

# НЕОБЫЧНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Ю.П. Блюх<sup>1</sup>, К.Ю. Блюх<sup>2</sup>, В.Д. Фрейлихер<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Технион, Хайфа, Израиль

<sup>2</sup>Институт радиоастрономии, Харьков, Украина

<sup>3</sup>Университет Бар-Илан, Тель-Авив, Израиль

E-mail: bliokh@physics.technion.ac.il

Показано, что примеры из совершенно разных областей физики – резонансные явления при прохождении электромагнитной волны сквозь случайную среду, сверхвысокая разрешающая способность линзы из «левого материала» (Left-Handed Material), аномальная прозрачность перфорированной оптически толстой металлической пленки, подавление полного внутреннего отражения и полное поглощение электромагнитной волны сверхплотной плазмой – сводятся к решению задач традиционной СВЧ-электроники о прохождении волны через резонатор с полупрозрачными стенками, либо через систему из двух связанных резонаторов.

PACS: 42.60.Da

При распространении электромагнитной волны в 1D случайно-неоднородной среде ее амплитуда убывает экспоненциально с расстоянием. Это пример локализации Андерсона [1]. Речь идет, конечно, о статистическом законе: усредненное по многим реализациям пространственное распределение амплитуды имеет вид  $a(x) = a(0)e^{-x/l_{loc}}$ , где  $l_{loc}$  – длина локализации. Если потери в среде отсутствуют, то прозрачность конечного отрезка среды экспоненциально мала и почти вся волна отражается от него как от зеркала. Примером этого явления служит стопка прозрачек – она хорошо отражает свет. Случайным элементом в стопке служат толщины пленок и неизбежные воздушные зазоры между ними. Но нет правил без исключений. Оказывается, что для данной случайной среды существуют длины волн, для которых коэффициент прохождения  $T(\lambda)$  близок или даже равен единице (Рис.1).

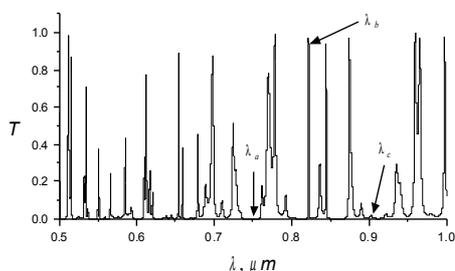


Рис.1. Зависимость  $T(\lambda)$

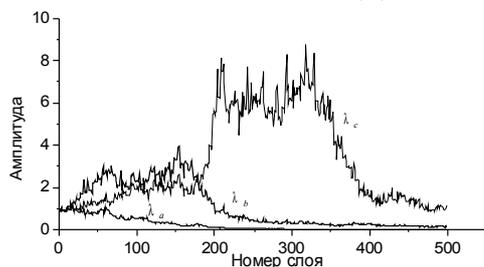


Рис.2. Распределение амплитуды внутри случайной слоистой среды для длин волн, отмеченных на Рис.1

Это так называемые резонансные состояния. Они характеризуются наличием внутри среды локализованной области с аномально большой амплитудой волн в ней (Рис.2).

Следующий пример – идеальная линза Пендри.

Здесь речь пойдет о так называемых левых средах (left-handed media в англоязычной литературе). В таких искусственно созданных средах групповая и фазовая скорости направлены противоположно друг другу. Плоско-параллельная пластина из левой среды действует как собирающая линза и создает трехмерное изображение источника (Рис.3) Как показал Пендри [2], пластина из «идеальной» левой среды, показатель преломления  $n$  которой равен  $-1$ , является «идеальной» линзой, разрешающая способность которой бесконечно велика, тогда как разрешающая способность обычной линзы ограничена длиной волны.

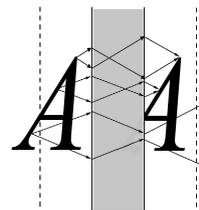


Рис.3.Ход лучей в линзе из левого материала

Третий пример – аномальная прозрачность перфорированной металлической пленки, обнаруженная впервые Эббесом и др. [3]. Если в оптически толстой металлической пленке проделать периодическую решетку отверстий, диаметр которых меньше длины волны падающего монохроматического света, то при некоторых частотах или углах падения прозрачность такой пленки возрастает на несколько порядков (Рис.4).

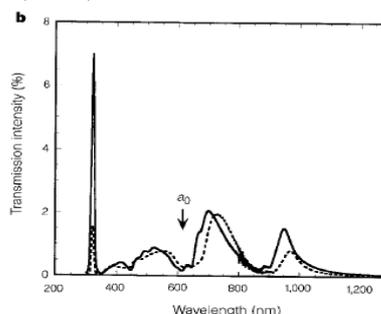


Рис.4. Резонансное прохождение света через перфорированную металлическую пленку [3].

$a_0$  – диаметр отверстий

Позже появились работы, в которых показано, что достаточно сделать поверхность пленки периодически-неоднородной (напр., гофрированной), чтобы получить аномальную резонансную прозрачность.

Следующий пример из оптики. При полном внутреннем отражении интенсивность отраженной волны равна интенсивности падающей волны. Если же на некотором расстоянии от границы раздела поместить металлическую пластину, то отраженная волна полностью исчезает!

Последний пример – полное поглощение электромагнитной волны на границе сверхплотной плазмы (ленгмюровская частота плазмы намного превышает частоту волны). Такая плазма действует как почти идеальное зеркало. Потери энергии связаны только с диссипативными процессами в скин-слое, который при  $\omega \ll \omega_p$  мал. Поместим между источником волны и границей плазмы дифракционную решетку с периодом, меньшим длины волны. Казалось бы, что коэффициент отражения волны от системы решетка-плазма только возрастет. Однако при некотором оптимальном расстоянии между решеткой и границей плазмы коэффициент отражения обращается в нуль и вся энергия волны диссипирует в плазме.

На первый взгляд во всех приведенных примерах есть только один общий элемент – электромагнитная волна. Все остальные элементы – случайная среда, регулярная левая среда, перфорированная металлическая пленка, явление полного внутреннего отражения и, наконец, плотная плазма с дифракционной решеткой – не имеют ничего общего. Однако все перечисленные примеры эквивалентны задаче о прохождении электромагнитной волны через резонатор.

Начнем с примера со случайной средой. На Рис.1 изображена типичная зависимость от длины волны коэффициента прохождения через случайный образец конечной длины. На Рис.2 представлены распределения амплитуды вдоль образца для различных длин волн. Для длины волны  $\lambda_c$  коэффициент прохождения близок к единице, а распределение амплитуды для этого случая наводит на мысль о некотором резонаторе внутри образца. Можно предположить, что в левой и правой частях образца амплитуда волны экспоненциально затухает, а средняя часть случайно оказалась прозрачной для данной длины волны.

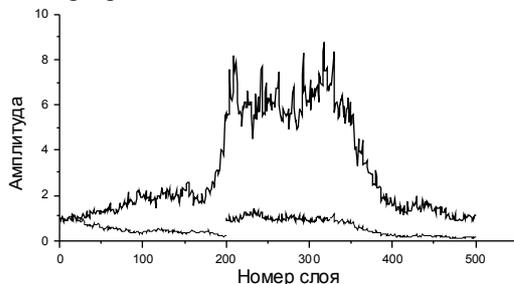


Рис. 5. Амплитуда волны во всем волноводе (жирная линия) и в его частях (тонкие линии) [4]

Для проверки этой гипотезы разобьем образец на три указанные части и посмотрим, как волна проходит через каждую из них по отдельности (Рис.5). Действительно, крайние части соответствуют среднестатистическим образцам, в них амплитуда экспонен-

циально убывает, а средний участок случайно оказался прозрачным. Такое распределение амплитуды весьма напоминает квантово-механическую задачу о прохождении частицы через двугорбый потенциальный барьер. Известно, что вероятность прохождения через такой барьер резко возрастает, если уровень энергии совпадает с одним из уровней энергии в потенциальной яме (резонансное туннелирование). Резонансный коэффициент прохождения определяется выражением:  $T_{res} = 4 \left( \sqrt{T_1/T_2} + \sqrt{T_2/T_1} \right)^{-2}$ . В случае случайной среды левый и правый отрезки образца – это потенциальные барьеры и их прозрачности соответственно  $T_{1,2} = \exp(-l_{1,2}/l_{loc})$ , а средний отрезок – это потенциальная яма. Но что еще интереснее для нас, так это то, что квантово-механическая формула точно совпадает с решением задачи о прохождении волны через резонатор с полупрозрачными стенками. Заменяя области случайной среды, в которых амплитуда волны экспоненциально убывает, на стенки с соответствующей такому убыванию прозрачностью, можно получить точно такое же выражение для коэффициента прохождения.

Случайная 1D среда в виде волновода со случайным диэлектрическим заполнением была экспериментально реализована в Queens College, New York [5]. Было опробовано более сотни различных случайных конфигураций. Результаты экспериментов оказались обескураживающими. Было обнаружено много резонансных всплесков поля внутри образца, но ни для одного из них не удалось зафиксировать сколь-нибудь заметного роста коэффициента прохождения, который всегда оставался ниже уровня шума. На Рис.6 изображена зависимость интенсивности колебаний от частоты и положения, полученная в одном из экспериментов. Для объяснения результатов эксперимента было решено учесть затухание волны в диэлектрике. Характерная длина затухания  $\Gamma^{-1}$  используемого в эксперименте диэлектрика в несколько раз больше длины образца  $L$ . Такое малое затухание не может изменить распределение поля в типичных случаях с экспоненциально убывающей амплитудой колебаний, но его влияние на резонансные состояния с большой амплитудой поля крайне велико. Качественно понять это довольно просто.

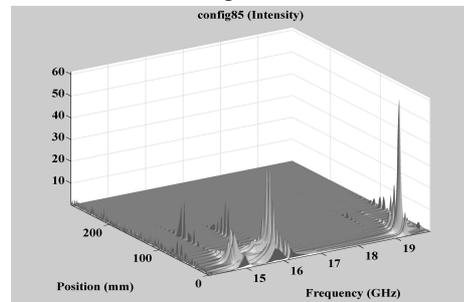


Рис. 6. Зависимость интенсивности колебаний от частоты и положения внутри волновода [5]

Пусть сначала диссипация отсутствует. Тогда коэффициенту прохождения, близкому к единице, соответствует некоторый резонатор внутри образца. Амплитуда установившихся колебаний в резонаторе

должна быть экспоненциально велика – ведь экспоненциально убывающая к выходу амплитуда должна опуститься до уровня порядка единицы (амплитуда падающей волны принята за единицу). Учтем теперь потери в среде. Количество энергии, диссипирующей в резонаторе в единицу времени, пропорционально произведению энергии, запасенной в резонаторе на мнимую часть диэлектрической проницаемости. Поскольку амплитуда колебаний в резонаторе велика, то даже малым потерям в диэлектрике соответствует большая мощность потерь. Но в стационарном состоянии мощность потерь не может превосходить мощность в падающей волне! Отсюда следует, что резонатор нельзя накачать до такого уровня, чтобы на выходе амплитуда колебаний была сравнима с амплитудой колебаний на входе. Этим и объясняется неудача эксперимента.

Воспользовавшись аналогией с задачей о возбуждении резонатора с полупрозрачными стенками, можно показать, что диссипацией можно пренебречь и наблюдать резонансные пики на коэффициенте прохождения только при выполнении неравенства  $\Gamma l_{loc} \ll \sqrt{T_1 T_2} = T_{typ}^{1/2} = \exp(-L/2l_{loc}) \ll 1$ . В противном случае коэффициент прохождения всегда мал. Что же касается коэффициента отражения, то выражение для него можно записать в виде

$$R_{\infty} = 1 - 4 \left( \sqrt{T_1 / (T_2 + 2\Gamma l_{loc})} + \sqrt{(T_2 + 2\Gamma l_{loc}) / T_1} \right)^{-2}. \quad (1)$$

Из (1) следует, что  $R$  обращается в нуль на линии  $T_1 = T_2 + 2\Gamma l_{loc}$  в плоскости параметров и всегда можно указать место расположения резонатора, для которого это условие будет выполнено. Таким образом, обнаруживать наличие резонансов в образце с малой диссипацией можно не по коэффициенту прохождения, а по коэффициенту отражения. Действительно, на зависимости коэффициента отражения от частоты  $R(\nu)$  четко видны узкие резонансные минимумы, соответствующие всплескам поля внутри образца (см. Рис.7).

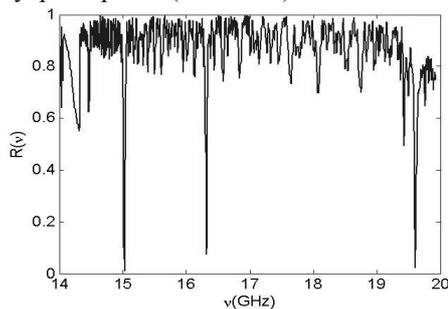


Рис.7. Зависимость  $R(\nu)$  [5]

Перейдем теперь к примеру с плоской линзой из левого материала. Такой материал характеризуется отрицательными диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  и магнитной восприимчивостью  $\mu$ . Поэтому вектора  $E$ ,  $H$  и  $k$  образуют левую тройку, что указывает на взаимно-противоположные направления фазовой и групповой скоростей [6]. Вдоль границы раздела левой и правой сред могут распространяться поверхностные волны, поле которых экспоненци-

ально убывает при удалении от границы.

Чтобы разобраться, в каких условиях возникают поверхностные волны, рассмотрим падение плоской электромагнитной волны на границу раздела двух сред. Пусть первая среда – это вакуум, а вторая среда характеризуется величинами  $\epsilon$  и  $\mu$ . Пусть волновой вектор  $p$ -поляризованной падающей монохроматической волны имеет компоненты  $k_z$  и  $k_1$ . Амплитуды магнитных полей падающей  $H_{in}$ , отраженной  $H_{ref}$  и прошедшей во вторую среду,  $H_{tr}$ , волн связаны соотношениями:

$$H_{ref} = H_{in} (\epsilon k_z - q_z) / (\epsilon k_z + q_z), \quad H_{tr} = H_{in} 2\epsilon k_z / (\epsilon k_z + q_z).$$

Здесь  $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_1^2}$  и  $q_z = \sqrt{\epsilon \mu k_0^2 - k_1^2}$  – продольные компоненты волновых векторов в вакууме и среде соответственно,  $k_0 = \omega / c$ . Обращение в нуль знаменателя в приведенных формулах,

$$\epsilon k_z + q_z = 0, \quad (2)$$

означает наличие решений, существующих и в отсутствии падающей волны. Если  $\epsilon < 0$  и  $\mu > 0$ , то волна в среде является нераспространяющейся,  $\text{Re } q_z = 0$ , и условие (2) может выполняться, если и волна в вакууме является нераспространяющейся,  $\text{Re } k_z = 0$ . Это и есть поверхностная волна.

Такие поверхностные волны могут распространяться вдоль границы плазма-вакуум. В физике металлов они носят название плазмонов-поляритонов. В левых средах и  $\epsilon < 0$  и  $\mu < 0$ , поэтому условие (2) может выполняться для нераспространяющихся ( $\text{Re } k_z = \text{Re } q_z = 0$ ) волн произвольной поляризации.

Распределение поля в поверхностных волнах напоминает распределение поля в открытом одномерном резонаторе. И это не просто внешнее сходство. Рассматривая собственные поверхностные моды колебаний как резонатор, можно легко объяснить эффект «идеальной линзы» Пендри и ряд других эффектов, перечисленных выше.

Начнем с «идеальной линзы». Пусть монохроматический источник, изображение которого мы хотим получить, расположен в плоскости  $z = 0$ . «Форма»  $S(x)$  протяженного вдоль оси  $x$  источника задается его Фурье-компонентами:

$$S(x) = \int_{-r}^r dk_1 S_k(k_1) \exp(ik_1 x).$$

Создаваемое источником поле распространяется вдоль оси  $z$  в виде волн с волновым вектором  $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_1^2}$ . Амплитуды же нераспространяющихся волн, у которых  $k_1^2 > k_0^2$ , экспоненциально убывают при удалении от источника. Линза собирает распространяющиеся волны и воссоздает форму источника в фокальной плоскости, а содержащаяся в нераспространяющихся волнах информация оказывается потерянной, поскольку их амплитуды экспо-

нentially малы и детали меньше длины волны отсутствуют в изображении.

Все сказанное справедливо для обычных линз, но требует более внимательного рассмотрения для линзы из левого материала. Как мы выяснили ранее, каждая поверхность пластины из левого материала является резонатором поверхностных волн. Такой резонатор можно возбудить только нераспространяющимися волнами, падающими из вакуума, т.е. именно теми волнами, отсутствие которых в фокальной плоскости ограничивает разрешающую способность линзы. Резонаторы, расположенные на обеих сторонах пластины, связаны друг с другом перекрывающимися полями, поэтому возбуждение резонатора на левой стороне пластины приводит к возбуждению резонатора на правой стороне. Поле таким образом просачивается сквозь пластину, а затем экспоненциально убывает по мере удаления от нее. Амплитуда колебаний в резонаторе может быть очень велика, даже если возбуждающее его поле мало. Амплитуда установившихся колебаний в резонаторе зависит от его добротности. Добротность резонатора поверхностных волн материала без диссипативных потерь бесконечно велика, поскольку поток энергии из резонатора, вдоль оси  $z$ , отсутствует. Поэтому можно ожидать, что какие-то гармоники с  $k_{\perp}^2 > k_0^2$  окажутся достаточно велики и внесут свой вклад в формирование изображения источника.

Воспользовавшись аналогией между резонатором и осциллятором, рассмотрим возбуждение связанных тождественных осцилляторов гармонической силой, приложенной к одному из них. Соответствующие уравнения имеют вид:

$$\frac{d^2 u_{in}}{dt^2} + v_0^2 u_{in} = \kappa_c u_{out} + f_0 e^{-i\nu\tau}, \quad \frac{d^2 u_{out}}{dt^2} + v_0^2 u_{out} = \kappa_c u_{in}, \quad (3)$$

где  $u_{in}$  и  $u_{out}$  – поля во входном и выходном осцилляторах (резонаторах) и  $f_0 e^{-i\nu\tau}$  – внешняя сила (поле), действующая на входной резонатор и  $\kappa_c$  – коэффициент связи между резонаторами. Установившиеся амплитуды колебаний  $U_{in}$  и  $U_{out}$  в резонаторах определяются выражениями:

$$U_{in} = \frac{f_0 (v_0^2 - v^2)}{(v_0^2 - v^2)^2 - \kappa_c^2}, \quad U_{out} = \frac{f_0 \kappa_c}{(v_0^2 - v^2)^2 - \kappa_c^2}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что при  $\kappa_c \gg (v_0^2 - v^2)$  амплитуда колебаний в выходном резонаторе намного больше амплитуды колебаний во входном резонаторе.

Определим соответствие между параметрами уравнений (3) и параметрами задачи о прохождении нераспространяющихся Фурье-гармоник источника через пластину из левого материала. Коэффициент связи определяется интегралом перекрытия полей поверхностных волн,  $\kappa_c \sim e^{-qd}$ , а возбуждающая «сила» определяется проекцией внешнего поля (нераспространяющаяся волна от источника) на собственную моду резонатора (поле поверхностной волны):  $f_0 \sim e^{-kl}$  (здесь  $l$  – расстояние между ис-

точником и пластиной и  $d$  – толщина пластины). Дисперсионное уравнение осциллятора  $v_0^2 - v^2 = 0$  следует заменить дисперсионным уравнением  $D(k_{\perp}^2) = 0$  резонатора. В результате получим следующее выражение для поля на противоположной от источника стороне пластины:

$$H_{tr} \sim H_{in} e^{-kl} e^{-qd} \int_{\mathbb{R}} D^2 - a e^{-2qd} \mathbb{R}.$$

Здесь  $a$  – некоторый коэффициент, не содержащий экспоненциально малых множителей. При удалении от поверхности пластины на некоторое расстояние  $\Delta z$  поле  $H_{tr}$  убывает экспоненциально,  $H_{tr}(l + d + \Delta z) = H_{tr}(l + d) e^{-k\Delta z}$ . Если выполнено условие

$$e^{-qd} \gg D(k_{\perp}^2), \quad (5)$$

то на расстоянии

$$\Delta z = 2qd - kl - qd, \quad (6)$$

поле нераспространяющейся гармоники источника оказывается такого же порядка величины, каким оно было в плоскости источника. В «идеальном» левом материале  $\varepsilon = \mu = -1$  и  $k = q$ , поэтому условие (6) выполняется именно там, где создают изображение и распространяющиеся гармоники поля. Более аккуратные вычисления показывают, что поле нераспространяющейся гармоники в этой точке *точно* совпадает с полем в плоскости источника – это и есть идеальная линза Пендри.

В идеальной левой среде  $D(k_{\perp}^2) \in 0$  и условие (5) выполняется для всех  $k_{\perp}$ . Если же среда «слегка» отлична от идеальной, то начиная с некоторой величины  $k_{\perp}$  условие (5) нарушается и соответствующие гармоники уже не будут играть роль при восстановлении изображения, т.е. ограничат разрешающую способность линзы. На Рис.8 изображено отношение амплитуд нераспространяющихся гармоник в плоскости изображения и в плоскости источника для среды с  $\varepsilon\mu = 1$  и  $\varepsilon \approx -1 + 10^{-7}$ . Толщина пластины выбрана равной длине волны в вакууме. Видно, что «неидеальность» на уровне  $10^{-7}$  только в три раза повышает разрешающую способность достаточно тонкой линзы. Это означает, что реально разрешающая способность линзы из левого материала может только несколько превзойти разрешающую способность обычной линзы.

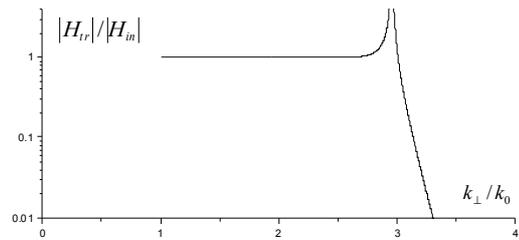


Рис.8. Амплитуда нераспространяющейся гармоники в фокальной плоскости линзы из левого материала [7]

До сих пор мы пренебрегали диссипативными потерями в материале пластины. К чему приведет их

учет? Ответ можно дать сразу: появление диссипативных потерь в уравнениях связанных осцилляторов (3) полностью разрушит связь, если коэффициент диссипации  $k_d$  велик по сравнению с коэффициентом связи  $k_c$ ,  $k_d \gg k_c$ . Поскольку в нашем случае коэффициент связи экспоненциально мал, то даже очень малые потери полностью разрушают связь между обеими сторонами пластины и поле нераспространяющихся гармоник не появляется на противоположной стороне пластины.

Перейдем к следующим примерам. Теперь мы располагаем полным набором необходимых понятий и формул и дело пойдет значительно быстрее. Используемые в экспериментах с аномальной прозрачностью пластины были изготовлены из материала, вдоль поверхности которого могут распространяться поверхностные электромагнитные волны – плазмоны-поляритоны. Возбудить плазмоны-поляритоны падающим из вакуума светом нельзя: их фазовая скорость вдоль поверхности меньше скорости света, а соответствующая скорость  $\omega/k_{\parallel}$  у падающей волны больше скорости света.

Если поверхность металла не гладкая, а периодически-модифицированная (перфорированная, гофрированная) то, как и в привычных для СВЧ-электроники периодических структурах, в спектре собственных мод поверхностных волн появятся как замедленные, так и ускоренные пространственные гармоники. В отличие от СВЧ-электроники, здесь нам понадобятся ускоренные гармоники. Именно такие гармоники могут возбуждаться падающей волной. Ну а дальше все просто. Обе поверхности пластины – это те же резонаторы поверхностных волн, связанные друг с другом перекрывающимися полями внутри пластины. Поэтому в идеальной ситуации, в отсутствие диссипации, можно получить 100%-ю прозрачность пластины на резонансных частотах.

Для возбуждения плазмона-поляритона на гладкой поверхности металла необходимо, чтобы фазовая скорость  $\omega/k_{\parallel}$  падающей волны была меньше скорости света. Но это условие выполняется только для нераспространяющихся волн. Трансформировать обычную, распространяющуюся электромагнитную волну в нераспространяющуюся можно разными способами. При полном внутреннем отражении в оптически менее плотной среде появляется нераспространяющаяся волна. Поле этой волны может возбудить плазмон-поляритон на поверхности металла, расположенной на некотором расстоянии от границы раздела. Можно для трансформации использовать дифракционную решетку. Если период решетки меньше длины волны, то уже спектру первого порядка соответствует нераспространяющаяся волна. Оба эти метода – использование полного внутреннего отражения или дифракционной решетки – отличаются только способом получения поля для возбуждения поверхностных волн. Оба метода можно представить в виде схематической цепочки волноведущая система – модовый трансформатор – резонатор. Если за призмой или за решеткой располо-

жен слой бездиссипативного металла (или плазмы), то возбуждение резонатора на одной стороне слоя приводит к 100%-му прохождению поля сквозь слой. Поместив симметрично за слоем такую же трансформирующую систему, можно превратить нераспространяющееся поле в распространяющуюся волну. В результате вся система оказывается резонансно-прозрачной. Такая конструкция является узкополосным фильтром, пропускающим электромагнитные волны с заданной частотой или заданным углом падения и отражающим все остальные волны.

Выше мы видели, что даже малые диссипативные потери могут полностью разрушить прохождение поля сквозь слой и что в присутствии диссипации проявлением возбуждения резонатора является полное поглощение падающей волны. Точно такой же эффект – полное поглощение – возникает и в резонаторах поверхностных волн в примерах с полным внутренним отражением и дифракционной решеткой. В СВЧ-электронике этот эффект давно известен как идеальное согласование волноведущего тракта с нагрузкой в виде резонатора с поглощением. Необычным здесь является только резонатор – поверхностные волны.

Как выглядит идеальное согласование в примерах с призмой и дифракционной решеткой? В первом случае согласующим элементом, определяющим коэффициент связи между волноведущей системой (свет в призме) и резонатором (поверхностная волна на границе металла), является расстояние между призмой и поверхностью металла. Изменением этого расстояния можно добиться полного отсутствия отраженной волны. Для наблюдения эффекта полного поглощения, в Технионе был проведен следующий простой эксперимент [8]. К гипотенузе призмы была приложена плоско-выпуклая линза с большим радиусом кривизны. К линзе прижималась металлическая пластина. Лазерный луч направлялся таким образом, чтобы он испытывал полное внутреннее отражение в призме. При варьировании угла падения в отраженном свете появляется темное кольцо, радиус которого соответствует такому расстоянию между металлом и стеклом, при котором согласование идеально (Рис.9). Измерение угла падения и радиуса кольца позволяют определить реальную и мнимую части  $\epsilon$  металла.

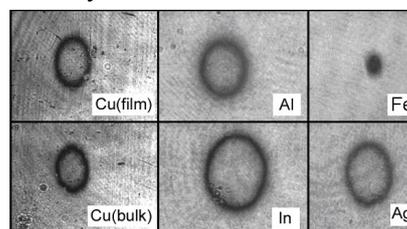


Рис.9. Полное поглощение в различных металлах при полном внутреннем отражении [8]. Железо не поддерживает плазмоны-поляритоны

Во втором случае согласующим элементом является расстояние между решеткой и поверхностью металла. В лаборатории физики плазмы в Технионе был проведен следующий эксперимент [9]. Между

источником электромагнитного излучения и поверхностью плазмы была помещена дифракционная решетка с большим (~80%) коэффициентом отражения, период которой был меньше длины волны.

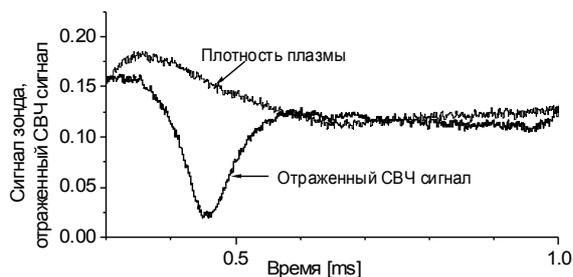


Рис.10. Коэффициент отражения от системы решетка-плазма [9]

Плотность плазмы значительно превышала критическое значение и менялась со временем. Коэффициент отражения СВЧ-сигнала от системы решетка-плазма был всегда близок к единице, за исключением узкого диапазона плотностей вблизи  $n_p \approx 2.6n_c$ , где коэффициент отражения имел глубокий минимум (Рис.10). Глубина минимума зависит немонотонно от расстояния между поверхностью плазмы и решетки и наименьший коэффициент отражения составлял всего 15%.

Все приведенные выше примеры из совершенно разных областей физики – резонансные явления при прохождении электромагнитной волны сквозь случайную среду, сверхвысокая разрешающая способность линзы из левого материала, аномальная прозрачность перфорированной оптически толстой металлической пленки, подавление полного внутреннего отражения и полное поглощение электромагнитной волны сверхплотной плазмой – сводятся к решению задачи о прохождении волны через резонатор с полупрозрачными стенками либо через систему

из двух связанных резонаторов. При достаточно больших потерях в резонаторах обе эти задачи сводятся к одной: согласование резонатора с внешней волноведущей системой. Единственным отличием приведенных примеров от традиционных задач СВЧ-электроники является необычность самих резонаторов, но, будучи переведенной на язык уравнений, эта необычность исчезает. Нужно только правильно установить соответствие между привычными для электроники параметрами – коэффициентами связи между волноведущей системой и резонатором и между самими резонаторами, коэффициентом диссипации – с параметрами той или иной физической задачи. Такой унифицированный подход, на наш взгляд, позволяет легче понять сущность явлений и использовать накопленный опыт традиционной СВЧ-электроники для решения ряда задач современной опто-, микро- и наноэлектроники, в которых сейчас широко используются устройства, основанные на свойствах поверхностных волн.

## ЛИТЕРАТУРА

1. P.W. Anderson // *Phys. Rev.* 1958, v.109, p.1492.
2. J.B. Pendry // *Phys. Rev. Lett.* 2000, v.85, p.3966.
3. T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, and P.A. Wolff // *Nature.* 1998, v.391, p.667.
4. K.Yu. Bliokh, Yu.P. Bliokh, and V.D. Freilikher // *J. Opt. Soc. of America.* 2004, v.B21, p.113.
5. K.Yu. Bliokh, Yu.P. Bliokh, V. Freilikher, B. Hu, J.M. Klosner, A.Z. Genack, and P. Sebbach, (*unpublished*).
6. В.Г. Веселаго // *УФН.* 1967, т.92, с.517.
7. К.Ю. Блюх и Ю. П. Блюх // *УФН.* 2004, т.174, с.439.
8. Yu.P. Bliokh, R. Vander, S.G. Lipson, and J. Felsteiner, (*unpublished*).
9. Yu.P. Bliokh, J. Felsteiner, and Ya.Z. Slutsker // *Phys. Rev. Lett.* 2005, v.95, p.165003.

## UNCOMMON RESONATORS

*Yu.P. Bliokh, K.Yu. Bliokh, V.D. Freilikher*

It is shown that the examples from absolutely different physics regions, the such as: the resonant phenomena at electromagnetic wave propagation across an accidental medium; ultra-high resolution ability of lens from a left-handed material; the anomalous transparence of a perfored optical thick metal film; a suppression of a total internal reflection; and a total absorption of electromagnetic wave by overdense plasmas, have been carried out to a solution of a conventional UHF-electronics problem concerning a wave propagation across either a resonator with the semi-transparent walls or system of two connected resonators.

## НЕЗВИЧАЙНІ РЕЗОНАТОРИ

*Ю.П. Блюх, К.Ю. Блюх, В.Д. Фрейліхер*

Показано, що приклади із зовсім різних областей фізики – резонансні явища при проходженні електромагнітної хвилі крізь випадкове середовище, надвисока розрізняюча здатність лінзи з «лівого матеріалу» (Left-Handed Material), аномальна прозорість перфорованої оптично товстої металевої плівки, пригнічення повного внутрішнього відбиття та повне поглинання електромагнітної хвилі надщільною плазмою – зводяться до розв'язання задач традиційної НВЧ-електроніки про проходження хвилі крізь резонатор з напівпрозорими стінками, або крізь систему з двох зв'язаних резонаторів.