

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ**



*имени
П. Н. Лебедева*

Ф И А Н

ПРЕПРИНТ

6

В.С.ЗУЕВ, Г.Я.ЗУЕВА, Н.В.СЕРЕЖКИНА

**ГЕРМАНИЙ И КРЕМНИЙ В ОПЫТАХ
С НЕОДНОРОДНЫМИ ВОЛНАМИ
В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ**

МОСКВА 2005

Германий и кремний в опытах с неоднородными волнами в слоистых структурах

В. С. Зуев, Г. Я. Зуева, Н. В. Сережкина

Аннотация

Изучены собственные неоднородные (исчезающие) плоские волны $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{a}_y H e^{-\kappa_z z} e^{i(k_x x - \omega t)}$ в структурах с плоским слоем вещества $\varepsilon, \mu < 0$ и со слоем хорошо отражающего металла $\varepsilon < 0, \mu \geq 1$. Показан эффект увеличения проникающего поля в каждом из случаев, выявлены различия в проявлениях эффекта. Указано на плодотворные практические применения эффекта в нанооптике с использованием германия и кремния.

Введение

В работе /1/ в 1967 г. В.Г.Веселаго показал теоретически парадоксальные свойства вещества, у которого электрическая проницаемость и магнитная восприимчивость одновременно имеют отрицательное значение. Было предложено называть такую среду «левосторонней» для плоской электромагнитной волны, распространяющейся в ней. В этой среде и в этой волне вектор Пойнтинга $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ имеет направление, обратное волновому вектору. На границе традиционной среды, $\varepsilon, \mu \geq 1$, и левосторонней среды, $\varepsilon, \mu < 0$, плоская волна преломляется непривычным образом, так что волновой вектор плоской преломленной волны оказывается зеркальным отражением волнового вектора традиционно преломленной волны, причем с изменением своего направления на противоположное. В настоящее время изготовлены искусственные материалы, которые в некоторой области частот на микроволнах оказываются левосторонними веществами. Эти вещества представляют собой двумерные множества из колечек с разрезом (резонаторов) и из проволочек /2/. Можно думать, что вскоре будут разработаны изотропные материалы с левосторонним свойством.

Плоская пластина из вещества с $\varepsilon, \mu = -1$, как было показано еще в /1/, обладает фокусирующими свойствами. В работе /3/ было высказано утверждение, что фокусирующие свойства такой пластины являются совершенными: такая линза, как утверждается, может строить структуры более мелкие, чем длина волны падающего излучения. Было также показано, что для неоднородных плоских волн (их определение мы напомним ниже) с волновым числом $k_x \gg (\omega/c)\sqrt{\varepsilon\mu}$ аналогичным свойством обладает слой из хорошо отражающего на оптических частотах металла.

Работа /3/ инициировала многочисленные исследования, результатом которых были как опровержения утверждения о совершенстве линзы из левостороннего вещества, так и подтверждения этого замечательного свойства. Представление о содержании этой дискуссии можно составить на основе его изложения в работах /4,5/. Эти же работы интересны и сами по себе, так как содержат вполне определенные аргументы, аргументы, которые можно обсуждать, в пользу совершенной фокусировки.

Аргументы в пользу и против возможности совершенной фокусировки вырабатываются, как правило, посредством рассмотрения неоднородных плоских волн в неоднородном пространстве с левосторонней средой. Мы не будем здесь выяснять вопрос о возможности совершенной фокусировки, так как пока не убеждены, что рассмотрение неоднородных плоских волн решает вопрос о такой фокусировке. Мы рассмотрим более ограниченную

задачу, а именно вид неоднородных волн в слоистой структуре, содержащей левостороннее вещество.

Неоднородная плоская волна или по-английски исчезающая волна, *evanescent wave*, описывается следующими формулами:

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}, t) &= (E_x, E_y, E_z) e^{-\kappa_z z} e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)}, \\ \vec{H}(\vec{r}, t) &= (H_x, H_y, H_z) e^{-\kappa_z z} e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)}.\end{aligned}\quad (1)$$

Эта волна отличается тем, что в плоскости постоянной фазы амплитуда волны непостоянна в отличие обычной, однородной плоской волны. Волна распространяется вдоль направления $\vec{k} = \vec{a}_x k_x + \vec{a}_y k_y$ и затухает (κ_z - величина вещественная и больше нуля) вдоль оси z .

Отметим, что исчезающая волна $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E} e^{-\kappa_z z} e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$, $\vec{k} = \vec{a}_x k_x + \vec{a}_y k_y$, не идентична затухающей волне $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E} e^{-\vec{k}\vec{r}} e^{i(\vec{k}'\vec{r} - \omega t)}$, $\vec{k} = \vec{k}' + i\vec{k}''$.

Исчезающие волны (неоднородные плоские волны) возникают в опыте с полным внутренним отражением в среде с меньшим показателем преломления, см., например, /6/, и в опыте с возбуждением поверхностного плазмона на хорошо отражающем металле /7/, а также и в иных случаях. Неоднородная волна является решением волнового уравнения с характеристическим уравнением

$$k_x^2 + k_y^2 - \kappa_z^2 = (\omega/c)^2 \varepsilon \mu. \quad (2)$$

Формально, неоднородная волна (2) является решением волнового уравнения во всем однородном пространстве. Но с физической точки зрения неограниченный рост решения в сторону $z \rightarrow -\infty$ допустить нельзя. Это означает, что неоднородная волна (1) приемлема в качестве физического решения лишь в пространстве, содержащем границу при некотором значении z . Именно такая ситуация осуществляется в упомянутых выше опытах по возбуждению неоднородной волны.

Рассмотрим последовательно неоднородную волну в структуре со слоем вещества $\varepsilon, \mu < 0$ и в структуре со слоем хорошо отражающего металла $\varepsilon < 0, \mu \geq 1$.

Неоднородная волна в структуре со слоем вещества $\varepsilon, \mu < 0$

Будем рассматривать структуру, состоящую из 3-х плоских слоев вещества, см. рис.1. Слои 1 и 3 будем считать веществами с традиционными свойствами $\varepsilon_1, \mu_1 \geq 1$ и $\varepsilon_3, \mu_3 \geq 1$, слой 2 – левостороннее вещество $\varepsilon_2, \mu_2 < 0$. В области 1 имеется исчезающая волна

$$\begin{aligned}H_{0y}(\vec{r}, t) &= H_{0y} e^{-\kappa_{0z} z} e^{i(k_{0x} x - \omega t)}, \\ E_{0x}(\vec{r}, t) &= i \frac{c \kappa_{0z}}{\omega \varepsilon_1} H_{0y} e^{-\kappa_{0z} z} e^{i(k_{0x} x - \omega t)}, \\ E_{0z}(\vec{r}, t) &= -\frac{c k_{0x}}{\omega \varepsilon_1} H_{0y} e^{-\kappa_{0z} z} e^{i(k_{0x} x - \omega t)}.\end{aligned}\quad (3)$$

У волны мы выбираем индекс 0 как у падающей волны, хотя, конечно, она не падает на границу при $z = d_1$, а проникает за эту границу. Будем считать, что $\frac{\varepsilon_1}{\mu_1} = \frac{\varepsilon_2}{\mu_2} = \frac{\varepsilon_3}{\mu_3}$,

отражение отсутствует, поэтому нет необходимости вводить в рассмотрение отраженные волны. Волну правее границы $z = d_1$ будем искать в виде плоской волны, присваивая ей индекс 2. Амплитуду этой волны определим, применяя граничные условия

$$H_{0y}(\vec{r}, t)|_{z=0} = H_{2y}(\vec{r}, t)|_{z=0}, \quad E_{0x}(\vec{r}, t)|_{z=0} = E_{2x}(\vec{r}, t)|_{z=0}. \quad (4)$$

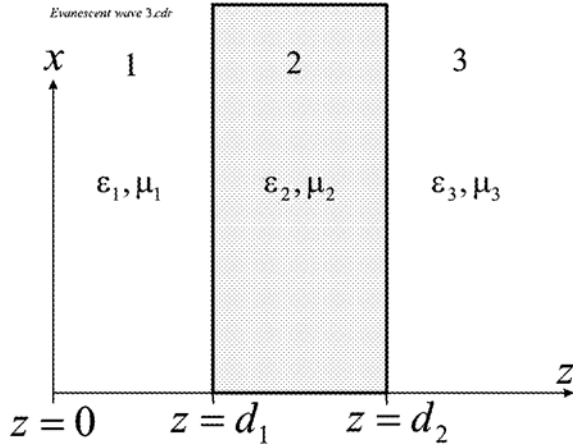


Рис.1. Исчезающая волна в структуре со слоем вещества ε_2, μ_2 .

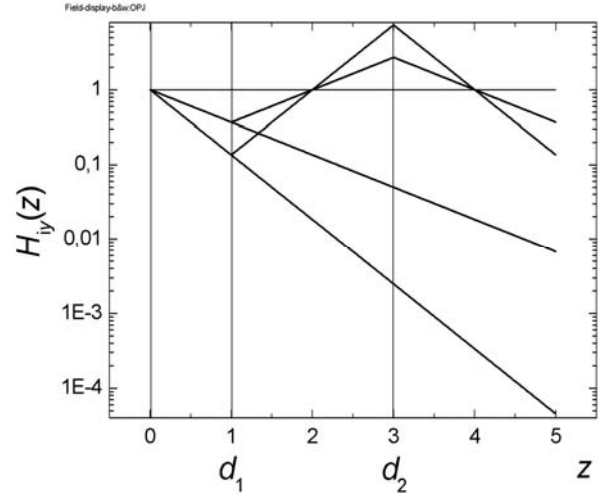


Рис.2. Распределение поля в исчезающей волне в структуре со слоем вещества $\varepsilon_2, \mu_2 < 0$ для двух значений κ_{0z} .

Результат получается следующим:

$$\begin{aligned} k_{2x} &= k_{0x}, \quad k_{2z} = -i\kappa_{0z}(e_2 / \varepsilon_1), \quad e_2 = \varepsilon_2, \\ H_{2y}(\vec{r}, t) &= H_{0y} e^{-\kappa_{0z}d_1(1+e_2/\varepsilon_1)} e^{\kappa_{0z}(e_2/\varepsilon_1)z} e^{i(k_{0x}x - \omega t)}, \\ E_{2x}(\vec{r}, t) &= i(c\kappa_{0z} / \omega\varepsilon_1) H_{0y} e^{-\kappa_{0z}d_1(1+e_2/\varepsilon_1)} e^{\kappa_{0z}(e_2/\varepsilon_1)z} e^{i(k_{0x}x - \omega t)}, \\ E_{2z}(\vec{r}, t) &= (c\kappa_{0x} / \omega\varepsilon_2) H_{0y} e^{-\kappa_{0z}d_1(1+e_2/\varepsilon_1)} e^{\kappa_{0z}(e_2/\varepsilon_1)z} e^{i(k_{0x}x - \omega t)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Из формул (5) видно, что исчезающая волна ведет себя парадоксально в слое вещества $\varepsilon_2, \mu_2 < 0$. Волна нарастает вдоль координаты z . Заметим, что при выводе формул (5) нам не пришлось делать выбор знака у k_{2z} . Знак k_{2z} однозначно определился в данном случае знаком $\kappa_{0z} = i\kappa_{0z}$.

Нет нужды специально вычислять вектор Пойнтинга слева и справа от границы $z = d_1$. Его нормальные компоненты слева и справа должны быть равны друг другу. Но $\vec{S}_n = \vec{a}_z E_x H_y$, то есть \vec{S}_n равно произведению тангенциальных компонент поля E_x и H_y . Поскольку применяя граничные условия мы приравняли эти компоненты, то и без вычислений ясно, что равенство $\vec{S}_{0n}|_{z=d_1} = \vec{S}_{2n}|_{z=d_1}$ имеет место.

Теперь рассмотрим поле у границы $z = d_2$, см. рис.1. Нам понадобятся формулы для падающей и прошедшей волн, отраженная волна отсутствует благодаря выбору $\frac{\varepsilon_2}{\mu_2} = \frac{\varepsilon_3}{\mu_3}$. Результат выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
 k_{3x} &= k_{0x}, \quad k_{3z} = i\kappa_{0z} \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}, \\
 H_{3y}(\vec{r}, t) &= H_{0y} e^{-\kappa_{0z} d_1 \left(1 + \frac{e_2}{\varepsilon_1}\right)} e^{\kappa_{0z} d_2 \left(\frac{e_2 + \varepsilon_3}{\varepsilon_1}\right)} e^{-\kappa_{0z} \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} z} e^{i(k_{0x} x - \omega t)}, \\
 E_{3x}(\vec{r}, t) &= i \frac{c\kappa_{0z}}{\omega \varepsilon_1} H_{0y} e^{-\kappa_{0z} d_1 \left(1 + \frac{e_2}{\varepsilon_1}\right)} e^{\kappa_{0z} d_2 \left(\frac{e_2 + \varepsilon_3}{\varepsilon_1}\right)} e^{-\kappa_{0z} \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} z} e^{i(k_{0x} x - \omega t)}, \\
 E_{3z}(\vec{r}, t) &= -\frac{c k_{0x}}{\omega \varepsilon_3} H_{0y} e^{-\kappa_{0z} d_1 \left(1 + \frac{e_2}{\varepsilon_1}\right)} e^{\kappa_{0z} d_2 \left(\frac{e_2 + \varepsilon_3}{\varepsilon_1}\right)} e^{-\kappa_{0z} \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} z} e^{i(k_{0x} x - \omega t)}.
 \end{aligned} \tag{6}$$

На рис.2 показано распределение поля вдоль оси z в однородном пространстве и в пространстве со слоем вещества $\varepsilon_2, \mu_2 < 0$, расположенным между $z = d_1$ и $z = d_2$. Исчезающая волна убывает экспоненциально на участках $0 \leq z \leq d_1$ и $d_2 \leq z$ и нарастает экспоненциально на участке $d_1 \leq z \leq d_2$. Поле исчезающей волны H_{3y} , проникшей за слой вещества с $\varepsilon_2, \mu_2 < 0$, становится вновь равным исходной величине H_{0y} (в плоскости $z = 0$) в плоскости

$$z_0 = \frac{e_2 + \varepsilon_3}{\varepsilon_3} d_2 - \frac{e_2 + \varepsilon_1}{\varepsilon_3} d_1. \tag{7}$$

Эта плоскость одна и та же для всех κ_{0z} .

Формулы (6) не содержат явной зависимости от μ_1, μ_2, μ_3 . Эта зависимость содержится неявно в κ_{0z} и k_{0x} . При $k_{0x} \gg (\omega/c) \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$, когда приближенно выполняется равенство $\kappa_{0z} \approx \kappa_{2z}$, этой неявной зависимостью можно пренебречь. Впрочем, наличие отрицательного знака у μ при отрицательном ε позволило нам выше допустить отсутствие отраженных волн. При положительном μ отраженные волны неизбежно возникают. В /3/ наблюдение о независимости от μ послужило для автора поводом рассмотреть исчезающие волны в пространстве со слоем вещества $\varepsilon_2 < 0, \mu_2 \geq 1$. Такие свойства имеют хорошо отражающие металлы на оптических частотах. В /3/ продемонстрирован в электростатическом приближении для уравнений Максвелла эффект приблизительного сохранения мелкой структуры поля с $k_{0x} \gg (2\pi/\lambda_0)$, λ_0 - длина волны в свободном пространстве на рассматриваемой частоте ω . Мы сделаем здесь подобное рассмотрение, пользуясь принятым выше методом собственных волн и граничных условий.

Исчезающая волна в пространстве со слоем хорошо отражающего металла

Вновь будем рассматривать структуру, состоящую из 3-х плоских слоев вещества, см. рис.1. Слои 1 и 3 будем считать веществами с традиционными свойствами $\varepsilon_1, \mu_1 \geq 1$ и $\varepsilon_3, \mu_3 \geq 1$, слой 2 – хорошо отражающий металл $\varepsilon_2 < 0, \mu_2 \geq 1$. В данном случае нужно рассматривать падающую волну с индексом 0, отраженную границей при $z = d_1$ волну с индексом 1, проникшую в слой металла волну с индексом 2, отраженную на границе $z = d_2$ волну с индексом r и проникшую в пространство 3 волну с индексом 3. Будем считать, что

$$k_{0z} = i\kappa_{0z}, k_{1z} = -i\kappa_{0z}, k_{2z} = i\kappa_{2z}, k_{rz} = -i\kappa_{2z}, k_{3z} = i\kappa_{0z}. \quad (8)$$

При этом мы предположили, что $\varepsilon_3 = \varepsilon_1$. Вычисления дают следующий результат:

$$\begin{aligned} H_{1y} &= -H_{0y} \frac{(K-1)(K+1)(1-e1/e2)}{(K-1)^2 - (K+1)^2(e1/e2)} \\ H_{2y} &= -2H_{0y} \frac{(K-1)}{(K-1)^2 - (K+1)^2(e1/e2)} \\ H_{3y} &= -4H_{0y} \frac{Ke1}{(K-1)^2 - (K+1)^2(e1/e2)} \\ H_{ry} &= -2H_{0y} \frac{(K+1)(e1/e2)}{(K-1)^2 - (K+1)^2(e1/e2)} \\ e1 &= e^{-(\kappa_{2z}-\kappa_{0z})d_2}, e2 = e^{(\kappa_{2z}+\kappa_{0z})d_2}, K = (\kappa_{2z}\varepsilon_1 / \kappa_{0z}e_2) \end{aligned} \quad (9)$$

Имеется резонанс при двух значениях K :

$$K = \frac{\kappa_{2z}\varepsilon_1}{\kappa_{0z}e_2} = \begin{cases} \frac{1 + \sqrt{e1/e2}}{1 - \sqrt{e1/e2}} = \frac{1 + e^{-\kappa_{2z}d_2}}{1 - e^{-\kappa_{2z}d_2}} \\ \frac{1 - \sqrt{e1/e2}}{1 + \sqrt{e1/e2}} = \frac{1 - e^{-\kappa_{2z}d_2}}{1 + e^{-\kappa_{2z}d_2}} \end{cases} \quad (10)$$

Эффект расщепления резонанса в слое металла ограниченной толщины подробно обсуждается в /8/. Расщепление связано с существованием симметричной и антисимметричной мод. Отметим кстати, что в металлическом цилиндре расщепление для моды TM_0 отсутствует вследствие полной осевой симметрии. При малой толщине металлического слоя расщепление резонанса велико, так как $1 + e^{-\kappa_{2z}d_2} \gg 1 - e^{-\kappa_{2z}d_2}$, а при большой толщине слоя, когда $e^{-\kappa_{2z}d_2} \ll 1$, расщепление мало, резонансное значение K приблизительно равно 1, и этому значению K соответствует

$$k_{0x}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 \frac{\varepsilon_1 \mu_2 - \varepsilon_2 \mu_1}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}. \quad (11)$$

При $\mu_1 = \mu_2$ мы получим хорошо известную формулу $k_{0x} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}$ для волнового числа поверхностного плазмона, см., например /7/. Таким образом, формулы (9) и (10) демонстрируют наличие поверхностно-плазмонного резонанса.

Построим поля, см. рис.3.

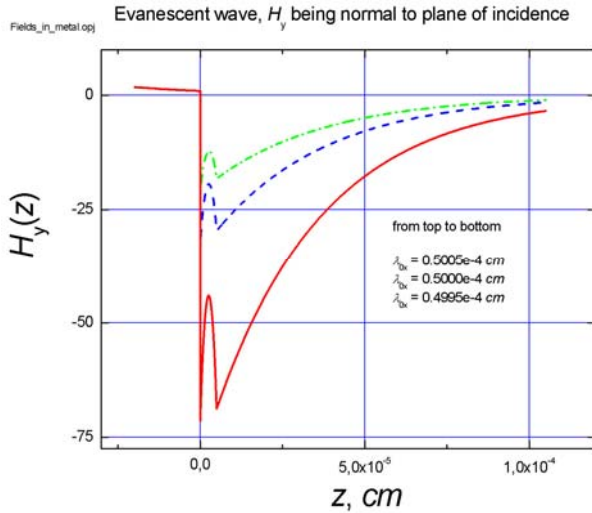


Рис.3. Исчезающая волна в пространстве со слоем металла $\epsilon_2 = -10.67$, $\mu_2 = 1$, Ag , $\lambda_0 = 514.7 \text{ nm}$ /9/ для трех значений k_{0x} , отличающихся на 0.1%, при равных прочих параметрах. $H_{0y}(z=0) = 1$. Слой Ag располагается при $0 < z < 50 \text{ nm}$.

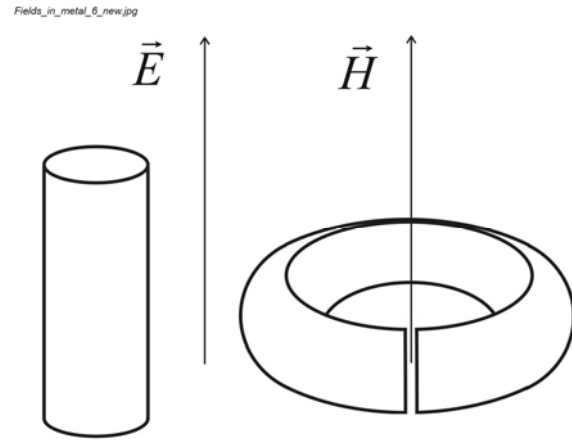


Рис.4. Нанопцилиндр и нанокольцо в качестве полуволновых резонаторов для поверхностных плазмонов: стержень – электродипольный резонатор, кольцо – магнитно-дипольный резонатор. Кольцо изображено 3-хкратно увеличенным по сравнению со стержнем.

В отличие от случая со слоем вещества $\epsilon, \mu < 0$ здесь наблюдается значительная дисперсия, зависимость от k_{0x} , эффекта усиления поля прилегающим слоем вещества. Структура поля также совсем иная.

Обсуждение

Результатом проделанного рассмотрения неоднородной (исчезающей) волны в слоистой структуре являются графики на рис.2 и 3. За слоем вещества $\epsilon = -1$, $\mu = -1$, также, как и за слоем хорошо отражающего металла $\epsilon < 0$, $\mu = 1$ амплитуда исчезающей волны оказывается увеличенной и даже значительно увеличенной по сравнению с ее значением на стороне слоя, обращенной к источнику. Эффект в структуре со слоем $\epsilon = -1$, $\mu = -1$ не имеет зависимости от волнового числа k_{0x} исчезающей волны (не имеет дисперсии), а в структуре со слоем металла дисперсия эффекта велика. Несмотря на сходство конечного результата поля в рассмотренных двух слоях имеют различную зависимость от поперечной координаты.

Рост амплитуды исчезающей волны в поперечном направлении не противоречит закону сохранения энергии. Дело в том, что представленные выше задачи не являются задачами на распространение электромагнитного излучения, а являются задачами на отыскание

собственных волн $\vec{H}_n(\vec{r})$ волнового уравнения без времени $\Delta \vec{H}(\vec{r}) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon \mu \vec{H}(\vec{r}) = 0$ в

неоднородном пространстве, то есть с соответствующими граничными условиями. Задача на распространение – это поиск решения уравнения $\Delta \vec{H}(\vec{r}, t) - \frac{1}{v^2} \ddot{\vec{H}}(\vec{r}, t) = 0$ в виде

$$\vec{H} = \sum_n [a_n(t) \vec{H}_n + a_n^*(t) \vec{H}_n^*],$$

где $\vec{H}_n(\vec{r})$ - решения волнового уравнения без времени. Эта

задача находится за рамками данного рассмотрения.

Поле в пространстве со слоем металла, на который воздействует исчезающая волна, содержит одновременно 5 исчезающих волн. Это – воздействующая волна H_{0y} , отраженная от 1-й границы волна H_{1y} , проникшая в слой металла волна H_{2y} , отраженная 2-й границей волна H_{ry} и проникшая за слой металла волна H_{3y} . Для определенности мы выбрали для обсуждения поперечно-магнитные волны H_{iy} , то есть *TM* - волну. Амплитуды волн H_{1y} , H_{2y} , H_{ry} и H_{3y} значительно превышают H_{0y} . В условиях поверхностно-плазмонного резонанса эти амплитуды обращаются в бесконечность (в отсутствие потерь), тогда как H_{0y} остается конечной. Граничное условие равенства тангенциальных компонент полей на 1-й границе выполняется благодаря приближенному равенству H_{1y} и H_{2y} на этой границе. На 2-й границе эффект повторяется: волна H_{2y} , будучи малой у 2-й границы, порождает приблизительно равные и большие по амплитуде волны H_{ry} и H_{3y} . Волны H_{1y} , H_{2y} и H_{ry} , H_{3y} попарно образуют поверхностные волны на 1-й и 2-й границах металла, соответственно. В резонансе эти волны оказываются поверхностными плазмонами.

Мы не будем обсуждать далее исчезающие волны в среде с $\varepsilon = -1$, $\mu = -1$. В данный момент актуальной является задача поиска или изготовления вещества с такими свойствами на оптических частотах. Возможно, такими веществами могут оказаться композитные вещества из металлических стерженьков и таких же стерженьков, согнутых в незамкнутое кольцо, см. рис.4. Каждый из этих элементов поддерживает поверхностный плазмон, являясь в одном случае - электро-дипольным резонатором, возбуждаемым электрическим полем \vec{E} падающей волны, а во втором случае - магнитно-дипольным резонатором, который возбуждает магнитное поле \vec{H} падающей волны. Именно поверхностные плазмоны на стерженьках и колечках отличают наше предложение от того, что содержится в /2/. Впрочем, конечно, что мы стартовали в нашем рассмотрении с работы /2/. Длина волны поверхностного плазмона на цилиндре малого диаметра в десятки раз меньше длины волны в свободном пространстве /10/. Структурные элементы в виде стерженьков и колечек, обладающие полуволновым резонансом, будут малы в сравнении с длиной волны в свободном пространстве. На частотах выше частоты резонанса композитная среда будет иметь $\varepsilon < 0$, $\mu < 0$ и не будет обладать заметным светорассеянием. Способ изготовления наноколечек из *Au* диаметром 110 нм описан в работе /11/. Там же сообщается о наблюдении поверхностных плазмонов на этих колечках, возбуждаемых излучением с длиной волны 1000 нм.

Сосредоточимся на структурах со слоем металла. Используя эффект металлического слоя можно построить ответитель сигнала из плоской оптоэлектронной структуры или из световода. В практике может оказаться полезной возможность увеличенной пространственной свободы с размещением и изготовлением ответителя. Дисперсия эффекта усиления проникающей сквозь металлический слой исчезающей волны может быть использована в чувствительном устройстве измерения длины волны в опыте, аналогичном опыту с полным внутренним отражением, или для измерения размеров структурных

элементов в наноструктурах, порождающих исчезающие волны в пространстве, прилегающем к самому наноструктуру.

Представляет интерес, в том числе – практический, развить оптику двумерных поверхностных волн на границе диэлектрик-металл, подобную оптике трехмерных волн в трехмерном пространстве. Как и в оптике 3-хмерного пространства здесь возможно применение линз, призм, зеркал, дифракционных решеток, световодов, фотонных кристаллов и прочее. Выгодной особенностью являются два обстоятельства: поверхностные волны занимают ограниченный плоский слой и поверхностные волны заметно медленнее, чем волны в 3-хмерном пространстве. Оптические устройства с плоскими волнами можно объединять в многослойные структуры. Структурные элементы будут мельче, чем аналогичные элементы в 3-хмерном пространстве, так как дифракционные ограничения будут наступать при соответственно меньших размерах вследствие малости длины поверхностной волны.

На конференции *Frontiers in Optics 2005, the 89th OSA Annual Meeting and Laser Science XXI*, программа которой объявлена на сайте Американского Оптического общества, предполагается, что будет прочитан доклад профессора *Eli Yablonovich, Univ. of California at Los Angeles, USA*, под названием “*Plasmonics: Optical Frequencies with X-Ray Wavelengths*”. Известный только по названию этот доклад, без сомнений, посвящен высказанной в предыдущем абзаце идее. Впрочем, *X-Ray Wavelengths* означают длины волн фотонов с энергией более 1 кВ, то есть длины волн 1 нм и короче. Если иметь в виду диэлектрики, то по методу полного внутреннего отражения столь малой длины оптические поверхностные волны на плоских границах могут быть получены с помощью диэлектрика с $\epsilon\mu = 2.5 \cdot 10^5$. Большую диэлектрическую проницаемость имеют кристаллический германий *Ge* и кристаллический кремний *Si*. По данным из /12/ для *Ge* действительная часть его диэлектрической проницаемости $\epsilon_{Ge} \geq 30$ на $\lambda = 600 \text{ nm}$, коэффициент поглощения $\alpha = 2.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, что соответствует 1.56 для мнимой части ϵ . Для *Si* по данным из /13/ на $\lambda = 1500 \text{ nm}$ диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{Si} \geq 12$. На нанополосках из металла существует дополнительное замедление /7,10/, которое можно назвать геометрическим. В результате задача будет облегчаться, но за счет некоторых потерь в гибкости эксперимента.

Авторы признательны Е.М.Дианову за предложение и поддержку работы.

Цитированная литература

1. В.Г.Веселаго. УФН, **92**, 517-526 (1967); перевод: V.G.Veselago. *Sov. Phys. Uspekhi*, **10**, 509 (1968)
2. D.R.Smith *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4184-4187 (2000)
3. J.B.Pendry. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 3966-3969 (2000)
4. X.S.Rao, C.K.Ong. arXiv:cond-mat/0304133 v2 16 Jun 2003
5. X.S.Rao, C.K.Ong. arXiv:cond-mat/0304474 v2 2 Jul 2003
6. М.Борн, Э.Вольф. Основы оптики. Наука, Москва, 1970
7. H.Raether. *Surface plasmons*. Springer, Berlin, 1988
8. G.J.Kovacs, G.D.Scott. *Phys. Rev. B*, **16**, 1297-1311 (1977)
9. P.B.Johnson, R.W.Christy. *Phys. Rev. B*, **6**, 4370-4379 (1972)
10. В.С.Зуев и др. *Опт. спектр.*, **96**, 472-476 (2004)
11. J.Aizpurua *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 057401 (2003)
12. R. J. Archer. *Phys. Rev.* **110**, 354–358 (1958)
13. Сайт <http://www.optotl.ru/SiEng.htm>