

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

# **Возникновение отрицательного коэффициента преломления при распространении поверхностной магнитостатической волны через границу раздела сред феррит – феррит-диэлектрик-металл**

А.В. Вашковский, Э.Г. Локк

*Приведены результаты экспериментального и теоретического исследования преломления медленной поверхностной электромагнитной волны (магнитостатической волны) на границе раздела сред феррит–феррит-диэлектрик-металл, созданной в пленке железоизомтриевого граната путем расположения металлической пластины на некотором расстоянии от поверхности пленки. Установлено, что коэффициент преломления зависит от угла падения волны и может принимать любые отрицательные и положительные значения. Показано, что в анизотропных средах, в частности в ферромагнетиках, в которых волновой вектор и вектор групповой скорости не коллинеарны, отрицательные значения коэффициента преломления можно получить не только для предсказанного ранее случая, когда падающая волна — прямая, а преломленная — обратная, но и для случая, когда и падающая, и преломленная волны — прямые.*

PACS numbers: 41.20.Jb, 42.25.Gy

## **Содержание**

1. Введение (657).
2. Понятие прямой и обратной волн в анизотропной среде (658).
3. Постановка задачи. Схема эксперимента (658).
4. Результаты расчетов и измерений (659).
5. Заключение (661).

Список литературы (662).

## **1. Введение**

Значительный интерес к изотропным композитным средам с отрицательными электрической и магнитной проницаемостями  $\epsilon$  и  $\mu$  возник в настоящее время из-за того, что в этих средах могут возникать такие необычные эффекты, как инверсия доплеровского сдвига частоты, изменение направления черенковского излучения, изменение давления электромагнитного излучения на его притяжение и возникновение отрицательного коэффициента преломления на границе раздела такой среды с вакуумом [1]. Так как сплошных сред с отрицательными  $\epsilon$  и  $\mu$  в природе пока не найдено, появилась идея создать эту среду искусственно путем чередования слоев (или элементов), обладающих отрицательной  $\epsilon$  и положитель-

ной  $\mu$ , и слоев (элементов), обладающих положительной  $\epsilon$  и отрицательной  $\mu$  [2]. Если электромагнитная волна, распространяющаяся в среде, имеет длину  $\lambda$ , намного большую, чем толщина слоев композита (размер элементов), то для такой волны композитная среда практически подобна сплошной. В результате в созданном искусственно композитном веществе, слои которого состояли из проводящих элементов, наблюдались отрицательные углы преломления электромагнитной волны на границе раздела композитная среда – воздух [3].

В то же время появились теоретические работы, в которых для наблюдения необычных эффектов предлагалось в качестве слоя с отрицательной магнитной проницаемостью в составе композитных материалов использовать намагниченные до насыщения ферромагнетики, имеющие отрицательную эффективную магнитную проницаемость  $\mu_{\perp}$  в некотором интервале частот [4–6].

Однако следует отметить, что для наблюдения некоторых из перечисленных эффектов совершенно не обязательно создавать и использовать композитные среды с отрицательными  $\epsilon$  и  $\mu$ . Непосредственной причиной возникновения, например, отрицательного коэффициента преломления являются не отрицательные значения  $\epsilon$  и  $\mu$ , а тот факт, что электромагнитная волна в среде с отрицательными  $\epsilon$  и  $\mu$  — обратная. Импульс обратной волны в изотропной среде ориентирован противоположно направлению распространения энергии, поэтому отрицательный коэффициент преломления при прохождении волны через границу раздела сред возникает как результат сохранения тангенциальной компоненты импульса. Но ориентация импульса и направление распространения энергии волны (а значит, и характер

А.В. Вашковский, Э.Г. Локк. Фрязинское отделение  
Института радиоэлектроники РАН,  
141190 г. Фрязино, Московская обл., ул. акад. Введенского 1,  
Российская Федерация  
Тел. (095) 526-92-65. Факс (095) 702-95-72  
E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru

Статья поступила 19 декабря 2003 г.

преломления) полностью определяются видом изоэнергетических кривых, которые в изотропных средах всегда имеют форму окружности. В анизотропных же средах, где изоэнергетические кривые могут иметь форму эллипса и гиперболы, достаточно несложно создать условия для возникновения отрицательного коэффициента преломления. В частности, можно реализовать такое "аномальное" преломление в ферромагнетиках, в которых могут возбуждаться и распространяться с малыми потерями как прямые, так и обратные волны, возникающие из-за частотной дисперсии компонент тензора магнитной проницаемости. В структурах на основе ферритовых пленок или пластин аномальное преломление можно наблюдать, если, например, создать в граничащих друг с другом слоях условия для существования на одной и той же частоте прямой и обратной волн. Более того, в таких структурах, как показали расчеты, эффект аномального преломления можно наблюдать и для случая, когда и падающая, и преломленная волны — прямые. Именно последний случай описан в настоящей работе.

Отметим, что возможность наблюдать эффект аномального преломления в структурах на основе ферритовых пленок появилась еще при проведении нами исследований по распространению локализованных в пленках электромагнитных волн через различные границы раздела сред [7, 8].

## 2. Понятие прямой и обратной волн в анизотропной среде

Прежде чем приступить к дальнейшему изложению, необходимо обобщить определения прямой и обратной волн на случай, когда направление групповой скорости волны  $v$  и ориентация волнового вектора  $\mathbf{k}$  не коллинеарны, что имеет место в анизотропной среде. Как известно, прямой называют волну, у которой векторы  $v$  и  $\mathbf{k}$  сонаправлены, а обратной — волну, у которой векторы  $v$  и  $\mathbf{k}$  направлены противоположно [9, с. 383]. Такое определение справедливо только для изотропной среды. В общем случае прямой следует считать волну, для которой скалярное произведение векторов  $v\mathbf{k} > 0$ , а обратной — волну, для которой скалярное произведение  $v\mathbf{k} < 0$ . В случае  $v\mathbf{k} = 0$ , который возможен лишь теоретически, волна не распространяется и имеет  $|v| = 0$ . Приведенные выше определения являются наиболее общими и применимы для определения характера волн в любой среде. Отметим, что сформулированные критерии давно используются в литературе для определения характера и названия волн в анизотропных магнитных средах (примером тому могут служить многочисленные публикации о прямой и обратной магнитостатических волнах), хотя в справочники и энциклопедии эти критерии еще, по-видимому, не вошли<sup>1</sup>.

## 3. Постановка задачи. Схема эксперимента

При создании структур с различными дисперсионными свойствами мы использовали epitаксиальные пленки

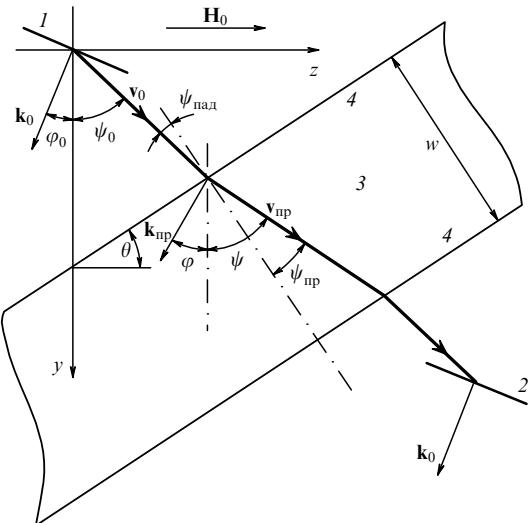


Рис. 1. Геометрия эксперимента при "нормальном" преломлении волны на границе раздела сред Ф—ФДМ: 1 и 2 — возбуждающий и приемный преобразователи, 3 — среда ФДМ, 4 — границы раздела сред Ф—ФДМ.

железоиттриевого граната (ЖИГ) на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ), в которых легко возбуждаются и распространяются с малыми потерями как прямые, так и обратные медленные электромагнитные волны. В литературе такие волны принято называть магнитостатическими (МСВ), поскольку при их описании из-за небольшой фазовой скорости ( $\sim 10^7 - 10^8 \text{ см с}^{-1}$ ) в уравнениях Максвелла можно пренебречь запаздывающими членами, т.е. использовать магнитостатическое приближение. Так как эти волны в СВЧ-диапазоне обладают достаточно малой длиной волны ( $\lambda \sim 50 \text{ мкм} - 2 \text{ мм}$ ) и сами пленки ЖИГ достаточно тонкие ( $\sim 10 - 20 \text{ мкм}$ ), то при создании границы раздела сред с использованием различных пленок обычно возникает ряд технических сложностей (на практике трудно получить очень ровные прямые края у пленок и параллельно практически без зазора состыковать пленки друг с другом). Поэтому для проведения эксперимента обе среды с различными дисперсионными свойствами были созданы на основе одной и той же пленки.

Схема эксперимента в плоскости ферритовой пленки показана на рис. 1.

Для исследований использовалась пленка ЖИГ, легированная галлием, представляющая собой круг диаметром 60 мм и имеющая  $4\pi M_0 = 840 \text{ Гс}$ ,  $2\Delta H = 0,6 \text{ Э}$  и толщину  $s = 16 \text{ мкм}$ . Пленка была намагнитена до насыщения касательным однородным магнитным полем величиной  $H_0 \approx 570 \text{ Э}$ .

Возбуждение и прием поверхностной МСВ осуществлялись подвижными антennами, преобразователи которых (1 и 2 на рис. 1) были изготовлены из позолоченной вольфрамовой проволоки толщиной 12 мкм и длиной 3,5 мм. Для удобства описания полученных результатов введем декартову систему координат, начало которой совпадает с центром возбуждающего преобразователя, а ось  $z$  параллельна вектору  $\mathbf{H}_0$ .

Параллельно поверхности пленки ЖИГ на некотором расстоянии  $d$  от нее была расположена отшлифованная прямоугольная медная пластина шириной  $w = 6 \text{ мм}$  и длиной 80 мм. Таким образом, свободная часть

<sup>1</sup> Например, в [9, с. 384] отмечается, что "в анизотропной среде понятия прямой и обратной волн строго применимы лишь к вполне определенным направлениям, связанным с главными осями тензоров восприимчивости или деформации".

поверхности пленки с прилегающим к ней пространством представляла собой среду "феррит" ( $\Phi$ ), а часть поверхности пленки и воздушный зазор, расположенные под металлической пластиной, — среду "феррит-диэлектрик-металл" (ФДМ)<sup>2</sup> (3 на рис. 1). Границами раздела сред  $\Phi$ –ФДМ можно считать проекции металлической пластины на поверхность пленки (4 на рис. 1). Следует, однако, отметить, что в окрестности этих границ длина волны  $\lambda$  будет изменяться плавно на протяжении некоторой области порядка длины волны, а не скачком, как это бывает при распространении волны через идеальную плоскую границу раздела сред. В этом смысле границы раздела сред  $\Phi$ –ФДМ можно назвать "рассредоточенными". Однако если при проведении исследований выполняются условия  $d \ll w$  и  $\lambda \ll w$ , то границы раздела сред  $\Phi$ –ФДМ можно считать бесконечно тонкими.

Как антенны, так и металлическая пластина с помощью специальных механических систем могли перемещаться в плоскости пленки ЖИГ и вращаться вокруг оси, перпендикулярной плоскости пленки ЖИГ. Вращение антенн позволяло изменять ориентацию волнового вектора  $\mathbf{k}_0$  (угол  $\varphi_0$ ) и ориентацию вектора групповой скорости  $\mathbf{v}_0$  (угол  $\psi_0$ ) в среде  $\Phi$ . Отсчет углов  $\varphi_0$  и  $\psi_0$  в среде  $\Phi$  и аналогичных углов  $\varphi$  и  $\psi$  в среде ФДМ, как принято при исследовании МСВ, производился относительно оптической оси (ось  $y$  на рис. 1), при распространении вдоль которой волна характеризуется сонаправленными векторами  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{v}_0$ . Углы падения  $\psi_{\text{пад}}$  и преломления  $\psi_{\text{пр}}$  волны, как принято в оптике и электродинамике, отсчитывались от нормали к поверхности границы раздела сред, ориентация которой (угол  $\theta$ ) определялась относительно оптической оси  $y$ . Как будет видно из дальнейшего изложения, такой отсчет углов наиболее удобен как для описания преломления, так и при сопоставлении параметров задачи в плоскости  $uz$  и в плоскости волновых чисел  $k_y k_z$  (плоскости изочастот). За положительное направление отсчета всех углов было принято направление против часовой стрелки. Очевидно, что при этом углы падения и преломления волны  $\psi_{\text{пад}}$  и  $\psi_{\text{пр}}$  связаны с ориентацией границы раздела сред  $\theta$  и ориентацией вектора групповой скорости  $\psi$  следующими простыми соотношениями:

$$\psi_{\text{пад}} = \psi_0 - \theta, \quad (1)$$

$$\psi_{\text{пр}} = \psi - \theta. \quad (2)$$

Измерения углов и расстояний проводились с помощью микроскопа, расположенного над пленкой ЖИГ.

#### 4. Результаты расчетов и измерений

Для анализа преломления воспользуемся поверхностью волновых векторов, которая для нашего двумерного случая представляет собой изочастотные кривые. Расчеты изочастотных кривых в среде ФДМ, выполненные на основе теории [10, 11], показали (рис. 2), что изменение преломления от нормального до аномального на границе раздела сред  $\Phi$ –ФДМ можно наблюдать, напри-

<sup>2</sup> Мы намеренно не упоминаем о подложке из ГГГ и прилегающем полупространстве, которые практически не влияют на описываемые явления, поскольку энергия МСВ локализована вблизи ферритовой пленки, а при удалении от пленки волна экспоненциально затухает.

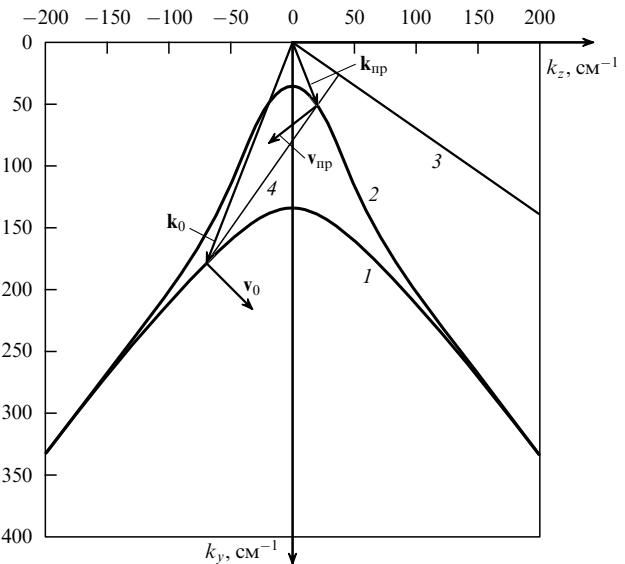


Рис. 2. Изочастотные кривые ПМСВ на частоте 2610 МГц: 1 — для свободной ферритовой пленки (среды ФДМ при  $d \rightarrow \infty$ ), 2 — для среды ФДМ при  $d = 100$  мкм, 3 — ориентация границы раздела сред при  $\theta = -35^\circ$ ; 4 — перпендикуляр, проведенный из конца вектора  $\mathbf{k}_0$  к границе раздела сред  $\theta = -35^\circ$  (к пояснению сохранения тангенциальной компоненты импульса).

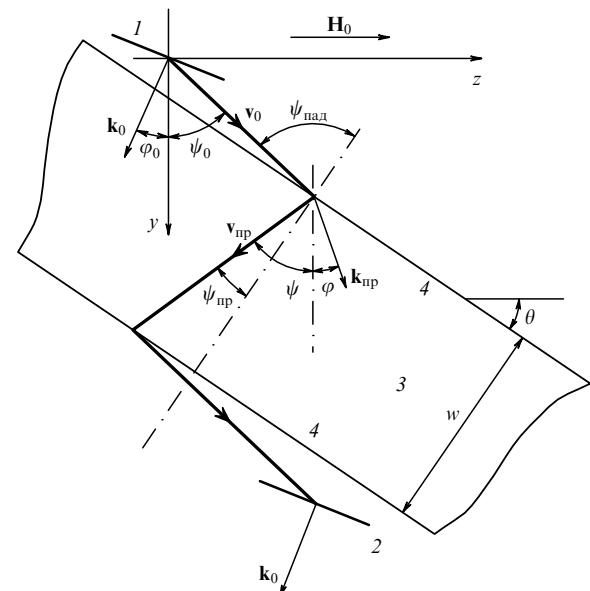


Рис. 3. Геометрия эксперимента при аномальном преломлении волн на границе раздела сред Ф-ФДМ: 1 и 2 — возбуждающий и приемный преобразователи, 3 — среда ФДМ, 4 — границы раздела сред Ф-ФДМ.

мер, для падающей волны с частотой  $f_0 = 2610$  МГц, длиной волны  $\lambda_0 = 0,33$  мм и параметрами  $\varphi_0 = -21^\circ$ ,  $\psi_0 = 45^\circ$  при величине диэлектрического зазора  $d_0 = 100$  мкм. В этом случае при ориентации границы раздела сред Ф-ФДМ под углом  $\theta = 35^\circ$  будет происходить нормальное преломление волны (см. рис. 1) под углом  $\psi_{\text{пр}} = 22^\circ$  при  $\psi_{\text{пад}} = \psi_0 - \theta = 10^\circ$ , а при ориентации границы раздела сред под углом  $\theta = -35^\circ$  — аномальное преломление волны (рис. 3) под углом  $\psi_{\text{пр}} = -20^\circ$  при  $\psi_{\text{пад}} = \psi_0 - \theta = 80^\circ$  (на рис. 2 для примера показаны ориентация границы раздела сред, волно-

вой вектор и вектор групповой скорости преломленной волны для случая аномального преломления при  $\theta = -35^\circ$ .

Сделанные расчеты подтверждены экспериментальными измерениями. Способ определения углов падения и преломления кратко описан ниже. Приемный и возбуждающий преобразователи фиксировались таким образом, чтобы нормали к их апертурам были ориентированы под углом  $\phi_0$  относительно оси  $y$ . Значение частоты установили равным  $f_0$ . Вначале при отсутствии металлической пластины был измерен угол распространения волнового пучка  $\psi_0$  в среде  $\Phi$ , для чего путем перемещения приемной антенны вдоль оси  $z$  было найдено положение антенны, соответствующее максимальному уровню сигнала, и измерен угол между осью  $y$  и прямой, соединяющей центры преобразователей антенн. Затем, установив металлическую пластину на расстоянии  $d_0$  от пленки ЖИГ под некоторым углом  $\theta$ , вновь было определено положение приемной антенны, соответствующее максимальному уровню сигнала, и для этого положения были измерены проекция на ось  $y$  расстояния между центрами преобразователей  $l_y$  и угол  $\beta$  между осью  $y$  и прямой, соединяющей центры преобразователей. Проделав некоторые вспомогательные геометрические построения (на рис. 1 и 3 они не показаны), можно получить следующую формулу для определения угла преломления  $\psi_{\text{пр}}$ :

$$\psi_{\text{пр}} = \arctan \frac{\tan \psi_0 + l_y \cos \theta (\tan \beta - \tan \psi_0) / w}{1 - l_y \sin \theta (\tan \beta - \tan \psi_0) / w} - \theta, \quad (3)$$

где  $w$  — протяженность среды ФДМ, равная ширине металлической пластины.

Отметим, что в отличие от изотропных сред, где совсем неважно, каким способом измерена зависимость  $\psi_{\text{пр}}(\psi_{\text{пад}})$  — путем поворота границы раздела сред или путем поворота передающей антенны, — в случае анизотропной среды эти два способа приведут к совершенно различным результатам. Очевидно, что более удобную для анализа информацию можно получить первым способом, который мы и использовали, поскольку в этом случае *параметры падающей волны* (длина волны  $\lambda_0$ , векторы  $\mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{v}_0$  и связанные с ними углы  $\phi_0$  и  $\psi_0$ ) *остаются постоянными*, тогда как при использовании второго способа параметры падающей волны будут различными для каждого нового значения угла падения (из-за того, что меняется ориентация антенн по отношению к вектору однородного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ ).

Таким образом, углы  $\psi_{\text{пр}}$  были определены по формуле (3), а углы  $\psi_{\text{пад}}$  — по формуле (1) для всех возможных случаев ориентации металлической пластины.

Рассчитанная на основе теории и измеренная в эксперименте зависимость  $\psi_{\text{пр}}(\psi_{\text{пад}})$  приведены на рис. 4а. Очевидно, что в исследуемом случае преломления волн коэффициент преломления  $N$ , вычисленный по формуле

$$N = \frac{\sin \psi_{\text{пад}}}{\sin \psi_{\text{пр}}}, \quad (4)$$

не будет постоянной величиной, как это бывает в случае изотропных сред, а будет зависеть от значений  $\psi_{\text{пад}}$  и  $\psi_{\text{пр}}$ .

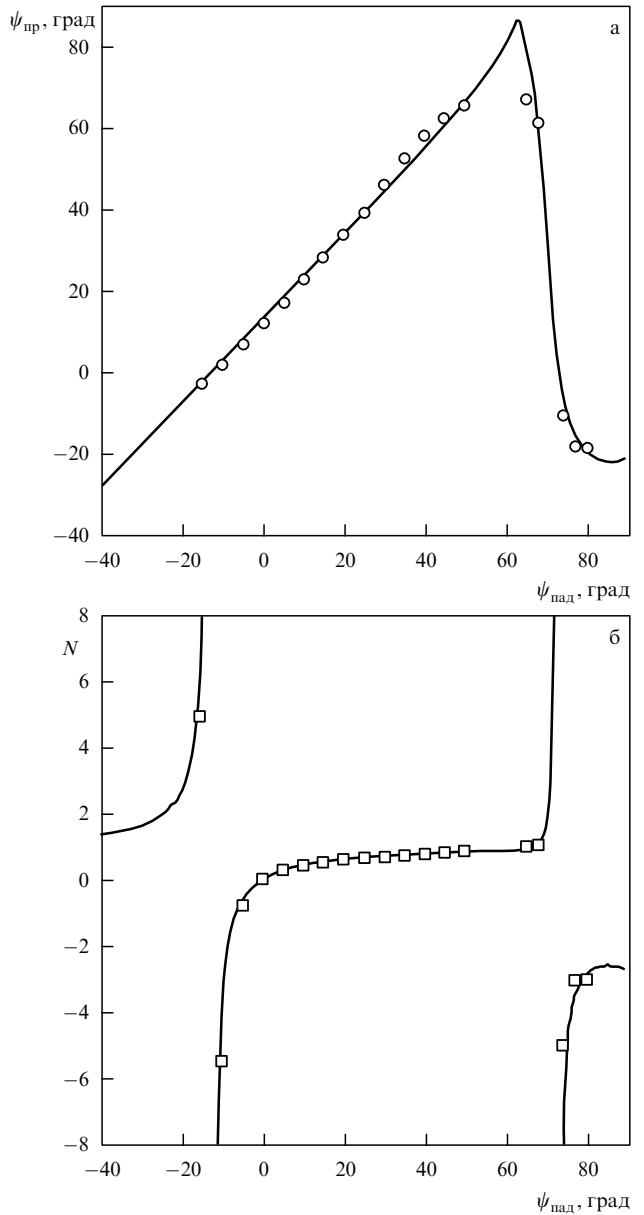


Рис. 4. Характеристики преломления поверхностной МСВ на границе раздела сред  $\Phi$ –ФДМ при  $d = 100$  мкм и параметрах падающей волны  $f_0 = 2610$  МГц,  $\lambda_0 = 0,33$  мм,  $\phi_0 = -21^\circ$ ,  $\psi_0 = 45^\circ$  (сплошные линии — теория, точки — эксперимент): (а) зависимость угла преломления от угла падения  $\psi_{\text{пр}}(\psi_{\text{пад}})$ , (б) зависимость коэффициента преломления от угла падения  $N(\psi_{\text{пад}})$ .

Зависимости коэффициента преломления  $N(\psi_{\text{пад}})$ , рассчитанные по формуле (4) и определенные в эксперименте, представлены на рис. 4б.

Как видно из рис. 4, полученные результаты демонстрируют в целом хорошее соответствие между теорией и экспериментом. Отметим кратко некоторые существенные для исследуемого преломления особенности, не наблюдающиеся при преломлении волн в изотропных средах.

1. Как видно из рис. 4а, зависимость  $\psi_{\text{пр}}(\psi_{\text{пад}})$  не проходит через точку с координатами  $(0; 0)$ , т.е. при нормальном падении на границу раздела волна после преломления отклоняется от нормали. Так происходит потому, что векторы  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{v}_0$  в падающей волне не

коллинеарны. Если бы мы использовали падающую волну с коллинеарными векторами  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{v}_0$  (например, если бы мы в качестве падающей возбудили волну, у которой вектор  $\mathbf{k}_0$  направлен вдоль оси  $k_y$  (см. рис. 2)), то зависимость  $\psi_{\text{пр}}(\psi_{\text{пад}})$  прошла бы через точку с координатами  $(0; 0)$ . Кроме того, зависимость  $\psi_{\text{пр}}(\psi_{\text{пад}})$  имеет точки экстремума, что также нехарактерно для преломления волн в изотропных средах.

2. На зависимости  $N(\psi_{\text{пад}})$  (рис. 4б) возникают области с отрицательным коэффициентом преломления. Коэффициент преломления меняет знак с положительного на отрицательный при  $\psi_{\text{пад}} = 0$  и с отрицательного на положительный при  $\psi_{\text{пр}} = 0$  (рис. 4а, б); таким образом, значения  $\psi_{\text{пад}} = 0$  и  $\psi_{\text{пр}} = 0$  являются границами интервалов, внутри которых  $N$  принимает или только положительные, или только отрицательные значения (при преломлении на границе раздела изотропных сред значение  $N$  или положительное, или отрицательное).

3. Во всем диапазоне значений углов  $\psi_{\text{пад}}$  и  $\psi_{\text{пр}}$ , в том числе и в областях, где  $N < 0$ , как падающая волна, так и преломленная волна — прямые. Анализ полученных результатов показывает, что необходимым условием возникновения аномального преломления при прямом характере падающей и преломленной волн является неколлинеарность векторов  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{v}$  в этих волнах (или, по крайней мере, в одной из них; например, если бы мы в качестве падающей использовали волну, у которой вектор  $\mathbf{k}_0$  направлен вдоль оси  $k_y$  (см. рис. 2), то аномальное преломление можно было бы наблюдать и в этом случае). Этот факт объясняется тем, что векторам  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{v}$  соответствуют совершенно различные функции: вектор  $\mathbf{k}$  "отвечает" за выполнение закона сохранения импульса, но направление распространения энергии "определяет" вектор  $\mathbf{v}$ , связанный с  $\mathbf{k}$  дисперсионным соотношением. Эти принципиальные различия между векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{v}$  особенно ярко проявляются в анизотропных средах, где векторы  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{v}$  не коллинеарны.

Обсуждая зависимости на рис. 4, следует пояснить также отсутствие экспериментальных точек при углах  $\psi_{\text{пад}} < -20^\circ$  и вблизи значений  $\psi_{\text{пад}} \approx 60^\circ$  и  $\psi_{\text{пад}} \approx 70^\circ$ .

Для значений  $\psi_{\text{пад}} < -20^\circ$  это объясняется тем, что при  $\psi_{\text{пад}} < -45^\circ$  коэффициент отражения  $R$  от границы раздела сред Ф-ФДМ равен 1 и преломленная волна отсутствует, а при  $-45^\circ < \psi_{\text{пад}} < -20^\circ$  коэффициент  $R$  еще достаточно велик и лишь при  $\psi_{\text{пад}} > -20^\circ$  отражение уменьшается настолько, что преломленную волну удается зафиксировать с помощью используемых преобразователей и имеющейся аппаратуры. Поведение коэффициента отражения описано выше на основе измерений величины  $R$ , изложенных в [12].

Отсутствие экспериментальных точек вблизи значения  $\psi_{\text{пад}} \approx 60^\circ$  (рис. 4а) связано с тем, что рассчитанные значения углов  $\psi_{\text{пр}}$  при этом достигают  $\approx 80^\circ$  и больше, из-за чего длина пути волнового пучка в среде ФДМ увеличивается в  $\approx 10$  раз по сравнению с протяженностью среды ФДМ  $w$  (равной 6 мм) и достигает  $\approx 60$  мм, т.е. становится равной диаметру пленки ЖИГ, что делает измерения невозможными (кроме того, существенное увеличение пути приводит к значительному возрастанию потерь волны, из-за чего углы  $\psi_{\text{пр}}$ , превышающие  $\approx 70^\circ$ , наблюдать не удается).

Кроме обычных погрешностей измерений следует отметить следующие причины, по которым измерен-

ные и рассчитанные значения углов  $\psi_{\text{пр}}$  немного отличались.

1. Поскольку границы раздела сред Ф-ФДМ "расщепленные", то длина волны изменяется на границе не скачком, а, по-видимому, на протяжении некоторой области, порядка длины волны ( $\lambda_0 = 0,33$  мм); поэтому реальная протяженность среды ФДМ может оказаться несколько меньше ширины металлической пластины, что приводит к появлению дополнительной ошибки при расчетах по формуле (3).

2. Как видно из рис. 2, в преломленном волновом пучке длина волны  $\lambda_{\text{пр}}$  может оказаться намного больше, чем в падающем, что приводит к более быстрому расширению преломленного пучка по мере его распространения; в результате понижается точность настройки на максимум сигнала, а значит, и точность определения угла  $\psi_{\text{пр}}$ .

В завершение изложения отметим, что на характер преломления МСВ на границе раздела сред Ф-ФДМ существенно влияют параметры сред, ориентация границы раздела относительно выделенной оси (вектора  $\mathbf{H}_0$ ) и параметры самой волны. В рамках данной работы невозможно рассмотреть, как изменяется преломление волны в зависимости от всех этих параметров, поэтому мы стремились лишь в самых общих чертах описать возникновение аномального преломления в ферритовых пленках и рассмотреть основные отличия этого преломления от того, которое происходит в изотропных средах.

## 5. Заключение

Проведены экспериментальные и теоретические исследования закономерностей преломления медленных электромагнитных волн (магнитостатических волн) на границе раздела сред феррит-феррит-диэлектрик-металл, созданной в монокристаллической пленке железоизотривого граната, касательно намагниченной до насыщения однородным магнитным полем. Исследования показали, что в отличие от преломления на границе раздела изотропных сред коэффициент преломления  $N$  не является постоянной величиной, а зависит от угла падения волны и может принимать любые отрицательные и положительные значения. Значения  $N = 0$ ,  $N \rightarrow -\infty$  и  $N \rightarrow +\infty$  коэффициент преломления принимает в тех случаях, когда падающая волна перпендикулярна границе раздела, а преломленная волна — нет (или наоборот). Установлено, что в анизотропных средах, в частности в плоско-параллельных структурах, созданных на основе ферритовых пленок, отрицательные значения коэффициента преломления можно получить не только для случая, реализующегося в изотропных средах, когда падающая волна — прямая, а преломленная — обратная, но и для случая, когда и падающая, и преломленная волны — прямые. Такая возможность возникает в анизотропных средах из-за того, что волновой вектор и вектор групповой скорости в общем случае не коллинеарны.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 01-02-16596) и Программы фундаментальных исследований РАН "Исследование электрофизических явлений в метаматериалах при прохождении потоков электромагнитной энергии".

## Список литературы

1. Веселаго В Г *УФН* **92** 517 (1967)
2. Smith D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184 (2000)
3. Shelby R A, Smith D R, Schultz S *Science* **292** 77 (2001)
4. Беспятых Ю И, Бугаев А С, Дикштейн И Е *ФТТ* **43** 2043 (2001)
5. Вашковский А В, Локк Э Г *Радиотехника и электроника* **47** 97 (2002)
6. Локк Э Г *Радиотехника и электроника* **48** 1484 (2003)
7. Вашковский А В и др. *Радиотехника и электроника* **36** 1959 (1991)
8. Вашковский А В и др. *Радиотехника и электроника* **36** 2345 (1991)
9. *Физическая энциклопедия* Т. 3 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Большая Российская энциклопедия, 1992)
10. Van de Vaart H *Electron. Lett.* **6** 601 (1970)
11. Bongianni W L *J. Appl. Phys.* **43** 2541 (1972)
12. Локк Э Г, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: ИРЭ РАН, 1992)

## Negative index of refraction for a magnetostatic surface wave propagating through the boundary between a ferrite and a ferrite-dielectric-metal medium

A.V. Vashkovskii, E.H. Lock

*Fryazino branch of the Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,  
ul. akad. Vvedenskogo 1, 141190 Fryazino, Moscow Region, Russian Federation  
Tel. (7-095) 526-92 65. Fax (7-095) 702-95 72  
E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru*

Experimental and theoretical results are presented on how a slow electromagnetic surface wave (magnetostatic wave) is refracted at a ferrite/ferrite-dielectric-metal boundary created in an yttrium iron garnet film by placing a metal plate at a certain distance from the film surface. It is found that the index of refraction depends on the wave incidence angle and may take on any negative or positive values. In anisotropic media, in particular in ferromagnets with the wave vector and the group velocity noncollinear, a negative index of refraction can be obtained not only for the earlier predicted case of the incident wave being forward and the refracted one backward, but also for the case when both of them are forward.

PACS numbers: 41.20.Jb, 42.25.Gy

Bibliography — 12 references

Received 19 December 2003