

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации по обратным волнам

(25 января 2006 г.)

25 января 2006 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации по обратным волнам. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Веселаго В.Г.** (Московский физико-технический институт, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН). *Отрицательное преломление и обратные волны.*

2. **Вашковский А.В., Локк Э.Г.** (Институт радиоэлектроники РАН, г. Фрязино, Московская обл.). *Прямые и обратные неколлинеарные волны в магнитных пленках.*

3. **Силин Р.А.** (ФГУП "Научно-производственное предприятие «Исток»"). *Электромагнитные волны в искусственных периодических структурах.*

Краткое содержание двух последних докладов публикуется ниже. Основные положения первого доклада отражены в статье: Веселаго В Г *УФН* 172 1215 (2002).

PACS numbers: 41.20.-g, 78.20.Ci, 78.66.-w

Прямые и обратные неколлинеарные волны в магнитных пленках

А.В. Вашковский, Э.Г. Локк

В тонких слоях магнитоупорядоченных сред, например в ферритах, могут эффективно возбуждаться и распространяться с малыми потерями электромагнитные волны, имеющие на сверхвысоких частотах (СВЧ) величину волнового числа k в пределах $10-10^4$ см⁻¹, т.е. во много раз большую, чем в вакууме, $k \gg k_0 \equiv \omega/c \sim 1$ см⁻¹. Эти волны, получившие название дипольных спиновых волн, или магнитоэлектронных волн (МЭВ), замечательны тем, что имеют очень маленькую групповую скорость v_g , порядка 1-1000 км с⁻¹, а угол между волновым вектором \mathbf{k} и вектором групповой скорости \mathbf{v}_g может принимать любые значения от 0 до 180°. Второе обстоятельство представляет особый интерес, поскольку позволяет легко возбуждать в эксперименте как прямые, так и обратные волны.

Рассмотрим бесконечную плоскопараллельную ферритовую пластину (или пленку) 2 толщиной s , окружен-

ную полупространствами вакуума 1 и 3 (обозначения полей в средах 1-3 или их параметров будем помечать соответствующими индексами $j = 1, 2, 3$). Введем декартову систему координат таким образом, чтобы ось x проходила перпендикулярно плоскости пластины, а касательное однородное магнитное поле \mathbf{H}_0 было направлено вдоль оси z . Пластина намагничена до насыщения и характеризуется относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_2 и тензором магнитной проницаемости $\overleftrightarrow{\mu}_2$ вида

$$\overleftrightarrow{\mu}_2 = \begin{vmatrix} \mu & iv & 0 \\ -iv & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{vmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (2)$$

$$v = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (3)$$

$\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $\omega = 2\pi f$, γ — гиромагнитная постоянная, $4\pi M_0$ — намагниченность насыщения феррита, f — частота электромагнитных колебаний. Электромагнитное поле в ферритовой пластине и вне ее должно удовлетворять уравнениям Максвелла, которые при использовании метода комплексных амплитуд (с обратным преобразованием Фурье, содержащим множитель $\exp(i\omega t)$) приобретают вид

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H}_j &= i \frac{\omega}{c} \epsilon_j \mathbf{E}_j, \\ \text{rot } \mathbf{E}_j &= -i \frac{\omega}{c} \mu_j \mathbf{H}_j, \\ \text{div} (\epsilon_j \mathbf{E}_j) &= 0, \\ \text{div} (\mu_j \mathbf{H}_j) &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где \mathbf{H}_j и \mathbf{E}_j — комплексные амплитуды векторов напряженностей электрического и магнитного полей, ϵ_j и μ_j — параметры среды ($j = 1-3$), c — скорость света в вакууме.

Предположим, что электромагнитная волна распространяется в плоскости пленки вдоль оси y (т.е. перпен-

дикулярно полю \mathbf{H}_0), а вдоль оси z задача однородна, т.е. $\partial \mathbf{H}_j / \partial z = \partial \mathbf{E}_j / \partial z \equiv 0$. В этом случае система (4) для полей внутри пластины распадается на две независимые подсистемы

$$\begin{cases} \frac{\partial H_{2y}}{\partial x} - \frac{\partial H_{2x}}{\partial y} = i \frac{\omega}{c} \varepsilon_2 E_{2z}, \\ \frac{\partial E_{2z}}{\partial y} = -i \frac{\omega}{c} (\mu H_{2x} + i v H_{2y}), \\ \frac{\partial E_{2z}}{\partial x} = i \frac{\omega}{c} (-i v H_{2x} + \mu H_{2y}), \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_{2z}}{\partial y} = i \frac{\omega}{c} \varepsilon_2 E_{2x}, \\ \frac{\partial H_{2z}}{\partial x} = -i \frac{\omega}{c} \varepsilon_2 E_{2y}, \\ \frac{\partial E_{2y}}{\partial x} - \frac{\partial E_{2x}}{\partial y} = -i \frac{\omega}{c} \mu_z H_{2z}, \end{cases}$$

где E_{2x} , E_{2y} , E_{2z} , H_{2x} , H_{2y} и H_{2z} — проекции векторов \mathbf{E}_2 и \mathbf{H}_2 на соответствующие оси координат. Первая из них описывает волну ТЕ с компонентами E_z , H_x , H_y , а вторая — волну ТН с компонентами E_x , E_y , H_z . Волна ТН взаимодействует с веществом через компоненту тензора $\overline{\mu}_2$, равную $\mu_z = 1$, и для этой волны ферритовая пластина практически эквивалентна обычному диэлектрику, не обладающему магнитными свойствами. В первую из систем (5) для волны ТЕ входят компоненты тензора $\overline{\mu}_2$, которые могут изменяться от $-\infty$ до $+\infty$ при варьировании частоты или величины поля H_0 .

Система (5) для ТЕ-волны разрешается относительно компоненты поля E_{2z} и приводится к волновому уравнению Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 E_{2z}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{2z}}{\partial y^2} + k_0^2 \varepsilon_2 \mu_{\perp} E_{2z} = 0, \quad (6)$$

где $k_0 = \omega/c$, а $\mu_{\perp} = (\mu^2 - v^2)/\mu$. Решение для E_{2z} можно записать в виде

$$E_{2z} = \exp(-i k_y y) [A \exp(k_{2x} x) + B \exp(-k_{2x} x)], \quad (7)$$

где A и B — произвольные постоянные, k_{2x} и k_y — проекции волнового вектора, связанные соотношением

$$k_y^2 - k_{2x}^2 = q_2^2 = k_0^2 \varepsilon_2 \mu_{\perp}. \quad (8)$$

Удовлетворяя граничным условиям непрерывности касательных компонент \mathbf{E} и \mathbf{H} на поверхностях пластины, можно получить дисперсионное уравнение, связывающее частоту ω , волновое число k , толщину слоя s и параметры вещества:

$$\tanh(k_{2x} s) = - \frac{2\mu \sqrt{1 - (k_0/k_y)^2} \sqrt{1 - \varepsilon_2 \mu_{\perp} (k_0/k_y)^2}}{1 + \mu^2 - v^2 - (\mu \varepsilon_2 + \mu^2 - v^2) (k_0/k_y)^2}. \quad (9)$$

Рассчитаем на основе (9) дисперсионную зависимость $f(k_y)$ исследуемой ТЕ-волны для параметров, обычно используемых в экспериментах: $H_0 = 300$ Э, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $\varepsilon_2 = 15$ и $s = 10$ мкм (рис. 1, кривая 1). Как видно из рис. 1, фазовая скорость волны ТЕ становится меньше, чем в вакууме, в 10–1000 раз. Очевидно, что

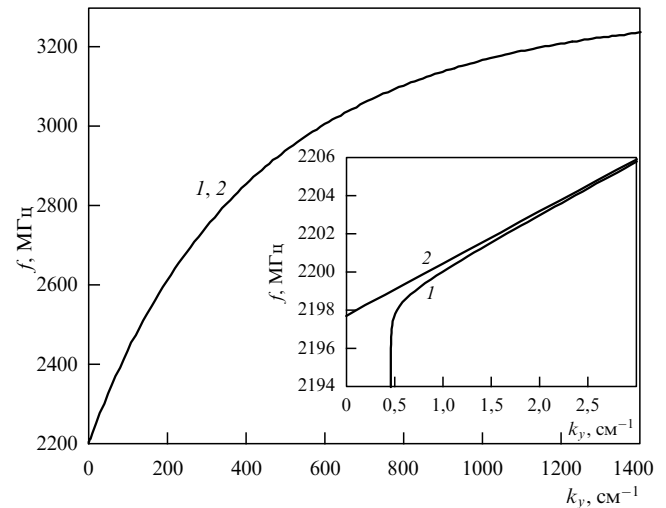


Рис. 1. Дисперсионные зависимости магнито-статической волны, распространяющейся перпендикулярно направлению \mathbf{H}_0 : 1 — при использовании уравнений Максвелла, 2 — при расчете в магнито-статическом приближении.

такое замедление волны позволяет при ее описании в уравнениях Максвелла пренебречь членами с производной по времени, т.е. использовать уравнения в магнито-статическом приближении:

$$\text{rot } \mathbf{H}_j = 0, \quad (10)$$

$$\text{div}(\mu_j \mathbf{H}_j) = 0. \quad (11)$$

Вводя магнито-статический потенциал в соответствии с выражением $\mathbf{H}_j = \text{grad } \Psi$, из (10) и (11) можно получить уравнения для Ψ внутри и вне ферритовой пластины. Используя известные граничные условия (непрерывность нормальной компоненты магнитной индукции и потенциала на границах феррита с вакуумом), можно составить систему уравнений и получить следующее дисперсионное уравнение для волны, распространяющейся вдоль оси y :

$$\tanh(k_y s) = - \frac{2\mu}{1 + \mu^2 - v^2}. \quad (12)$$

Зависимость $f(k_y)$, вычисленную на основе соотношения (12), на рис. 1 невозможно отличить от точной кривой, полученной из (9). Эти кривые различаются только при малых значениях $k_y \sim k_0$. На вставке к рис. 1 приведены соответствующие фрагменты обеих дисперсионных кривых. Как видим, уже при волновых числах $2-3$ см $^{-1}$ разница в частоте составляет несколько долей мегагерца. Сравнивая уравнения (12) и (9), можно прийти к аналогичному выводу: если в (9) мы положим $(k_0/k_y)^2 \ll 1$ и пренебрежем членами, содержащими $(k_0/k_y)^2$, то (9) преобразуется в уравнение (12).

Итак, если мы пожертвуем маленьким начальным интервалом значений k_y и соответствующей ему областью значений f , т.е. не будем при описании волны ТЕ использовать уравнение (12) для значений $k \sim k_0$, то мы вправе применить для описания этой волны уравнение в магнито-статическом приближении. При этом мы теряем выражение для поля E_z , но в большинстве задач без него можно обойтись. Граничные условия магнито-статики: непрерывность потенциала и нормальной ком-

поненты индукции — эквивалентны непрерывности касательных компонент \mathbf{E} и \mathbf{H} . Получаем более простое решение, которое позволяет нам легко описывать распространение волны под произвольным углом к оси y . Дисперсия при произвольном направлении распространения волны описывается трансцендентным уравнением

$$\tanh(k_{2x}s) = -\frac{2\mu k_{1x}k_{2x}}{k_{1x}^2 + \mu^2 k_{2x}^2 - v^2 k_y^2}, \quad (13)$$

где x -компоненты волнового числа в пластине и в вакууме имеют вид

$$\begin{aligned} k_{2x} &= \sqrt{-k_y^2 - \frac{k_z^2}{\mu}}, \\ k_{1x} &= \sqrt{k_y^2 + k_z^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Решения этого уравнения для фиксированной частоты — так называемые изочастотные кривые — показаны на рис. 2 для двух значений поля подмагничивания. Как видим, при отклонении вектора \mathbf{k} от оси y или от оси z его модуль возрастает, — следовательно, магнитостатическое приближение не нарушается.

Прежде чем приступить к дальнейшему изложению, напомним, что направление вектора групповой скорости \mathbf{v}_g определяется нормалью к изочастотной кривой. Уточним также термины, которые мы будем использовать. Прямой будем называть волну, для которой скалярное произведение векторов $\mathbf{k}\mathbf{v}_g > 0$, а обратной — волну, для которой $\mathbf{k}\mathbf{v}_g < 0$. Такое определение применимо для волн в любой среде (как изотропной, так и анизотропной) и является более общим, чем определение, приводимое обычно в учебниках, словарях и энциклопедиях, где рассматривается только коллинеарное распространение волн (когда векторы \mathbf{k} и \mathbf{v}_g параллельны).

На рисунке 2 для двух произвольно выбранных волновых векторов \mathbf{k} показаны соответствующие векторы групповой скорости \mathbf{v}_g . Из рисунка видно, что при

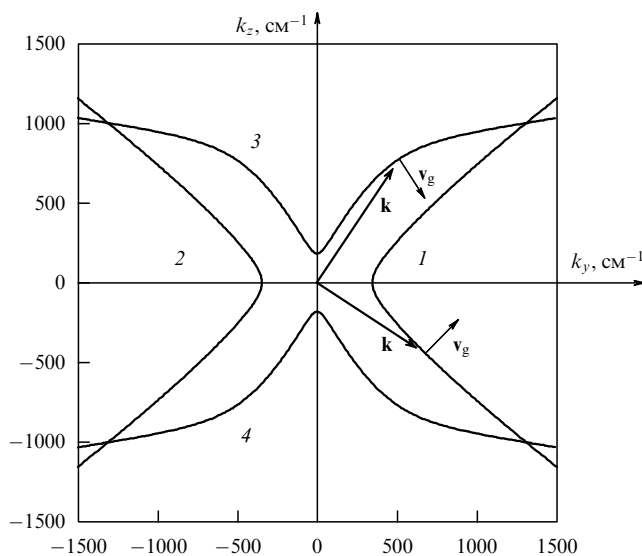


Рис. 2. Изочастотные кривые при $f = 2800$ МГц, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $s = 10$ мкм: кривые 1, 2 — для прямой МСВ при $H_0 = 300$ Э; кривые 3, 4 — для обратной МСВ при $H_0 = 480$ Э.

$H_0 = 300$ Э (кривые 1 и 2) уравнение (14) описывает *прямую волну*, для которой $\mathbf{k}\mathbf{v}_g > 0$ и $|\partial\omega/\partial\mathbf{k}| > 0$, а при $H_0 = 480$ Э (кривые 3 и 4) — *обратную волну*, для которой $\mathbf{k}\mathbf{v}_g < 0$ и $|\partial\omega/\partial\mathbf{k}| < 0$. Можно заметить, что прямая волна будет иметь коллинеарные векторы \mathbf{k} и \mathbf{v}_g , только когда \mathbf{k} будет ориентирован параллельно оси y , а обратная волна — коллинеарные векторы \mathbf{k} и \mathbf{v}_g , когда \mathbf{k} будет направлен параллельно оси z . Направления, вдоль которых векторы \mathbf{k} и \mathbf{v}_g коллинеарны, а изочастотные кривые симметричны, являются оптическими осями. Волну, распространяющуюся вдоль оптической оси, называем коллинеарной (она может быть и прямой, и обратной), а волну, распространяющуюся под углом к оптической оси, — неколлинеарной волной (которая также может быть и прямой, и обратной).

Две ветви изочастотных зависимостей для прямой (кривые 1 и 2) и обратной (кривые 3 и 4) волн абсолютно одинаковы и описывают распространение волны в противоположные стороны. Расстояние между ветвями изочастотной кривой как для прямой, так и для обратной волны зависит от величины поля подмагничивания H_0 . То есть ветви могут приближаться друг к другу или отдаляться друг от друга при изменении величины поля магнита. Для прямой волны обе ветви 1 и 2 изочастотной кривой не просто похожи на гиперболу, а очень точно аппроксимируются гиперболой, что наводит на интересную мысль. Если сблизить ветви этой изочастотной кривой и вспомнить про отброшенную волну ТМ, то получится ситуация, аналогичная случаю известного в оптике одноосного кристалла, в котором наблюдается двулучепреломление. Для волны ТМ ферритовая пленка изотропна, а изочастотная кривая для нее представляет собой окружность (или близка к окружности) радиусом порядка 1 см^{-1} . Таким образом, в плоскости ферритовой пленки существуют две волны с разными коэффициентами преломления, один из которых зависит от направления распространения волны, а другой не зависит. То есть мы имеем модель одноосного кристалла с двулучепреломлением, однако с существенной и интересной особенностью: коэффициент преломления необыкновенной волны описывается не эллипсом, а *гиперболой!*

Ниже мы исследуем некоторые характеристики прямых и обратных ТЕ-волн или МСВ при их распространении под произвольным углом к оптической оси; ТМ-волна в дальнейшем упоминаться не будет, поскольку в тонких пластинах феррита она практически не возбуждается и законы ее распространения, отражения и преломления тривиальны.

На рисунке 3 приведены зависимости ориентации вектора групповой скорости (угла ψ между вектором \mathbf{v}_g и осью y) от ориентации волнового вектора (угла φ между \mathbf{k} и осью y) для прямой и обратной волн (за положительное направление отсчета углов ψ и φ здесь и ниже принимается направление против часовой стрелки). Как видим, для прямой волны зависимость $\psi(\varphi)$ однозначная, а для обратной волны — неоднозначная. Поэтому при распространении обратной волны может оказаться, что в одном и том же направлении распространяются два (иногда даже три) луча, различающиеся направлением и величиной волнового вектора или, другими словами, длиной волны и ориентацией волновых фронтов. Например, при $\psi = -60^\circ$ могут распространяться два луча с разными ориентациями волновых фронтов: $\varphi = 54^\circ$ и $\varphi = 85^\circ$.

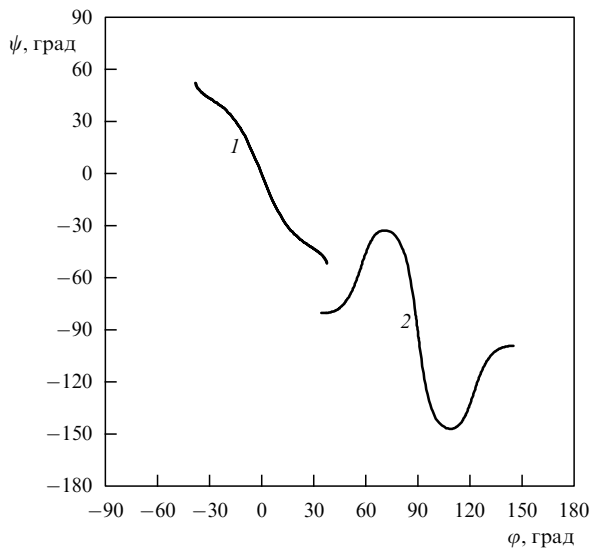


Рис. 3. Зависимости направления групповой скорости обратной волны (угол ψ) от ориентации волнового вектора (угол φ) при $f = 2800$ МГц, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $s = 10$ мкм: кривая 1 — для прямой МСВ при $H_0 = 300$ Э (соответствует кривой 1 на рис. 2); кривая 2 — для обратной МСВ при $H_0 = 480$ Э (соответствует кривой 3 на рис. 2).

Зная основную характеристику луча МСВ — зависимость $\psi(\varphi)$, несложно рассмотреть отражение и преломление прямой и обратной неколлинеарных волн. Рассмотрим сначала общие характерные особенности отражения. Пусть луч падает на плоское зеркало (прямолинейный край ферритовой пленки). В зависимости от угла между оптической осью среды и нормалью к плоскости зеркала можно выделить несколько характерных типов отражения, различающихся взаимным расположением падающего и отраженного лучей. Когда оптическая ось совпадает с нормалью к плоскости зеркала, то свойства среды слева и справа от нормали симметричны и отражение происходит по закону Евклида — угол падения равен углу отражения. При отклонении оптической оси от нормали волновые свойства среды оказываются несимметричными относительно нормали. Это приводит к тому, что угол отражения становится не равным углу падения. При дальнейшем отклонении оптической оси возникает обратное (или отрицательное) отражение, причем наиболее необычна ситуация, когда при косом падении на зеркало отраженный луч уходит в направлении, которое противоположно направлению падающего луча. При сильном отклонении оптической оси от нормали лучи прямой неколлинеарной волны, падающие на зеркало в широком секторе ($40-45^\circ$), отражаются в узкий сектор порядка $2-3^\circ$, т.е. плоское зеркало собирает отраженные лучи в узкий пучок. При дальнейшем отклонении оптической оси возникает ситуация, когда нормаль к плоскости зеркала совпадает с асимптотой к изочастотной кривой (представляющей собой гиперболу для прямой МСВ); в этом случае любой луч, под каким бы углом он ни падал на плоскость зеркала, не дает отражения. Это объясняется тем, что вторая ветвь изочастотной гиперболы лежит по другую сторону асимптоты и не существует отраженных лучей, удовлетворяющих граничным условиям на поверхности зеркала. Таковы общие закономерности отражения неколлинеарной волны. Все эти ситуации наблюдались экспериментально [2–4]. Несколько

позже наших первых опытов [2] аналогичная ситуация была исследована теоретически в [5].

Исследуя отражение волн, необходимо также иметь в виду, что в отличие от изотропных сред, в которых не имеет значения, каким способом изменяют угол падения волны на плоское зеркало — поворачивая зеркало или поворачивая возбуждающую антенну — в случае анизотропной среды эти два способа приведут к совершенно различным результатам, поскольку ориентация зеркала или ориентация антенны будут изменяться еще и относительно оптической оси. Очевидно, что при повороте зеркала *параметры падающей волны* (длина волны λ_i , волновой вектор \mathbf{k}_i , групповая скорость \mathbf{v}_{gi} и связанные с ними углы φ_i и ψ_i) *остаются постоянными*, тогда как при повороте антенны *параметры падающей волны будут различными для каждого нового значения угла падения* (из-за того, что ориентации векторов \mathbf{k}_i и \mathbf{v}_{gi} будут изменяться относительно оптической оси). Следует заметить, что значение волнового числа k_r отраженного луча может существенно отличаться от величины k_i .

Рассмотрим сначала результаты, которые получаются при падении *прямой коллинеарной волны*, распространяющейся вдоль оси y , на плоское зеркало, ориентация которого изменяется относительно оптической оси [6]. На рисунке 4 представлены результаты расчета углов ψ_r и φ_r отраженного луча (ориентации групповой скорости и волнового вектора) в зависимости от угла θ между нормалью к зеркалу и осью y . Параметры падающей волны равнялись $\psi_i = \varphi_i = 180^\circ$, т.е. коллинеарный падающий луч распространялся в направлении, противоположном направлению оси y (см. также рис. 2). Когда нормаль к зеркалу параллельна оси y , луч отражается назад в направлении $\psi_r = 0$ и *остается коллинеарным* (т.е. $\varphi_r = 0$). При постепенном наклоне зеркала значения ψ_r и φ_r расходятся в разные относительно оптической оси стороны¹. В интервале значений θ от 15° до 40° луч

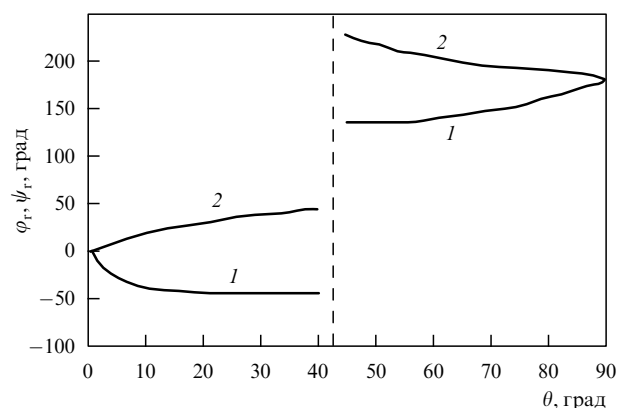


Рис. 4. Зависимости направления распространения отраженного луча ψ_r (кривые 1) и ориентации волнового вектора (фронта) в этом луче φ_r (кривые 2) от ориентации зеркала θ для прямой волны при $f = 3000$ МГц, $H_0 = 360$ Э, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $s = 10$ мкм (все углы отсчитаны от оптической оси y).

¹ Наглядное представление о параметрах отраженного луча можно получить, если на рис. 2 через конец волнового вектора падающего луча \mathbf{k}_i провести прямую, соответствующую ориентации нормали зеркала, и найти вторую точку пересечения этой прямой с изочастотной кривой. Эта точка и будет определять параметры отраженного луча. Мы предоставляем читателю возможность самому проделать подобные построения для различных значений θ .

отражается примерно под одним и тем же углом: $\psi_r \approx 50^\circ$. Это объясняет, почему для широкого интервала углов падения лучи отражаются в одном и том же направлении, хотя ориентация фазового фронта (угол φ_r) в отраженном луче при этом плавно изменяется. При значении $\theta \approx 43^\circ$ возникает ситуация, когда нормаль к зеркалу совпадает с асимптотой изочастотной кривой и отражение становится невозможным. При дальнейшем повороте зеркала волновой вектор и вектор групповой скорости разворачиваются на 180° и равномерно сходятся к направлению падающего луча. Описанные выше результаты были подтверждены экспериментально. Отметим, что по известным значениям углов ψ_r и θ с помощью простых соотношений легко найти и углы отражения χ_r , отсчитанные от нормали к зеркалу (см. ниже или более подробно в [7]).

Анализ отражения луча от произвольно ориентированного зеркала позволяет представить, как будет отражаться плоская волна от круглой неоднородности (в эксперименте это может быть просто отверстие в пленке). Если края неоднородности гладкие, а ее размер много больше длины волны, то отражение от нее будет таким же, как от зеркала. Пусть плоская коллинеарная волна, распространяющаяся в отрицательном направлении оси y (т.е. падающему лучу соответствует точка пересечения кривой 2 и оси y на рис. 2), падает на круглое отверстие. От ближней дуги окружности (середина которой лежит на оси y) возникнут отраженные лучи, соответствующие пересечению нормали с противоположной изочастотой (кривой 1 на рис. 2). Эта часть окружности даст обратное отражение, собирающееся в некое подобие "узла" на оси y . Отражение от остальной части окружности, соответствующее пересечению нормали с исходной изочастотой (кривой 2 на рис. 2), будет расходиться в разные стороны по направлению падающей волны. Проведенный анализ показал, что можно сфокусировать в одной точке часть лучей, отраженных обратно. Для этого необходимо придать границе не форму дуги окружности, а искривить поверхность зеркала более сложным образом. Теоретическая оценка и результаты эксперимента [8, 9] показали, что диаметр фокального пятна может составлять несколько долей миллиметра. Сфокусировать лучи можно и полосковым возбудителем, придав ему необходимую форму. Примечательно, что фокусировка лучей МСВ осуществляется не вогнутой, как в электродинамике изотропных сред, а выпуклой поверхностью.

Рассмотрим также результаты, которые получаются при падении *обратной коллинеарной волны*, распространяющейся вдоль оси z , на плоское зеркало, ориентация которого изменяется по отношению к оптической оси [7]. Исследуем непосредственно зависимость угла отражения от угла падения $\chi_r(\chi_i)$. Отсчет углов χ_i и χ_r проводился от нормали, причем если падающий и отраженный лучи оказывались по разные стороны от нормали, то знак угла χ_r выбирался таким же, как и знак угла χ_i ; если же падающий и отраженный лучи оказывались по одну сторону от нормали, то знак угла χ_r выбирался противоположным знаку² χ_i . Ориентация нормали θ и все ос-

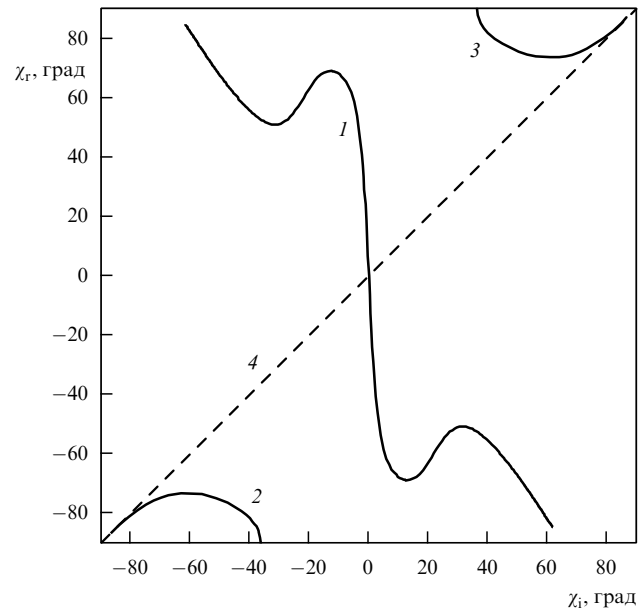


Рис. 5. Зависимость угла отражения от угла падения $\chi_r(\chi_i)$ для обратной волны при $f = 2350$ МГц, $H_0 = 367$ Э, $4\pi M_0 = 1870$ Гс, $s = 82$ мкм: кривая 1 — отрицательное отражение; кривые 2 и 3 — положительное отражение; прямая 4 описывает отражение в изотропных средах.

тальные углы (ориентации групповых скоростей и волновых векторов падающего и отраженного лучей $\psi_i, \psi_r, \varphi_i$ и φ_r) отсчитывались от оси z . Очевидно, что при этом углы падения и отражения волны χ_i и χ_r и ориентация нормали (угол θ) связаны с углами ψ_i, ψ_r следующими соотношениями:

$$\chi_i = \psi_i - \theta + 180^\circ, \quad (15)$$

$$\chi_r = \psi_r - \theta + 360^\circ. \quad (16)$$

На рисунке 5 представлена зависимость угла отражения от угла падения $\chi_r(\chi_i)$. Волновой вектор падающей волны \mathbf{k}_i направлен противоположно оси z , а направление групповой скорости \mathbf{v}_{gi} совпадает с направлением оси z . Штриховая прямая 4 на рис. 5 показывает, как происходило бы отражение в изотропной среде. Как видно из рис. 5, обратная волна, имеющая коллинеарный характер, испытывает отрицательное отражение от границы во всем диапазоне значений угла падения χ_i (кривая 1), если падающая и отраженная волны описываются противоположными изочастотными кривыми (аналогичными кривым 4 и 3 на рис. 2); если же падающая и отраженная волны описываются одной и той же изочастотой (аналогичной кривой 4 на рис. 2), то имеет место положительное отражение, наблюдаемое при значениях угла падения $|\chi_i| > |\chi_i^{\min}|$ (кривые 2 и 3). Таким образом, при $|\chi_i| > |\chi_i^{\min}|$ в результате отражения волны могут появиться два луча (с отрицательным и с положительным значением χ_r). Величина χ_i^{\min} зависит от частоты и параметров структуры (например на рис. 5 $\chi_i^{\min} \approx 37^\circ$). Подробно отражение и свойства обратных коллинеарных и неколлинеарных волн, включая экспериментальные исследования, описаны в [7].

Рассмотрим теперь зависимость угла отражения от угла падения $\chi_r(\chi_i)$ в случае, когда ориентация плоского зеркала по отношению к оптической оси не изменяется, а

² Мы вынуждены ввести такие правила отсчета для угла отражения, поскольку именно такой отсчет считается общепринятым и соответствует хорошо известному для изотропных сред закону зеркального отражения, согласно которому угол падения равен углу отражения.

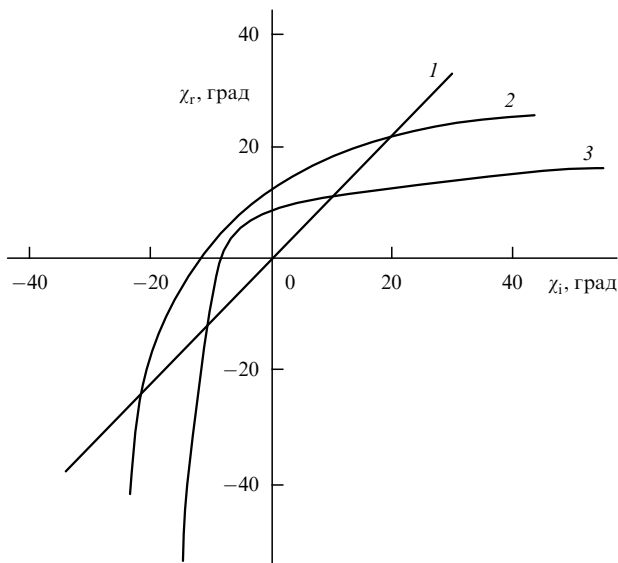


Рис. 6. Зависимости угла отражения от угла падения $\chi_r(\chi_i)$ для прямой волны при $f = 3400$ МГц, $H_0 = 437$ Э, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $s = 10$ мкм и различных значений угла θ между нормалью зеркала и оптической осью: $\theta = 0$ (кривая 1), $\theta = 10^\circ$ (кривая 2), $\theta = 20^\circ$ (кривая 3).

варьирование угла падения χ_i осуществляется посредством поворота возбуждающей антенны [3]. Пусть антенна возбуждает *прямую волну*, описываемую изочастотной кривой 1 на рис. 2. На рисунке 6 представлены расчеты зависимости $\chi_r(\chi_i)$ для трех различных случаев ориентации зеркала. Как видно из рис. 6, если нормаль к зеркалу параллельна оптической оси, то какая бы волна ни падала на зеркало (коллинеарная или неколлинеарная), отражение все равно происходит по закону Евклида: угол падения равен углу отражения (кривая 1). Однако если нормаль отклонена от оптической оси, то, во-первых, угол отражения становится не равным углу падения, и, во-вторых, при небольших отрицательных значениях угла падения χ_i возникает отрицательное отражение (кривые 2 и 3, рис. 6).

В заключение отметим, что с помощью неколлинеарных волн несложно реализовать также *отрицательное преломление* [10], причем и падающая, и преломленная волны при этом могут быть *прямыми*. Результаты исследований, описанных выше, были использованы для разработки макетов приборов аналоговой обработки информации на СВЧ [11].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 04-02-16460) и Программы фундаментальных исследований РАН "Исследование электрофизических явлений в метаматериалах при прохождении потоков электромагнитной энергии".

Список литературы

1. Damon R W, Eshbach J R J. *Phys. Chem. Solids* **19** 308 (1961)
2. Вашковский А В, Шахназарян Д Г *Радиотехника и электроника* **32** 719 (1987)
3. Вашковский А В, Зубков В И *Радиотехника и электроника* **48** 149 (2003)
4. Вашковский А В, Локк Э Г *Электронный журнал "Исследовано в России"* **7** 1194 (2004); <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2004/111.pdf>

5. Иванов В Н и др. *Изв. вузов, радиофизика* **32** 764 (1989)
6. Вашковский А В, Зубков В И *Радиотехника и электроника* **50** 670 (2005)
7. Вашковский А В, Локк Э Г *УФН* **176** 403 (2006)
8. Вашковский А В и др. *Радиотехника и электроника* **31** 837 (1986)
9. Вашковский А В и др. *Письма в ЖТФ* **13** 1067 (1987)
10. Вашковский А В, Локк Э Г *УФН* **174** 657 (2004)
11. Вашковский А В и др. *Радиотехника и электроника* **35** 2606 (1990)

PACS numbers: 42.25.-p, 42.70.Qs, 78.20.Ci

Электромагнитные волны в искусственных периодических структурах

Р.А. Силин

1. Введение

В докладе рассматриваются искусственные периодические структуры, распространение электромагнитных волн в которых исследуется с применением зонной теории [1], развитой в физике твердого тела для изучения волн де Бройля. Особый интерес такие кристаллы представляют для создания устройств в коротковолновых диапазонах, включая оптический. Взаимосответствие понятий для этих волн представлено в таблице.

На основе искусственных кристаллов (часто называемых фотонными кристаллами) можно изготавливать резонаторы, линии передачи, фильтры, делители сигналов и др. Для этого используются неоднородности кристалла, создающие локальные колебания, аналогичные примесным уровням в твердом теле. Неоднородность в точке позволяет сделать резонатор, а неоднородность вдоль линии — волноведущий тракт и другие радиотехнические устройства.

Одно из направлений исследований искусственных кристаллов состоит в изучении законов преломления и отражения волн на границе раздела таких кристаллов, а также в поиске сред, в которых эти волны ведут себя необычно. Так, например, в работе [2] показано, что в средах, в которых групповая и фазовая скорости волны направлены в противоположные стороны, луч, падающий из свободного пространства, отклоняется в противоположном относительно обычного направлении. С тех пор появилось большое число работ по изучению сред с необычными законами преломления и отражения [3–9].

Таблица. Аналогия волн де Бройля и электромагнитных волн

Волны де Бройля	Электромагнитные волны
Энергия электрона $E = h\omega$	Частота ω
Квазиимпульс \mathbf{p}	Волновой вектор \mathbf{k}
Скорость электрона $v_e = \text{grad}_p \omega$	Групповая скорость волны $v_g = \text{grad}_k \omega$, равная скорости переноса энергии
Дисперсионная характеристика $E(\mathbf{p})$	Дисперсионная характеристика $\omega(\mathbf{k})$
Энергетическая зона	Полоса пропускания
Запрещенная зона	Полоса непропускания
Изоэнергетическая поверхность	Изочастота
Примесные или поверхностные уровни	Локальные колебания

В основном эти исследования проводились в средах, проводящих волны в двух измерениях. К таким средам относятся двумерно периодические структуры, состоящие из металлических элементов [4–9], пленки феррита, в которых распространяются магнитоэлектрические волны [10, 11], а также холестерические жидкие кристаллы [12]. Необычными оказываются законы преломления и отражения волн в плазме [13, 14].

Представление о ходе лучей в тех или иных средах можно получить, рассматривая тензоры диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостей [13, 14]. Такой подход применим, когда период структуры мал по сравнению с длиной волны, ибо расчет соответствующих тензоров требует усреднения поля. Более удобным, наглядным и справедливым при любых длинах волн представляется метод, использующий изочастоты, т.е. поверхности, на которых оканчивается волновой вектор при всевозможных направлениях волн. Изочастоты можно построить как на основании тензоров ε и μ , так и не прибегая к усреднению поля.

Использование аналогии свойств волн де Бройля в кристаллах и электромагнитных волн в периодических структурах привело к обнаружению ряда физических явлений, неизвестных ранее в классической оптике. Описанию этих явлений посвящен данный доклад.

Рассматриваем структуры, периодические в трех измерениях. Электромагнитное поле в такой структуре разлагают в тройной ряд Фурье по пространственным гармоникам с волновыми векторами \mathbf{k}_{m_1} , \mathbf{k}_{m_2} , \mathbf{k}_{m_3} ($-\infty < m_i < \infty$, $i = 1, 2, 3$). Каждой гармонике соответствует своя область изменения (зона Зейтца).

Фазовые скорости пространственных гармоник различны. Они определяются равенством: $v_{m_i} = \omega \mathbf{k}_{m_i} / |\mathbf{k}_{m_i}|^2$, а групповые скорости, $\mathbf{v}_\Gamma = \text{grad}_\mathbf{k} \omega$, для всех гармоник одинаковы. Групповая скорость задает направление потока энергии, луча, информации. Она направлена по нормали к изочастоте в сторону возрастания частоты.

Фазовые скорости (а также волновые векторы) и амплитуды гармоник для электромагнитных волн важно знать, поскольку они определяют направление и интенсивность дифракционных максимумов (например в дифракционных и антенных решетках). Их важно знать также при исследовании взаимодействия электронов с волной (эффект Вавилова–Черенкова). В одномерно периодической среде это взаимодействие наиболее эффективно в том случае, когда фазовая скорость $v = \omega/k$ близка к скорости электронов ($v_e \approx \omega/k$), т.е. $kv_e = \omega$. Обобщением этого соотношения на двумерные и трехмерные структуры служит условие излучения Вавилова–Черенкова $\mathbf{k}\mathbf{v}_e = \omega$, которое в технике сверхвысоких частот называют *условием синхронизма* электронов с волной и используют при создании электронных приборов (ламп с бегущей волной, ламп с обратной волной и др.).

2. Построение волновых векторов и лучей с помощью изочастот

В общем случае будем различать *прямые и обратные волны*. Прямыми называем волны, у которых угол θ между направлениями фазовой и групповой скоростей не превышает $\pi/2$ ($|\theta| < \pi/2$). В случае $\pi/2 < |\theta| \leq \pi$ волну называем обратной.

На рисунке 1 изображены кубические ячейки двух искусственных сред и соответствующие им изочастоты в

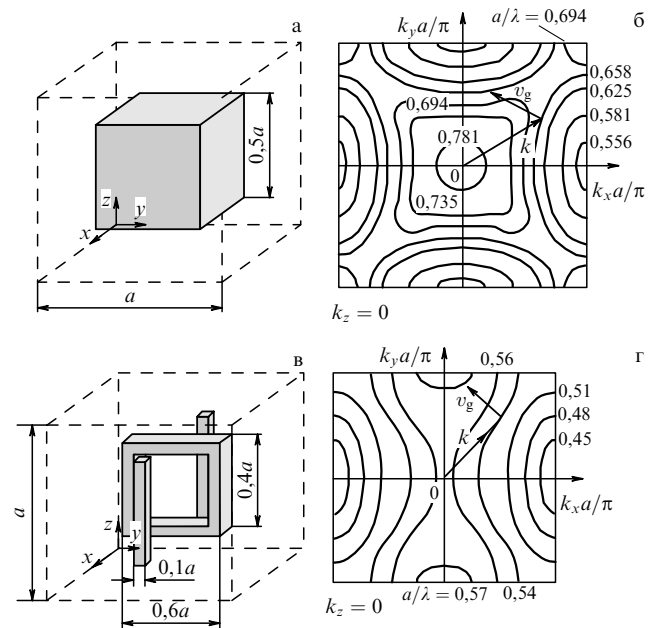


Рис. 1. Примеры ячеек трехмерно периодических структур и их изочастоты, построенные в координатах k_x , k_y в нулевой зоне, и рассчитанные во второй полосе пропускания.

нулевой зоне во второй полосе пропускания, построенные в плоскости k_x , k_y . Вблизи изочастот указаны пропорциональные частотам значения a/λ , где a — размер ячейки, а λ — длина волны в свободном пространстве. Обозначены также волновые векторы (жирные стрелки) и направление групповой скорости (тонкие стрелки).

Рассмотрим с помощью изочастот ($a/\lambda = \text{const}$) преломление волны на границе двух изотропных сред и ход лучей (\mathbf{v}_Γ) для волн, прошедших через плоско-параллельную пластину. Рисунки 2а, б и д соответствуют прямой волне в преломляющей среде, а рис. 2в, г и е — обратной волне. Штриховыми отрезками на рис. 2 и всех остальных ниже изображены проекции векторов \mathbf{k} на ось абсцисс. Заметим, что энергия преломленной волны бежит от границы раздела двух сред и что проекции на границу раздела волновых векторов падающей (\mathbf{k}_Π) отраженной (\mathbf{k}_0) и преломленной ($\mathbf{k}_{\Pi\Pi}$) волн одинаковы (рис. 2а–г).

Два различных вектора $\mathbf{k}_{\Pi\Pi}$ могут иметь одинаковые проекции на границу раздела в преломляющей среде. Один из векторов (рис. 2а), направленный вниз относительно границы раздела, соответствует прямой волне, а другой (рис. 2в), направленный вверх, — обратной волне. Относится к преломленной волне тот из них, которому соответствует групповая скорость (луч), направленная от границы раздела (ср. рис. 2а, б и рис. 2в, г). Для каждого случая на рис. 2 сделано два построения. Одно из них, в котором векторы направлены из начала координат (рис. 2а, в), — строгое — всегда позволяет однозначно определить направления всех векторов. Однако строгое построение не наглядно. Чаще используют другое построение (рис. 2б, г): волновые векторы падающей волны изображают в верхней полуплоскости, а преломленной — в нижней. Такое построение наглядно, но не всегда позволяет понять, куда направлен луч.

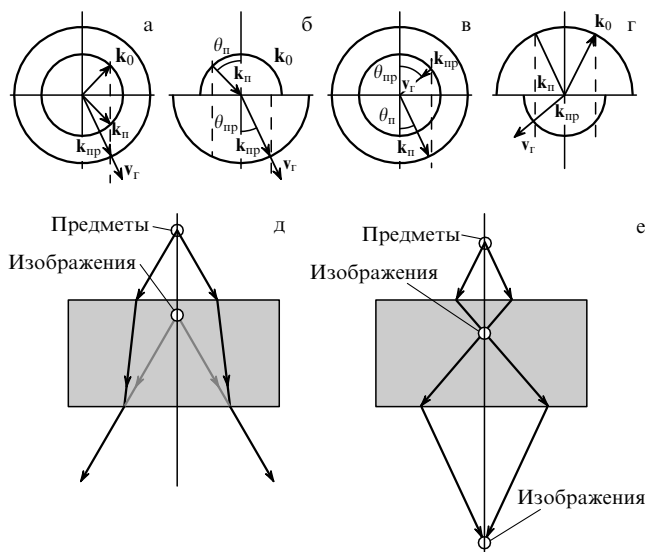


Рис. 2. Волновые векторы \mathbf{k} и лучи \mathbf{v}_r , предметы и изображения для случаев, когда волна проходит через границу раздела двух сред (а, б, в, г) и через пластину (д, е). Рисунки а, б, д относятся к случаю, когда в преломляющей среде и пластине бежит прямая волна, а рис. в, г, е — к случаю, когда в них бежит обратная волна. Построения на рис. а и в — строгие, но не наглядные, на рис. б и г — наглядные, но не строгие.

На рисунках 2д, е приведен ход лучей для прямой (рис. 2д) и обратной (рис. 2е) волн в пластине, а также изображения предметов в этих пластинах. В случае прямой волны предмет и изображение лежат по одну сторону нижней границы пластины. В случае обратной волны возможны два изображения, причем одно из них находится по другую сторону пластины.

Обратные волны, соответствующие им примеры сред и законы преломления известны давно [3, 4, 8]. В 1940–1966 гг. они широко использовались в лампах и антеннах с обратной волной. В работе В.Е. Пафомова¹ [13] показано, что обратные волны возможны в изотропной среде с одновременно отрицательными проницаемостями ϵ и μ . Такое явление может наблюдаться в плазме [13, 14]. Лишь в 2000 г. (т.е. примерно спустя 40 лет после опубликования работ [3, 4, 8]) была предложена периодическая структура из металлических стержней и колец [16], в которой возможна обратная волна в одном измерении и лишь во второй полосе пропускания. Ее изочастоты подобны приведенным на рис. 1г.

Выше рассмотрены только изотропные среды, в которых изочастоты имеют форму сфер или окружностей с центром в начале координат. Реально среды ведут себя как изотропные лишь в некоторой полосе частот (рис. 1б). Построение волновых векторов и лучей, т.е. групповых скоростей, для различных форм изочастот представлено на рис. 3. Каждой форме изочастот соответствуют два рисунка: прохождение волны и лучей через границу двух сред (в верхней полуплоскости изображены изочастоты свободного пространства — это полукружности с центром в начале координат, а в нижней — изочастоты среды) и через пластину. Полагаем, что в

¹ Во многих статьях доказательство существования обратных волн в средах с $\epsilon < 0$, $\mu < 0$ неправильно приписывают В.Г. Веселаго [15], тогда как впервые это доказал В.Е. Пафомов.

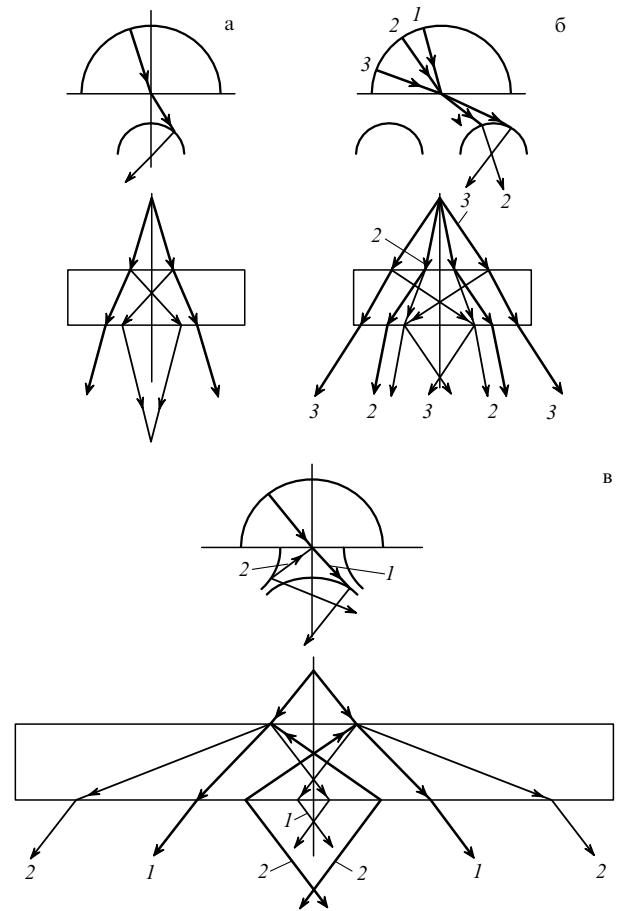


Рис. 3. Волновые векторы (жирные стрелки) и лучи (тонкие стрелки), соответствующие прохождению волны из свободного пространства через границы раздела сред и через плоско-параллельные пластины из материалов с различной формой изочастот.

средах, которым соответствуют рис. 3а, б, бежит прямая волна.

Ситуация, отвечающая рис. 3а, при которой граница раздела сред параллельна оси \mathbf{k}_x , может иметь место для изочастоты $a/\lambda = 0,57$, приведенной на рис. 1г. Здесь необычным является то, что предмет и изображение лежат по разные стороны от пластины несмотря на то, что волна прямая. Противоположная картина должна наблюдаться в случае, когда соответствующая изочастота ($a/\lambda = 0,556–0,658$ на рис. 1б, $a/\lambda = 0,45–0,56$ на рис. 1г) принадлежит обратной волне. При этом луч отклоняется от нормали в ту же сторону, что и в обычном диэлектрике, а предмет и изображение лежат по одну сторону относительно нижней границы пластины (как на рис. 2д). Картина, приведенная на рис. 3б, возможна для изочастот $a/\lambda = 0,694$ (рис. 1б), когда нормаль к границе раздела параллельна оси \mathbf{k}_x или \mathbf{k}_y . При малых углах падения (волновой вектор \mathbf{l}) волна не проходит в искусственную среду, так как для этой среды не существует изочастот, на которых мог бы оканчиваться волновой вектор. При увеличении угла падения волна начинает проходить в среду, причем с его возрастанием угол преломления сначала убывает, а затем меняет знак.

Интересна картина, приведенная на рис. 3в. Она соответствует изочастотам, представленным на рис. 1б ($a/\lambda = 0,658$). В преломляющей среде имеется два волно-

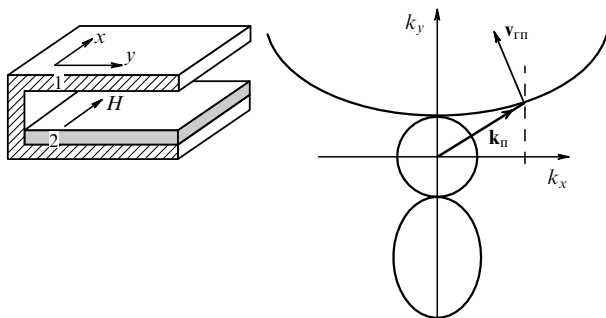


Рис. 4. Изочастоты ферритовой пленки на диэлектрической подложке и векторы \mathbf{k}_{\parallel} и \mathbf{v}_{\parallel} падающей волны в случае отсутствия отраженной и преломленной волн.

вых вектора с одинаковыми проекциями на границу раздела. Поэтому одному лучу в падающей волне могут соответствовать два преломленных луча (*двойное лучепреломление*). В результате получается два изображения одного предмета (лучи 1 и 2 сходятся в разных точках). Поляризация обоих лучей при этом остается одинаковой в отличие от поляризации при двойном лучепреломлении в обычной оптике.

Еще больший интерес представляют волны в ферритовых пленках между металлическими плоскостями, помещенных в магнитное поле (рис. 4). В таких системах существуют изочастоты, которые прямая, перпендикулярная границе раздела сред, пересекает только один раз. Отсюда следует кажущийся невероятным факт: при наличии падающей волны могут не существовать ни преломленная, ни отраженная волны. Этот эффект, предсказанный теоретически в [10], был обнаружен экспериментально в [11]. Энергия, поступающая на границу раздела, уносится краевой волной.

3. Среды, в которых наблюдаются обратные волны

Двумерно периодические решетки, в которых могут существовать обратные волны, еще в 1959 г. были описаны в работах [3, 4], причем в [3] предложена конструкция, в которой в отличие от большинства конструкций, предлагаемых в современных публикациях, обратные волны существуют в первой полосе пропускания.

Возможность возникновения обратных волн доказана Рэлеем (1877 г.), который вывел формулу, связывающую фазовую и групповую скорости, которая в терминах коэффициентов замедления фазовой ($n = c/v$) и групповой ($n_g = v/v_g$) скорости выглядит так:

$$n_g = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}.$$

При достаточно большой дисперсии $dn/d\lambda > 0$ величины n_g , n имеют противоположные знаки, т.е. возникает обратная волна.

Структуры, в которых обратные волны могут бежать лишь в одном или двух измерениях, известны с 1904 г. (Лэмб) и широко используются в электронной и антенной технике начиная с 1952 г. Кроме того, обратные волны существуют в холестерических жидких кристаллах [12], в волноводах, частично заполненных диэлектриком и во многих других структурах.

Обратные волны в основной (самой длинноволновой) полосе пропускания на нулевой пространственной гармонике обнаружены в одномерно и двумерно периодических структурах [3–8]. Трехмерно периодические структуры с такими свойствами нам неизвестны. Во второй полосе обратную волну получить сравнительно легко (см. [5] и рис. 1).

4. Заключение

Особый интерес искусственные кристаллы представляют в оптическом и близких к нему диапазонах частот. При использовании таких кристаллов могут быть разработаны интегральные схемы, электронные приборы, устройства с необычными оптическими свойствами. В частности, на основе таких кристаллов можно создать не только плоско-параллельную линзу, но и пластину, не пропускающую волну при нормальном падении, но пропускающую при ее падении под некоторым углом; можно создать пластину, которая обеспечивает двойное лучепреломление, зависящее не от поляризации волны, а от частоты и угла падения луча на пластину. В ферритовых пленках, помещенных в магнитное поле, волна, падающая на край этой пленки, не отражается и не проходит через нее даже в пренебрежении потерями. Все эти результаты наиболее легко могут быть получены с помощью изочастот.

В заключение отметим, что с точки зрения истории, первым, кто доказал возможность возникновения обратных волн в среде при $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$, был В.Е. Пафомов [13], а не В.Г. Веселаго [15]. Искусственные кристаллы, в которых бегут обратные волны, приводящие к необычному закону преломления, впервые рассмотрел автор этого доклада [3, 4], а не Смит и др. [16].

Список литературы

1. Зейтц Ф *Современная теория твердого тела* (М.-Л.: ГИТТЛ, 1949)
2. Мандельштам Л И *Полное собрание трудов* Т. 5 (М.: Изд-во АН СССР, 1950) с. 461
3. Силян Р А *Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника* (4) 3 (1959)
4. Силян Р А, Сазонов В П *Замедляющие системы* (М.: Сов. радио, 1966)
5. Силян Р А, Чепурных И П *Радиотехника и электроника* **46** 1212 (2001)
6. Силян Р А *Необычные законы преломления и отражения* (М.: Фазис, 1999)
7. Силян Р А *Радиотехника и электроника* **5** 688 (1960)
8. Силян Р А *Изв. вузов. Радиофизика* **15** 809 (1972)
9. Силян Р А *Оптика и спектроскоп.* **44** 189 (1978)
10. Демченко Н П, Нефедов И С, Силян Р А, в кн. *Взаимодействие электромагнитных волн с полупроводниками и полупроводниково-диэлектрическими структурами и проблемы создания интегральных КВЧ схем* Ч. 2 (Саратов: Изд-во Саратовского гос. университета, 1985) с. 94
11. Вашковский А В, Стальмахов А В, Шахназарян Д Г *Изв. вузов. Физика* **31** (11) 67 (1988)
12. Бырдин В М *Оптика и спектроскоп.* **54** 456 (1983)
13. Пафомов В Е *ЖЭТФ* **36** 1853 (1959)
14. Агранович В М, Гинзбург В Л *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов* (М.: Наука, 1965)
15. Веселаго В Г *УФН* **92** 517 (1967)
16. Smith D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184 (2000)