon_0) \cdot i\Delta\varepsilon_0 = 0$$

т. е. (9)

$$\Delta\left(h^2 / k^2\right) = i\Delta\varepsilon_d - \Delta X = \left(1 - \frac{\partial X}{\partial \varepsilon_d}\right) i\Delta\varepsilon_d - \frac{\partial X}{\partial \varepsilon_0} i\Delta\varepsilon_0 = 0.$$

Следовательно, при компенсации отношение $P = \Delta\varepsilon_0 / \Delta\varepsilon_d$ должно быть равно

$$P = \left[1 - \left(\partial X / \partial \varepsilon_d\right)\right] / \left(\partial X / \partial \varepsilon_0\right). \tag{10}$$

Производные X по ε_d и ε_0 определяются дифференцированием характеристического уравнения (6). В результате получаем:

$$P = \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_0 + \varepsilon_d - X}}{\varepsilon_0 + \varepsilon_d} + \frac{\sqrt{\varepsilon_d - \varepsilon_v - X}}{\varepsilon_d - \varepsilon_v} + kd\right]\left(\varepsilon_0 + \varepsilon_d\right)\sqrt{\varepsilon_0 + \varepsilon_d - X} / X. \tag{11}$$

Заметим, что при $d = d_{\lim}$, т.е. в критическом режиме $X = \varepsilon_d - \varepsilon_v$ и, следовательно,

$$P = \frac{1}{\varepsilon_d - \varepsilon_v}\left[\left(\varepsilon_0 + \varepsilon_v\right) + kd\left(\varepsilon_0 + \varepsilon_d\right)\sqrt{\varepsilon_0 + \varepsilon_v}\right]. \tag{12}$$

При $\varepsilon_0 = 20,\ \varepsilon_d = 1{,}5,\ \varepsilon_v = 1,\ kd = 2{,}0$ имеем $P = 4{,}4 \cdot 10^2$.Следовательно, мнимая часть ε_d при компенсации должна быть равной

$$\Delta\varepsilon_d = \Delta\varepsilon_0 / P, \tag{13}$$

что при приведенных выше параметрах составляет $\Delta\varepsilon_d \cong 0{,}0023$.

Используя далее обычную связь показателя преломления $n + i\kappa$ с диэлектрической проницаемостью, для коэффициента усиления, необходимого для компенсации потерь, вносимых металлом, получаем выражение

$$q = \frac{\pi\Delta\varepsilon_d}{\lambda\sqrt{\varepsilon_d}}, \tag{14}$$

это составляет $q \cong 60 см^{-1}$.

Таким образом при достижении такого коэффициента усиления в диэлектрическом слое возникнет волна, которая будет выходить в вакуум по касательной к поверхности слоя (т.е. при углах, близких к углу полного внутреннего отражения).

Однако в такой системе кроме волны ТЕ - типа может еще распространяться волна ТМ - типа, т.е. плоская монохроматическая волна поляризованная так, что вектор $\vec{H}$ лежит в плоскости XOY (см. рис.1).

Для нее характеристическое уравнение имеет вид:

$$\mu\chi = arctg\left[\frac{\varepsilon_d\sqrt{(\varepsilon_d-\varepsilon_v)-\chi^2}}{\varepsilon_v\chi}\right] - arctg\left[\frac{\varepsilon_d\sqrt{(\varepsilon_d+\varepsilon_0)-\chi^2}}{\varepsilon_0\chi}\right] \qquad (15)$$

где $\mu = kd$ -обезразмеренная толщина слоя,

$\chi = \frac{\kappa_d}{k}$ -обезразмеренная вертикальная составляющая волнового вектора в слое диэлектрика

Графики правой и левой частей уравнения (15) качественно изображены на рис3.

Из анализа уравнения (15) и из графика видно, что ТМ - волна представляет собой плазмон, т. е. волну, затухающую вглубь и металла, и вакуума. Таким образом, ни при каких условиях нельзя получить незатухающую вглубь вакуума ТМ - волну. То есть для наших целей эта волна является «паразитной».

Поэтому ТМ - волна является серьезной угрозой для реализации вышеописанного режима с выводом излучения, т.к. если коэффициент усиления, который обеспечивает распространение волны ТМ - типа вдоль оси z без затухания будет меньше, чем аналогичный коэффициент усиления для волны ТЕ - типа, то в слое возникнет именно ТМ - волна (плазмон), и никакого вывода излучения из слоя не будет.

Коэффициент усиления, для волны ТМ - типа найдем аналогично случаю с волной ТЕ - типа. Получим

$$q_H = \frac{\pi}{\lambda\sqrt{\varepsilon_1}}\left[\frac{\left(\dfrac{\varepsilon_1\chi^2\left[2\left(\chi^2-\varepsilon_1\right)-\varepsilon_0\right]}{\left(\varepsilon_0+\varepsilon_1\right)\left[\left(\varepsilon_0-\varepsilon_1\right)\chi^2+\varepsilon_1^2\right]\sqrt{\left(\varepsilon_0+\varepsilon_1\right)-\chi^2}}\right)}{\left(\dfrac{\varepsilon_0\left(\varepsilon_1-2\chi^2\right)\sqrt{\left(\varepsilon_0+\varepsilon_1\right)-\chi^2}}{\left(\varepsilon_0+\varepsilon_1\right)\left[\left(\varepsilon_0+\varepsilon_1\right)\chi^2+\varepsilon_1^2\right]} + \dfrac{\varepsilon_v\left(\varepsilon_1-2\chi^2\right)\sqrt{\left(\varepsilon_1-\varepsilon_v\right)-\chi^2}}{\left(\varepsilon_1-\varepsilon_v\right)\left[\left(\varepsilon_1+\varepsilon_v\right)\chi^2-\varepsilon_1^2\right]} - \mu\right)}\right]$$

Для тех же значений диэлектрических проницаемостей и $\lambda = 10^{-4}$ см. получим при $d = d_{\lim}$ коэффициент усиления, равный $q_H = 215\,см^{-1}$. Таким образом, коэффициент усиления для ТМ - волны оказался гораздо больше, чем для волны ТЕ - типа, поэтому плазмона в системе не возникнет, и будет реализован вывод излучения из слоя.

Таким образом, в работе показана возможность получения когерентного излучения и его вывода за счет дефокусировки из тонкого диэлектрического слоя, нанесенного на поверхность металла. Также показано отсутствие ограничений на длину слоя, что позволяет значительно расширить площадь слоя с целью повышения полной мощности излучения, генерируемого в слое.

Однако требуемый коэффициент усиления ($q \cong 60 см^{-1}$) достаточно велик, и поэтому в данной системе накачка может осуществляться только с помощью лазера, что резко снижает интерес к ней, так как если бы было возможно осуществить накачку некогерентным излучением (например солнечным), то создание данной системы имело бы большое практическое значение.

Вместе с тем, необходимо заметить, что в данной работе проводились расчеты только при одних единственных (наиболее характерных) значениях диэлектрических проницаемостей металла и диэлектрика. Вполне возможно, что при других значениях этих величин будут получены лучшие результаты. Большая величина коэффициента усиления вызвана большим поглощением в металле. Поэтому представляется возможным использовать тонкий слой металла, так, что бы с одной стороны, уменьшить поглощение, а с другой стороны, что бы эффективная диэлектрическая проницаемость такой слоистой системы осталась бы меньше единицы, для вывода излучения за счет дефокусировки. Кроме того, в данной работе в качестве активного тела лазера предлагалось использовать диэлектрик, однако можно также использовать полупроводниковые пленки, которые, как известно, обладают высокими коэффициентами усиления.

Литература:

1.Бункин Ф.В, Быков В.П. Распространение волн в плазменных слоях и нитях, обладающих усилением. Препринт ИОФАН. М. 1985.

2.F.V. Bunkin, V.P. Bykov, and M.I. Djibladze. Defocusing as a Means of Light Removal from an Amplifying Medium. Appl. Phys. B50, 233-238 (1990).

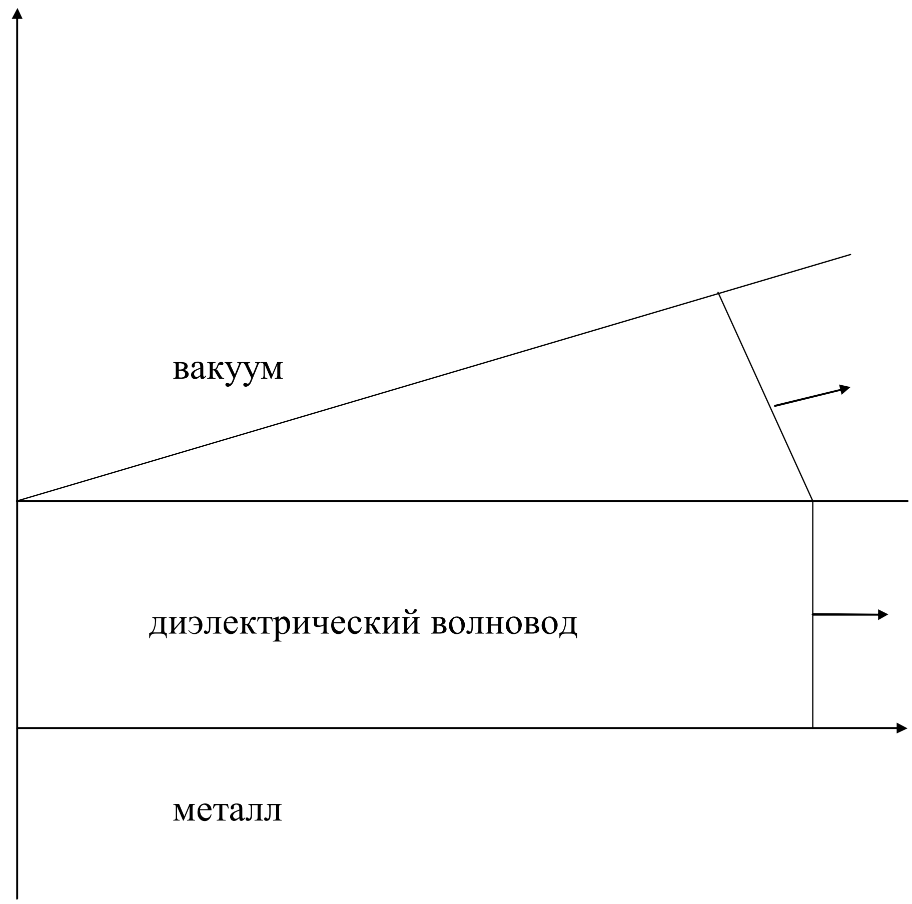

Рис.1. Распространение когерентного излучения в тонком диэлектрическом слое, нанесенном на поверхность металла.

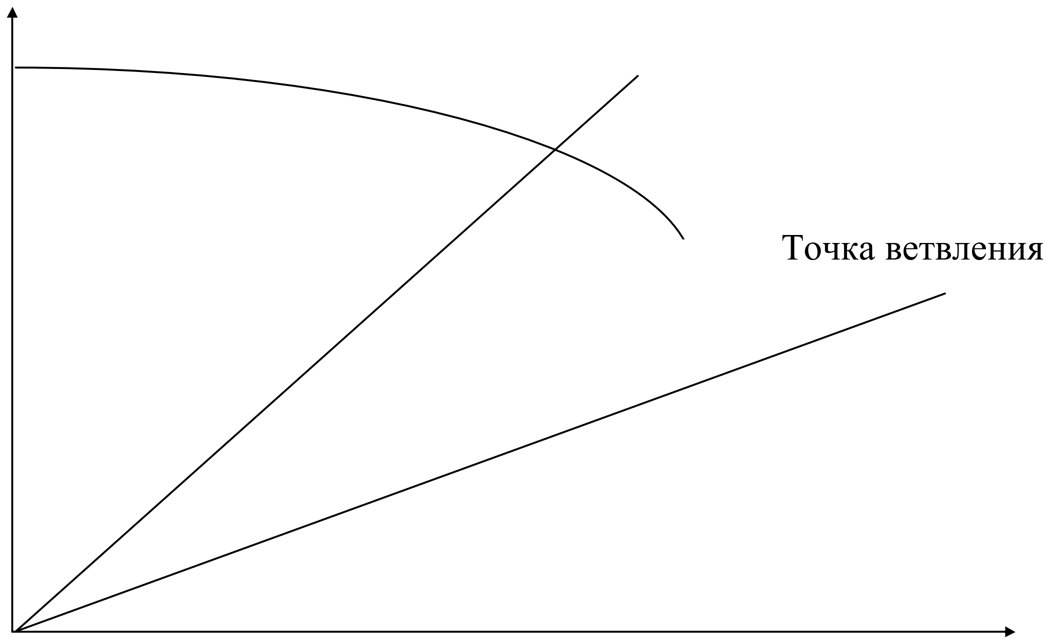

Рис.2. Графики левой и правой частей характеристического уравнения для волны TE - типа.

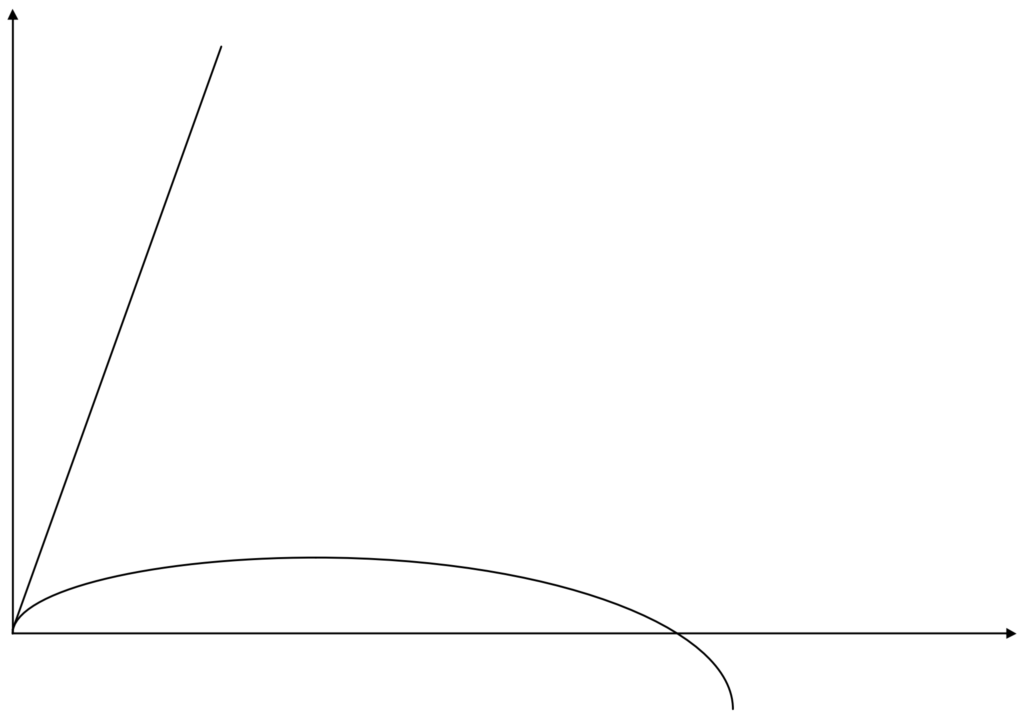

Рис.3. Графики левой и правой частей характеристического уравнения для волны ТМ - типа.