

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Свойства обратных электромагнитных волн и возникновение отрицательного отражения в ферритовых пленках

А.В. Вашковский, Э.Г. Локк

Экспериментально и теоретически исследовано отражение обратной электромагнитной волны (магнитостатической волны) в ферритовой пленке от идеального зеркала, которое создавал прямой край пленки. Установлено, что, когда падающая волна имеет коллинеарный характер (вектор групповой скорости и волновой вектор направлены противоположно), при любых углах падения возникает отрицательное отражение (падающий и отраженный лучи лежат с одной стороны от нормали к границе). Обнаружено, что обратная волна с неколлинеарным характером проявляет свойство невзаимности (наблюдавшееся ранее лишь для поверхностной магнитостатической волны), состоящее в том, что энергия волны может оказаться локализованной как вблизи поверхности, так и в середине пленки, и определяющее как эффективность возбуждения и приема волны, так и возможность наблюдения отраженного луча. Реализована ситуация, когда в результате отражения волны появляется два отраженных луча. Представлен краткий анализ свойств обратных электромагнитных волн, распространяющихся в ферритовых пленках.

PACS numbers: 42.25.-p, 77.66.Bz, 78.20.Ci

Содержание

1. Введение (403).
 2. Об обратных электромагнитных волнах, распространяющихся в ферритовых пленках (404).
 3. Характеристики и свойства обратных электромагнитных волн в ферритовой пленке (406).
 4. Отражение обратных электромагнитных волн от края ферритовой пленки (409).
 5. Заключение (413).
- Список литературы (414).

1. Введение

В последние годы были проведены многочисленные исследования с целью реализовать необычные физические эффекты и явления в изотропных средах с отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ и μ [1–3]. Поскольку сплошных сред, обладающих отрицательными ϵ и μ , в природе не найдено, то для

наблюдения указанных эффектов были созданы искусственные композитные материалы, представляющие собой периодические структуры из различных металлических элементов, в которых слои (элементы) с отрицательной ϵ и положительной μ чередуются со слоями (элементами), обладающими положительной ϵ и отрицательной μ [2]. До настоящего времени основные усилия исследователей были сосредоточены, по существу, на исследовании лишь одного из описанных в [1] необычных физических эффектов — "отрицательного преломления" (когда преломленный и падающий лучи располагаются с одной стороны от нормали к границе раздела) и его практических применений, таких как "плоскопараллельная суперлинза" с ее возможностями улучшения разрешающей способности, получения усиления для так называемых "эванесцентных" мод и т.п. (анализ ряда работ на эту тему представлен в обзорных статьях [4, 5]). Однако следует отметить, что хотя в [2, 3] предложили описывать искусственные диэлектрики с помощью введения эффективных значений ϵ и μ , но в экспериментах ни значения ϵ и μ , ни длина волны внутри созданных композитных материалов не определялись¹, а о том, что ϵ и μ имеют отрицательные значения, предлагалось судить по возникновению отрицательного преломления при прохождении электромагнитной волны через композитный материал. То есть утверждения о том, что длина электромагнитной волны в композите была намного

А.В. Вашковский, Э.Г. Локк. Фрязинский филиал
Института радиотехники и электроники РАН,
141190 г. Фрязино, пл. акад. Введенского 1, Московская обл.,
Российская Федерация
Тел. (496) 785-56-39-*/-13-76
Факс (496) 702-95-72
E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru

Статья поступила 30 мая 2005 г.,
после доработки 5 ноября 2005 г.

¹ По-видимому, из-за невозможности проведения таких измерений методом подвижного зонда, поскольку нельзя поступательно перемещать зонд внутри композита.

больше периода структуры, и о том, что указанные материалы подобны сплошной среде, основывались лишь на теоретических расчетах.

В то же время существуют работы [6–9], в которых на основе дальнейшего развития теории Бриллюэна [10] предлагается описывать искусственные диэлектрики без привлечения понятий об эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостях ϵ и μ . В этих работах показано, что из-за периодичности композитных материалов при прохождении через них электромагнитной волны, длина которой сравнима с периодом структуры, может возникнуть не одна, а несколько преломленных волн, которые могут располагаться по обе стороны от нормали к границе раздела сред [6]. С какой стороны будет располагаться преломленная волна, зависит от номера пространственной гармоники и отношения длины волны к периоду структуры.

Таким образом, очевидно, что при преломлении электромагнитных волн при их прохождении через искусственные диэлектрики может возникать несколько преломленных лучей, что обусловлено периодичностью композитных материалов.

Однако для наблюдения отрицательного преломления и других необычных физических эффектов совершенно не обязательно использовать искусственные пространственно-периодические материалы — ряд таких эффектов можно достаточно легко и просто реализовать и исследовать в сплошных анизотропных магнитоупорядоченных средах. Наличие в этих средах большого количества различных энергетических взаимодействий (таких как дипольное, обменное, магнитоупругое, магнитооптическое) позволяет наблюдать в магнитных кристаллах и пленках самые разнообразные необычные эффекты и явления, многие из которых либо нельзя получить в изотропной среде (в том числе и в композитной), либо они принципиально отличаются от аналогичных эффектов в изотропной среде. Например, в анизотропной среде даже такое обычное явление, как преломление электромагнитных волн, существенно отличается от преломления, которое имеет место в изотропных средах: так, при преломлении волны в ферритовой пленке коэффициент преломления не является постоянной величиной и при изменении угла падения может принимать любые положительные и отрицательные значения [11]. При этом можно реализовать и такие ненаблюдаемые в изотропных средах случаи преломления, когда после нормального падения на границу раздела сред преломленная волна отклоняется от нормали, а отрицательное преломление возникает, когда и падающая, и преломленная волны являются прямыми². Как отмечалось в [11], непосредственной причиной возникновения отрицательного преломления на границе между вакуумом и средой с отрицательными ϵ и μ являются не отрицательные значения ϵ и μ , а тот факт, что в среде с отрицательными ϵ и μ электромагнитная волна обратная. Импульс обратной волны в изотропной среде ориентирован противоположно направлению распространения энергии, поэтому отрицательный коэффициент преломления возникает как результат сохранения тангенциальной компоненты импульса. Отметим, что с физической точки зрения преломление и отражение волн

как в изотропных, так и в анизотропных средах выглядит одинаково — тангенциальная компонента импульса волны сохраняется; однако в анизотропных средах мы имеем дело с волнами, у которых волновой вектор \mathbf{k} и вектор лучевой (групповой) скорости \mathbf{v} неколлинеарны [12], и поскольку векторам \mathbf{k} и \mathbf{v} соответствуют совершенно различные функции, — вектор \mathbf{k} "отвечает" за выполнение закона сохранения импульса, а вектор \mathbf{v} "задает" направление распространения луча (энергии), — в анизотропных средах и возникают довольно необычные случаи отражения и преломления.

Как известно, ферритовая пленка — одна из немногих реальных сред, в которой могут возбуждаться и распространяться с малыми потерями обратные электромагнитные волны. Однако в отличие от изотропных сред в ферритовых пленках можно возбуждать обратные волны, у которых групповая скорость \mathbf{v} и волновой вектор \mathbf{k} неколлинеарны, что приводит, например, к возникновению обратного, или отрицательного, отражения (когда падающий и отраженный лучи лежат с одной стороны от нормали к границе среды) — эффекта, который в принципе нельзя наблюдать в изотропных средах. Ниже мы подробно исследуем этот эффект, реализованный в ферритовой пленке с помощью обратных электромагнитных волн, а также представим краткий обзор свойств этих волн, некоторые из которых будут описаны впервые.

2. Об обратных электромагнитных волнах, распространяющихся в ферритовых пленках

Напомним кратко, что представляют собой обратные электромагнитные волны и при каких условиях они могут распространяться в ферритовой пленке.

Пусть у нас имеется ферритовая пленка (или пластина) толщиной s , намагниченная до насыщения касательным однородным постоянным магнитным полем \mathbf{H}_0 (рис. 1). Окружающие пленку полупространства характеризуются магнитной проницаемостью, равной 1, а пленка — тензором магнитной проницаемости $\vec{\mu}$ вида

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

где

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

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

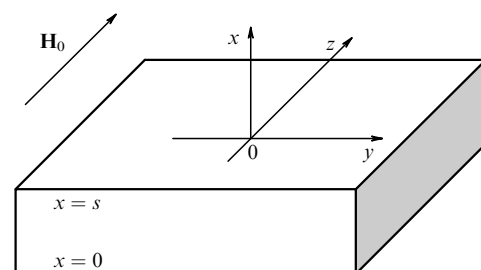


Рис. 1. Геометрия, при которой в ферритовой пленке можно возбуждать обратные электромагнитные волны.

² Определения прямой и обратной волн для случая анизотропных сред сформулированы в [11].

$\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $\omega = 2\pi f$, γ — гиромагнитная постоянная, $4\pi M_0$ — намагниченность насыщения феррита, f — частота электромагнитных колебаний.

Поскольку решить задачу о распространении волн в ферритовой пленке на основе уравнений Максвелла достаточно сложно (в общем случае возникают дифференциальные уравнения четвертого порядка)³, то при выводе дисперсионного соотношения для электромагнитных волн в качестве исходных используют уравнения Максвелла в магнитоэлектростатическом приближении:

$$\operatorname{rot} \mathbf{h} = 0, \quad (4)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{b} = 0. \quad (5)$$

Возможность использования уравнений (4) и (5) для описания электромагнитных волн обусловлена тем, что их фазовая скорость в ферритовой среде намного меньше скорости света, но значительно больше скорости обменных спиновых волн. Это позволяет, с одной стороны, пренебречь членами $\sim \partial/\partial t$ в уравнениях Максвелла, а с другой стороны, не вводить в уравнения члены, учитывающие обменное взаимодействие. Из-за использования магнитоэлектростатического приближения электромагнитные волны, распространяющиеся в ферритах, в литературе стали называть магнитоэлектростатическими (МСВ) [13, 14].

Используя для магнитной индукции внутри и вне ферритовой пластины соответственно выражения $\mathbf{b}_i = \mu \mathbf{h}_i$ и $\mathbf{b}_e = \mathbf{h}_e$ и вводя магнитоэлектростатический потенциал Ψ так, что $\mathbf{h} = \operatorname{grad} \Psi$, можно получить уравнения для потенциала внутри и вне ферритовой пластины (Ψ_i и Ψ_e соответственно):

$$\mu \left(\frac{\partial^2 \Psi_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_i}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \Psi_i}{\partial z^2} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_e}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_e}{\partial z^2} = 0. \quad (7)$$

Из непрерывности нормальной компоненты магнитной индукции и тангенциальных компонент магнитного поля на границах феррита с полупространствами получим граничные условия при $x = s$ и $x = 0$:

$$\begin{cases} \mu \frac{\partial \Psi_i}{\partial x} + i v \frac{\partial \Psi_i}{\partial y} = \frac{\partial \Psi_e}{\partial x}, \\ \Psi_i = \Psi_e. \end{cases} \quad (8)$$

Решения для магнитного потенциала внутри и вне пленки (для каждого полупространства) запишем в виде

$$\begin{cases} \Psi_{1e} = C \exp(-k_{xe}x - ik_y y - ik_z z), \\ \Psi_i = [A \sin(k_{xi}x) + B \cos(k_{xi}x)] \exp(-ik_y y - ik_z z), \\ \Psi_{2e} = D \exp(k_{xe}x - ik_y y - ik_z z), \end{cases} \quad (9)$$

где k_{xe} , k_{xi} , k_y и k_z — компоненты волнового вектора вдоль осей координат, а A , B , C , D — произвольные коэффициенты. Подставляя выражения (9) в (6) и (7),

можно выразить k_{xe} и k_{xi} через k_y и k_z :

$$\begin{cases} k_{xi} = \sqrt{-k_y^2 - \frac{k_z^2}{\mu}}, \\ k_{xe} = \sqrt{k_y^2 + k_z^2}. \end{cases} \quad (10)$$

Подставляя выражения (9) в граничные условия (8), получим систему уравнений

$$\begin{cases} \mu k_{xi} [A \cos(k_{xi} s) - B \sin(k_{xi} s)] + \\ + v k_y [A \sin(k_{xi} s) + B \cos(k_{xi} s)] = -k_{xe} C \exp(k_{xe} s), \\ \mu k_{xi} A + v k_y B = k_{xe} D, \\ A \sin(k_{xi} s) + B \cos(k_{xi} s) = C \exp(k_{xe} s), \\ B = D. \end{cases} \quad (11)$$

Решение системы (11) дает для распространяющихся в плоскости пленки МСВ следующее дисперсионное уравнение:

$$k_{xe}^2 - \mu^2 k_{xi}^2 - v^2 k_y^2 + 2\mu k_{xe} k_{xi} \cot(k_{xi} s) = 0. \quad (12)$$

Используя соотношения (10), компоненты k_{xe} и k_{xi} можно исключить из уравнения (12) и записать его в виде

$$\begin{aligned} & (\mu + 1) k_z^2 + (\mu^2 - v^2 + 1) k_y^2 + \\ & + 2\mu \sqrt{\left(-\frac{k_z^2}{\mu} - k_y^2\right) (k_z^2 + k_y^2)} \cot\left(s \sqrt{-\frac{k_z^2}{\mu} - k_y^2}\right) = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Уравнение (13) имеет решения, описывающие обратную МСВ⁴, при $k_z \neq 0$ и $\mu < 0$, что имеет место в диапазоне частот $\omega_H < \omega < (\omega_H^2 + \omega_H \omega_M)^{1/2}$.

Может показаться удивительным, но несмотря на то, что уравнения (12) и (13) известны уже более 40 лет, исследователей обратной МСВ интересовали в основном зависимость $f(k)$ и вид амплитудно-частотной характеристики коэффициента передачи *между двумя перпендикулярными полю \mathbf{H}_0 преобразователями*⁵ (при этом $k_y = 0$, а вектор групповой скорости \mathbf{v} и волновой вектор \mathbf{k} , модуль которого равен k_z , *коллинеарны*), что было необходимо для создания различного рода фильтров, линий задержки и других устройств аналоговой обработки сигналов на СВЧ. Мы очень кратко сформулировали научные достижения, полученные в прошлом, не с целью умалить заслуги ряда замечательных исследователей, а чтобы подчеркнуть, что исследование обратных волн с *неколлинеарным* характером, когда и могут возникать многие необычные физические эффекты, до сих пор практически не проводилось. Лишь в [15, 16] рассчитывались изочастотные (изоэнергетические) кривые, являющиеся сечениями дисперсионных поверхностей при $f = \text{const}$ и определяющие ориентацию импульса и направление распространения энергии обратной волны (а значит, и характер преломления и отражения), однако

⁴ Существуют еще решения при мнимых значениях k_{xi} и $\mu > 0$, соответствующие прямой поверхности МСВ, которую мы в данной работе рассматривать не будем.

⁵ К этому необходимо добавить, что исследовались также случаи, когда между преобразователями помещена решетка проводящих полосок, выгравлены канавки и т.п., и, кроме того, форма самих преобразователей могла сильно меняться.

³ Аналитически можно получить лишь дисперсионное уравнение для случая распространения волны вдоль оси y .

вопросы отражения и преломления в этих работах не рассматривались.

3. Характеристики и свойства обратных электромагнитных волн в ферритовой пленке

Ниже мы опишем различные свойства обратных волн и результаты экспериментального и теоретического исследования отражения, полученные в ферритовой пленке железиттриевого граната (ЖИГ) на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ). Пленка ЖИГ, помещенная в касательное однородное магнитное поле \mathbf{H}_0 величиной 380 Э, имела намагниченность $4\pi M_0 = 1870$ Гс, $2\Delta H = 0,7$ Э и толщину $s = 82$ мкм. При данной толщине пленки необходимо учитывать влияние размагничивающего фактора порядка $N \approx 0,007$, поэтому при расчетах использовалось значение магнитного поля, равное 367 Э. Достаточно большая величина s позволила увеличить групповую скорость объемных волн (чтобы волна могла пробежать несколько сантиметров без больших потерь) и обеспечила наблюдение всех описываемых ниже явлений при значениях волновых чисел не больше ≈ 500 см $^{-1}$ (которые можно легко возбуждать и принимать в эксперименте). Кроме того, ранее в результате уточнения параметров этой пленки с помощью численных методов было получено хорошее совпадение между рассчитанными и измеренными дисперсионными зависимостями для обратной и поверхностной МСВ (см. [17]), что, безусловно, позволило получить хорошее согласование теории и экспериментов, описываемых ниже.

На рисунке 2 представлены изочастотные кривые обратной электромагнитной волны, рассчитанные для используемой ферритовой пленки на основе уравнения (13). На этом же рисунке для примера показаны ориентация нескольких волновых векторов и соответствующих им векторов групповой скорости, направленных по

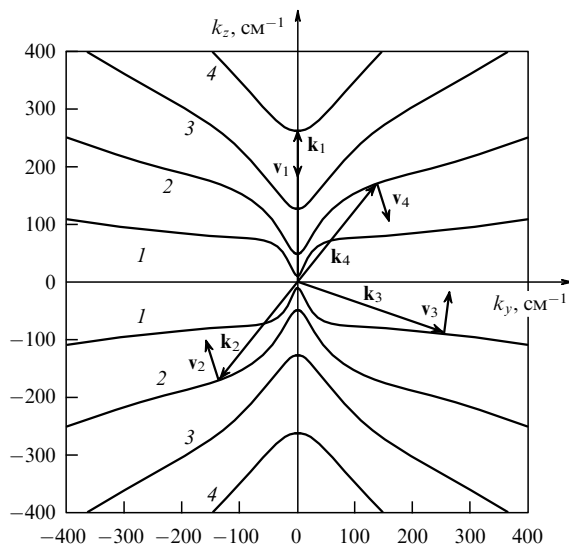


Рис. 2. Изочастотные кривые обратных электромагнитных волн в ферритовой пленке для различных значений частоты f : 1 — 2500 МГц, 2 — 2350 МГц, 3 — 2100 МГц, 4 — 1800 МГц. Для нескольких произвольно выбранных волновых векторов \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 , \mathbf{k}_3 и \mathbf{k}_4 показаны ориентации соответствующих векторов групповой скорости \mathbf{v}_1 , \mathbf{v}_2 , \mathbf{v}_3 и \mathbf{v}_4 .

нормали к изочастотным кривым. Анализируя вид изочастотных кривых и уравнения (12) и (13), можно сформулировать следующие свойства обратных волн в ферритовой пленке:

Свойство 1. Обратные электромагнитные волны возбуждаются и распространяются в ферритовых пленках в интервале частот $f_1 < f < f_2$, где $f_1 = \omega_H/2\pi$ и $f_2 = (\omega_H^2 + \omega_H\omega_M)^{1/2}/2\pi$ — нижняя и верхняя граничные частоты спектра обратных МСВ соответственно.

Свойство 2. Если волновой вектор \mathbf{k} обратной волны параллелен вектору магнитного поля \mathbf{H}_0 (оси z), то вектор групповой скорости \mathbf{v} всегда направлен противоположно \mathbf{k} и только в этом случае векторы \mathbf{k} и \mathbf{v} коллинеарны (например, векторы \mathbf{k}_1 и \mathbf{v}_1 на рис. 2). Если вектор \mathbf{k} не параллелен вектору \mathbf{H}_0 (оси z), то векторы \mathbf{k} и \mathbf{v} волны неколлинеарны (например, векторы \mathbf{k}_2 и \mathbf{v}_2 , \mathbf{k}_3 и \mathbf{v}_3 , \mathbf{k}_4 и \mathbf{v}_4 на рис. 2), или, другими словами, энергия переносится волной не вдоль нормали к фазовому фронту. Не существуют волны, у которых вектор \mathbf{k} направлен перпендикулярно вектору магнитного поля \mathbf{H}_0 .

Свойство 3. Вследствие того, что дисперсионное уравнение содержит слагаемое $\cot(k_{xi}s)$, обратные волны являются многомодовыми (каждой частоте соответствует бесконечное количество решений или изочастотных кривых).

Следует отметить, что многомодовость обратных волн считается их недостатком и является одной из причин того, что исследованию обратных МСВ посвящено значительно меньше работ, чем исследованию поверхностных МСВ. В связи с этим мы хотим привлечь внимание исследователей к тому факту, что в эксперименте достаточно несложно предотвратить возбуждение высших мод, просто подбирая ширину (или диаметр) возбуждающего преобразователя большей, чем половина длины волны, второй моды. Этот метод особенно эффективен при работе на фиксированной частоте или в не очень широком диапазоне частот. Ниже мы не будем больше упоминать о высших модах обратной МСВ, поскольку в описываемых экспериментах они не возбуждались, а под термином "обратная МСВ" будем всегда подразумевать первую моду обратной МСВ.

Выше мы систематизировали кратко те свойства обратных волн, которые были обнаружены ранее. Однако, как выяснилось, некоторые свойства обратных МСВ, имеющие непосредственное отношение к отражению и преломлению, оставались до сих пор неизвестными либо им не придавалось должного значения. Поэтому ниже мы остановимся на этих свойствах подробнее.

Важная характеристика распространения волн в анизотропных средах — зависимость направления вектора групповой скорости \mathbf{v} от направления волнового вектора \mathbf{k} . Хотя общее представление об этой зависимости можно получить и по изочастотным кривым (рис. 2), покажем ниже, как рассчитать эту зависимость аналитически. Углы ψ и φ , характеризующие соответственно ориентацию векторов \mathbf{v} и \mathbf{k} , удобно отсчитывать от оси z , являющейся осью симметрии для изочастотных кривых обратной волны, причем за положительное направление отсчета углов примем направление против часовой стрелки. Вводя соотношения

$$\begin{cases} k_y = -k \sin \varphi, \\ k_z = k \cos \varphi, \end{cases} \quad (14)$$

где k — модуль волнового вектора в плоскости пленки, дисперсионное уравнение (13) можно записать в виде

$$\frac{1}{\mu} + \cos^2 \varphi + \mu_{\perp} \sin^2 \varphi + 2\alpha \cot(\alpha ks) = 0. \quad (15)$$

Здесь

$$\alpha = \sqrt{-\frac{\cos^2 \varphi}{\mu} - \sin^2 \varphi}, \quad (16)$$

$$\mu_{\perp} = \frac{\mu^2 - \nu^2}{\mu}. \quad (17)$$

Из (15) k можно выразить в явном виде:

$$k = \Phi(\varphi, f) = \frac{1}{\alpha s} \arctan\left(\frac{-2\alpha}{1/\mu + \cos^2 \varphi + \mu_{\perp} \sin^2 \varphi}\right). \quad (18)$$

Как известно [16], групповую скорость волны \mathbf{v} в анизотропной среде определяют как градиент частоты в пространстве волновых векторов:

$$\mathbf{v} = \text{grad}_k \omega = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} \mathbf{x}_0 + \frac{\partial \omega}{\partial k_y} \mathbf{y}_0 + \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \mathbf{z}_0, \quad (19)$$

где \mathbf{x}_0 , \mathbf{y}_0 и \mathbf{z}_0 — единичные орты, направленные вдоль соответствующих осей. Из (19) для рассматриваемой нами геометрии — распространения волны в плоскости yz — легко найти угол ψ между векторами \mathbf{v} и \mathbf{z}_0 :

$$\psi = \arctan \frac{\partial k_z}{\partial k_y} + n\pi, \quad (20)$$

причем при $n = 0$ значения ψ будут соответствовать изочастотам, лежащим ниже оси k_y (для значений $\pi < \varphi < 2\pi$), а при $n = 1$ — изочастотам, лежащим выше оси k_y (для $0 < \varphi < \pi$; см. рис. 2).

Поскольку в дальнейшем нас будет интересовать не модуль вектора \mathbf{v} , а только его ориентация, то найдем частную производную $\partial k_z / \partial k_y$ изложенным ниже способом. Как видно из (18), дисперсионное уравнение для обратных волн $F(k, \varphi, f) = 0$ можно записать в виде

$$F(k, \varphi, f) = k - \Phi(\varphi, f) = 0. \quad (21)$$

Производная $\partial k_z / \partial k_y$ будет равна:

$$\frac{\partial k_z}{\partial k_y} = -\frac{\partial F / \partial k_y}{\partial F / \partial k_z} = \left(\frac{\partial F}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial k_y} + \frac{\partial F}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial k_y} \right) \times \left(\frac{\partial F}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial k_z} + \frac{\partial F}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial k_z} \right)^{-1}. \quad (22)$$

Используя выражение (21) и полученные из (14) соотношения $k = (k_y^2 + k_z^2)^{1/2}$ и $\varphi = -\arctan(k_y/k_z)$, легко найти все производные ($\partial F / \partial k = 1$, $\partial F / \partial \varphi = -\partial \Phi / \partial \varphi = -\partial k / \partial \varphi$, $\partial \varphi / \partial k_y = -\cos \varphi / k$, $\partial \varphi / \partial k_z = -\sin \varphi / k$, $\partial k / \partial k_y = -\sin \varphi$, $\partial k / \partial k_z = \cos \varphi$). В итоге (22) примет вид

$$\frac{\partial k_z}{\partial k_y} = \frac{k \tan \varphi - \partial k / \partial \varphi}{k + \tan \varphi \partial k / \partial \varphi}. \quad (23)$$

Вычисляя производную $\partial k / \partial \varphi$ из (18), находим

$$\frac{\partial k}{\partial \varphi} = \frac{\sin^2(\alpha ks) \sin(2\varphi)}{2\alpha^2 s} \left[\frac{1}{\alpha} \left(\cot(\alpha ks) - \frac{\alpha ks}{\sin^2(\alpha ks)} \right) \times \left(\frac{1}{\mu} - 1 \right) + \mu_{\perp} - 1 \right]. \quad (24)$$

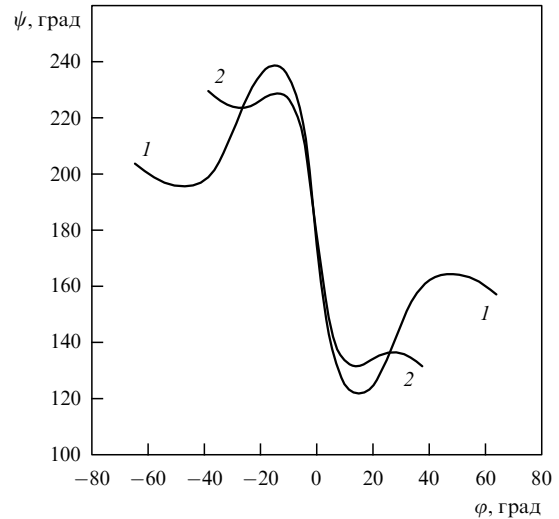


Рис. 3. Зависимость направления групповой скорости обратной волны ψ от ориентации волнового вектора φ для различных значений частоты f : 1 — 2350 МГц, 2 — 1800 МГц.

Подставляя выражение (16), описывающее величину α , в (24), выражение (24) — в (23), а (23) — в (20), можно получить окончательное соотношение для зависимости $\psi(\varphi)$ ⁶, которая определяет ориентацию вектора групповой скорости \mathbf{v} по известной ориентации волнового вектора \mathbf{k} .

Расчитанные зависимости $\psi(\varphi)$ приведены на рис. 3. Анализируя рис. 3, можно сформулировать очередное свойство обратных волн в ферритовой пленке:

Свойство 4. Для верхней части спектра обратных волн (частоты которых лежат примерно в верхней половине интервала $f_1 < f < f_2$) зависимость $\psi(\varphi)$ является немонотонной и имеет точки перегиба, из-за чего обратная зависимость $\varphi(\psi)$ не устанавливает однозначного соответствия между значениями ψ и φ .

Так, например, значение $\psi = 160^\circ$ достигается при трех значениях угла φ (см. рис. 3, кривая 1): $\varphi_1 = 2^\circ$, $\varphi_2 = 38^\circ$ и $\varphi_3 = 55^\circ$. Поэтому, если имеется луч обратной волны (и мы не знаем, где и как он был возбужден), переносящий энергию в некотором направлении (предположим, в направлении $\psi = 160^\circ$), мы не всегда можем однозначно определить на основе теории, как у этого луча ориентирован фазовый фронт, чтобы правильно расположить приемный преобразователь и принять этот луч (фазовый фронт может быть ориентирован под углом φ_1 , или под углом φ_2 , или под углом φ_3). Как видно из рис. 2, с уменьшением частоты изочастотная кривая становится более гладкой и для частот $f < 1600$ МГц зависимость $\psi(\varphi)$ становится монотонной. Отметим также, что по рис. 3 легко найти угол между волновым вектором \mathbf{k} и вектором групповой скорости \mathbf{v} : этот угол равен $\varphi - \psi$.

Важное свойство обратных волн — их невзаимность. Возможно, исследователи, знакомые со свойствами МСВ, возразят нам, что обратные МСВ свойством невзаимности не обладают и сошлутся на работы Дэймона и Эшбаха [13, 14]. Ниже мы покажем, что невзаимность обратных волн объясняется на основе теории [13, 14], просто раньше на это никто не обратил

⁶ Итоговое выражение мы не приводим из-за его громоздкости.

внимания, поскольку, как уже отмечалось, случаи, в которых обратные волны имеют неколлинеарный характер, до сих пор практически не исследовались.

Из системы уравнений (11) видно, что коэффициенты A , B , C и D связаны друг с другом следующим образом:

$$\begin{cases} A = B \frac{k_{xe} - vk_y}{\mu k_{xi}}, \\ C = B \left(\frac{k_{xe} - vk_y}{\mu k_{xi}} \sin(k_{xi} s) + \cos(k_{xi} s) \right) \exp(k_{xe} s), \\ D = B. \end{cases} \quad (25)$$

Подставляя (25) в (9), можно найти нормированное относительно коэффициента B распределение магнитного потенциала $\Psi(x)$ внутри и вне пленки. Если затем, используя соотношения (10) и (14), исключить компоненты k_{xe} , k_{xi} и k_y из выражения (25), то коэффициенты A и C будут зависеть от модуля k волнового вектора, его ориентации φ , частоты и параметров структуры. Но из соотношения (18) видно, что величина φ однозначно определяет модуль k , поэтому ниже мы анализируем зависимость $\Psi(x)$, рассчитанные при различных значениях φ для частоты $f = 2350$ МГц (рис. 4). Как видно на рис. 4а, где приведена зависимость $\Psi(x)$ для $\varphi = 0$, в этом случае распределение магнитного потенциала является симметричным и обратная волна не обладает свойством невзаимности, что и было установлено в [13, 14]. Однако при ненулевых положительных значениях угла φ зависимость $\Psi(x)$ становится несимметричной: второй из максимумов потенциала, локализованный у поверхности $x = 82$ мкм, постепенно уменьшается, достигая при $\varphi = 21,5^\circ$ уровня 0,2 относительно первого максимума, локализованного у поверхности $x = 0$ (рис. 4б, кривая 2), а распределение потенциала Ψ внутри пленки постепенно выгибается и становится похожим на часть косинусоиды. При значениях φ , больших $21,5^\circ$, основной по величине

максимум зависимости $\Psi(x)$ располагается не у поверхности пленки, а внутри нее (рис. 4в, кривая 3). Дальнейшее увеличение значений φ приводит к тому, что основной максимум постепенно смещается к середине пленки (рис. 4г, кривая 4), а уровень меньшего максимума продолжает понижаться. При отрицательных значениях φ зависимость $\Psi(x)$ трансформируется похожим образом с одним, но существенным отличием: основной по величине максимум возникает у поверхности $x = 82$ мкм, а меньший по величине максимум — у поверхности $x = 0$ (рис. 4, кривые 5–7). Это различие в распределении потенциала возникает из-за того, что в выражения (25) входит величина k_y , изменение знака которой и приводит к перераспределению энергии волны: при $k_y > 0$ ($-180^\circ < \varphi < 0$) главный максимум возникает у верхней поверхности пленки ($x = 82$ мкм), а при $k_y < 0$ ($0 < \varphi < 180^\circ$) — у нижней поверхности пленки ($x = 0$).

Как известно, несимметричное распределение потенциала $\Psi(x)$ приводит к возникновению невзаимности при распространении волны, что было подтверждено нами экспериментально. Мы расположили на свободной поверхности пленки ($x = 82$ мкм) два преобразователя длиной 10 мм так, чтобы они возбуждали неколлинеарную обратную МСВ. Например, если расположить возбуждающий преобразователь перпендикулярно волновому вектору \mathbf{k}_4 (см. рис. 2), а приемный преобразователь, ориентированный так же, расположить на некотором расстоянии от первого в направлении, определяемом вектором \mathbf{v}_4 (центры преобразователей должны быть расположены на прямой, параллельной \mathbf{v}_4), то мы сможем возбудить и принять волновой пучок, распространяющийся в направлении \mathbf{v}_4 . Однако поскольку возбуждающий преобразователь перпендикулярен также волновому вектору \mathbf{k}_2 (см. рис. 2), то одновременно с первым волновым пучком будет возбуждаться еще и второй волновой пучок, бегущий в противоположном направлении, задаваемом вектором \mathbf{v}_2 . В эксперименте преобразователи, расстояние между центрами которых составляло 15 мм, возбуждали два волновых пучка на частоте $f = 2350$ МГц: первый с ориентацией волнового вектора $\varphi = -21,5^\circ$ и второй — с $\varphi = 159,5^\circ$. Так как преобразователь располагался на поверхности $x = 82$ мкм, где распределение потенциала $\Psi(x)$ для первого пучка имеет главный максимум (рис. 4б, кривая 5), то первый волновой пучок возбуждался эффективно: модуль коэффициента передачи по мощности был равен $|K| = -14,2$ дБ, измеренное затухание волны $\beta = 0,076$ дБ мм $^{-1}$, а потери на возбуждение (или прием) волны составили $\delta = (0,076 \times 15 - 14,2)/2 = -6,53$ дБ. Второй волновой пучок возбуждался неэффективно ($|K| = -40$ дБ, $\delta = -19,43$ дБ), так как главный максимум в распределении потенциала $\Psi(x)$ для этого пучка имеет место у поверхности $x = 0$ (рис. 4б, кривая 2), находящейся на расстоянии 82 мкм от преобразователя. Отметим, что при переносе энергии с помощью волновых пучков, распространяющихся в противоположных направлениях, для $f = 2350$ МГц величина $|K|$ различалась более чем на 20 дБ при значениях угла наклона волнового вектора, лежащих в интервалах $-166^\circ < \varphi < -149^\circ$, $-31^\circ < \varphi < -14^\circ$, $14^\circ < \varphi < 31^\circ$ и $149^\circ < \varphi < 166^\circ$.

Таким образом, опираясь на проведенные расчеты и эксперименты, можно сформулировать очередные свойства обратных волн:

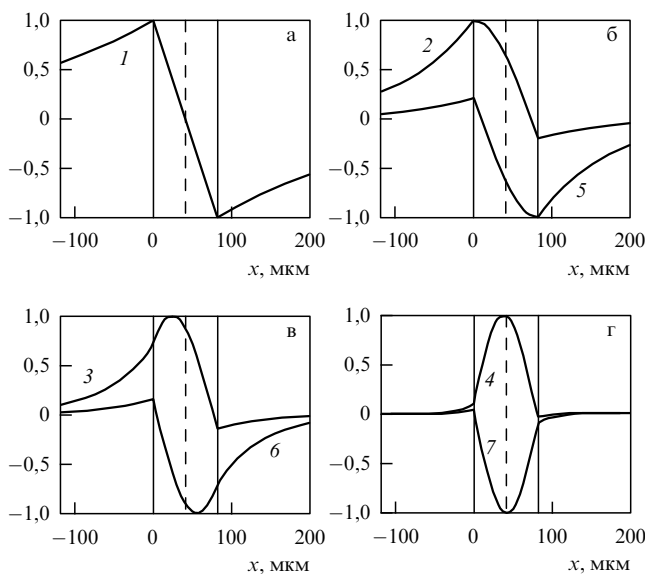


Рис. 4. Нормированное распределение магнитного потенциала $\Psi(x)$ для различных значений угла φ : 1 — 0° ; 2 — $21,5^\circ$; 3 — 30° ; 4 — 60° ; 5 — $-21,5^\circ$; 6 — -30° ; 7 — -60° . Сплошными вертикальными линиями обозначены координаты поверхностей пленки $x = 0$ и $x = 82$ мкм, а штриховой линией — координата середины пленки $x = 41$ мкм.

Свойство 5. Распределение магнитного потенциала обратной волны $\Psi(x)$ является симметричным, когда волновой вектор \mathbf{k} и вектор \mathbf{H}_0 коллинеарны (при $\varphi = 0$ и $\varphi = 180^\circ$), и несимметричным при других значениях φ . При несимметричной зависимости $\Psi(x)$ возникают два случая: а) основной максимум зависимости $\Psi(x)$ находится на поверхности пленки; б) основной максимум расположен внутри пленки. В обоих случаях волна проявляет невзаимность в той или иной степени, возбуждаясь и распространяясь в одном направлении более эффективно, чем в противоположном. Однако следует иметь в виду, что когда основной максимум располагается близко к середине пленки, волну практически невозможно возбудить ни в одном направлении.

Свойство 6. Исследование распределения магнитного потенциала $\Psi(x)$ показывает, что хотя ось z , параллельная вектору \mathbf{H}_0 , является оптической осью, она одновременно обладает и антисимметричными свойствами, поскольку при отображении каждой точки изочастотной кривой относительно оси k_z в симметричной точке распределение магнитного потенциала $\Psi(x)$ меняется на антисимметричное (см. рис. 4). Ось y по отношению к обратной волне обладает симметричными свойствами, поскольку при отображении каждой точки изочастотной кривой относительно оси k_y распределение магнитного потенциала $\Psi(x)$ в симметричной точке не меняется.

Свойство 7. Ширина d волнового пучка электромагнитной волны, возбуждаемой преобразователем длиной l , определяется выражением

$$d = l \frac{|(\mathbf{k} \times \mathbf{v})|}{|\mathbf{k}||\mathbf{v}|} = l |\cos(\psi - \varphi)|. \quad (26)$$

Значения d максимальны при коллинеарном характере волны, а при неколлинеарном характере волны луч может быть достаточно узким (например, в описанном выше эксперименте при $\varphi = -21,5^\circ$ ширина луча была в 2,7 раза меньше l). Очевидно, что формула (26) применима, когда можно пренебречь дифракционной расходимостью волнового пучка, т.е. в случае малости длины МСВ λ по сравнению с длиной преобразователя l .

4. Отражение обратных электромагнитных волн от края ферритовой пленки

Ниже мы исследуем отражение обратной волны от идеального зеркала, которое в эксперименте имитировал прямой отполированный край ферритовой пленки. Схема эксперимента в плоскости пленки показана на рис. 5, а параметры пленки приведены в разделе 3. Возбуждение и прием поверхностной МСВ осуществлялись подвижными антеннами, преобразователи которых (1 и 2 на рис. 5) были изготовлены из позолоченной вольфрамовой проволоки толщиной 30 мкм и длиной 10 мм. Преобразователи располагались на поверхности пленки ЖИГ 3, представлявшей собой полукруг диаметром 60 мм, и с помощью специальных механических систем могли перемещаться по поверхности пленки и вращаться вокруг оси, перпендикулярной плоскости пленки. Ориентация преобразователей определяла угол наклона φ волнового вектора \mathbf{k} , т.е. позволяла возбуждать и принимать волны с определенным вектором \mathbf{k} . Для удобства описания полученных результатов введем декартову систему координат, начало которой (0;0)

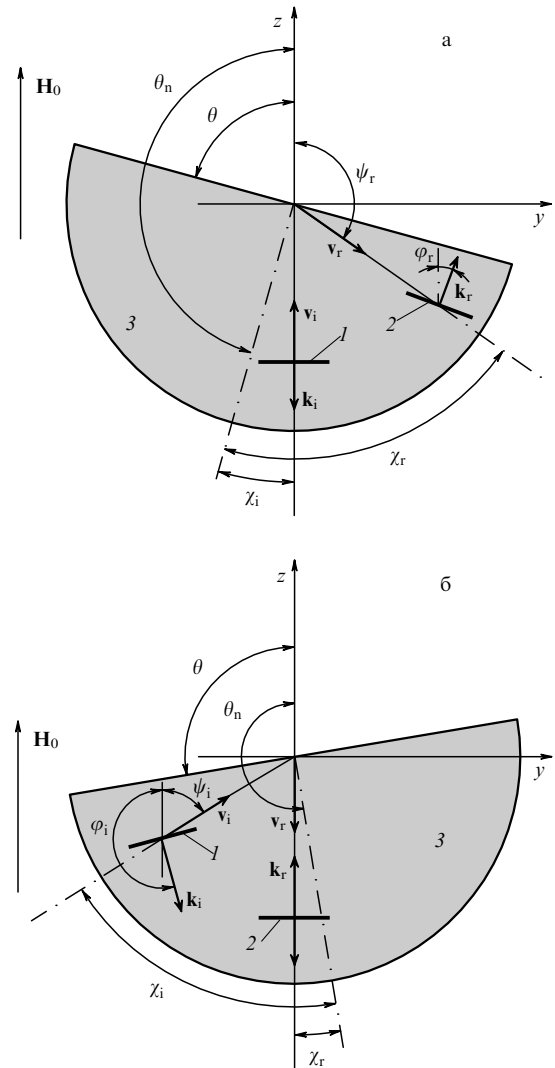


Рис. 5. Отражение обратной волны с частотой $f = 2350$ МГц (геометрия эксперимента в плоскости пленки): (а) для случая, когда падающая волна коллинеарная и имеет параметры $\varphi_i = 180^\circ$, $\psi_i = 0$, $k_i = 47,42$ см $^{-1}$, $\lambda_i = 1,325$ мм (показано отражение при $\theta_n = 165^\circ$, $\theta = 75^\circ$, $\chi_i = 15^\circ$, $\chi_r = -68,5^\circ$, $\varphi_r = -21,5^\circ$, $\psi_r = -126,5^\circ$); (б) для случая, когда падающая волна неколлинеарная и имеет параметры $\varphi_i = 195,2^\circ$, $\psi_i = -58,1^\circ$, $k_i = 72,55$ см $^{-1}$, $\lambda_i = 0,866$ мм (показано отражение при $\theta_n = 189,2^\circ$, $\theta = 99,2^\circ$, $\chi_i = -67,3^\circ$, $\chi_r = -9,2^\circ$, $\varphi_r = 0^\circ$, $\psi_r = 180^\circ$).

совпадает с центром полукруга пленки ЖИГ, ось z параллельна вектору \mathbf{H}_0 , а ось x перпендикулярна плоскости пленки. Возбуждающий преобразователь располагался таким образом, чтобы вектор групповой скорости падающей волны \mathbf{v}_i , отложенный из центра преобразователя, был направлен прямо в точку (0; 0), причем расстояние между центром преобразователя и точкой (0; 0) выбиралось обычно в пределах 10–20 мм (рис. 5). Положение возбуждающего преобразователя в процессе измерений не менялось, а изменение угла падения χ_i осуществлялось путем вращения пленки вокруг оси x , что позволяло изменять ориентацию границы пленки θ . Ориентация приемного преобразователя (угол φ_r) рассчитывалась и устанавливалась в соответствии с расчетным значением для каждого нового значения χ_i , после чего этот преобразователь перемещали по поверхности пленки, настраиваясь на максимум сигнала. За измерен-

ное направление вектора групповой скорости отраженной волны принималось направлением, соединяющее точку (0; 0) с центром приемного преобразователя, а угол между этим направлением и нормалью к границе пленки принимался за измеренный угол отражения χ_r .

Отметим здесь, что в отличие от изотропных сред, где не имеет значения, каким способом измерена зависимость $\chi_r(\chi_i)$ — путем поворота границы раздела сред или путем поворота возбуждающей антенны, — в случае анизотропной среды эти два способа приведут к совершенно различным результатам. Очевидно, что удобнее использованный нами первый способ, поскольку в этом случае *параметры падающей волны* (длина волны λ_i , векторы \mathbf{k}_i и \mathbf{v}_i и связанные с ними углы φ_i и ψ_i) *остаются постоянными*, тогда как при использовании второго способа параметры падающей волны будут различными для каждого нового значения угла падения (из-за того, что ориентация векторов \mathbf{k}_i и \mathbf{v}_i будет меняться по отношению к вектору однородного магнитного поля \mathbf{H}_0).

Измерения углов χ_i , χ_r и θ проводились с помощью микроскопа, расположенного над ферритовой пленкой, причем начало полярной системы координат в окуляре микроскопа соответствовало точке (0; 0). Угол χ_i отсчитывался от нормали⁷, причем за положительное направление отсчета угла χ_i было принято направление против часовой стрелки. Отсчет угла χ_r производился следующим образом: если и 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 знаком χ_i ⁸. Ориентация нормали θ_n и все остальные углы (ориентации групповых скоростей и волновых векторов падающего и отраженного лучей ψ_i , ψ_r , φ_i и φ_r) отсчитывались от оси z (положительным направлением отсчета для всех этих углов было направление против часовой стрелки). Очевидно, что при этом углы падения и отражения волны χ_i и χ_r и ориентация границы раздела сред θ связаны с углами ψ_i , ψ_r и ориентацией нормали θ_n следующими простыми соотношениями:

$$\theta = \theta_n - 90^\circ, \quad (27)$$

$$\chi_i = \psi_i - \theta_n + 180^\circ, \quad (28)$$

$$\chi_r = \psi_r - \theta_n + 360^\circ. \quad (29)$$

Как будет видно из дальнейшего изложения, используемый отсчет углов удобен как для описания отражения, так и при сопоставлении параметров задачи в плоскости yz и в плоскости волновых чисел $k_y k_z$ (плоскости изочастот).

Характеристики отражения, когда у падающей волны векторы \mathbf{v}_i и \mathbf{k}_i коллинеарны (как на рис. 5а), приведены на рис. 6, а характеристики отражения, когда у падающей волны векторы \mathbf{v}_i и \mathbf{k}_i являются неколлинеарными (как на рис. 5б), — на рис. 7. На обоих рисунках представлены

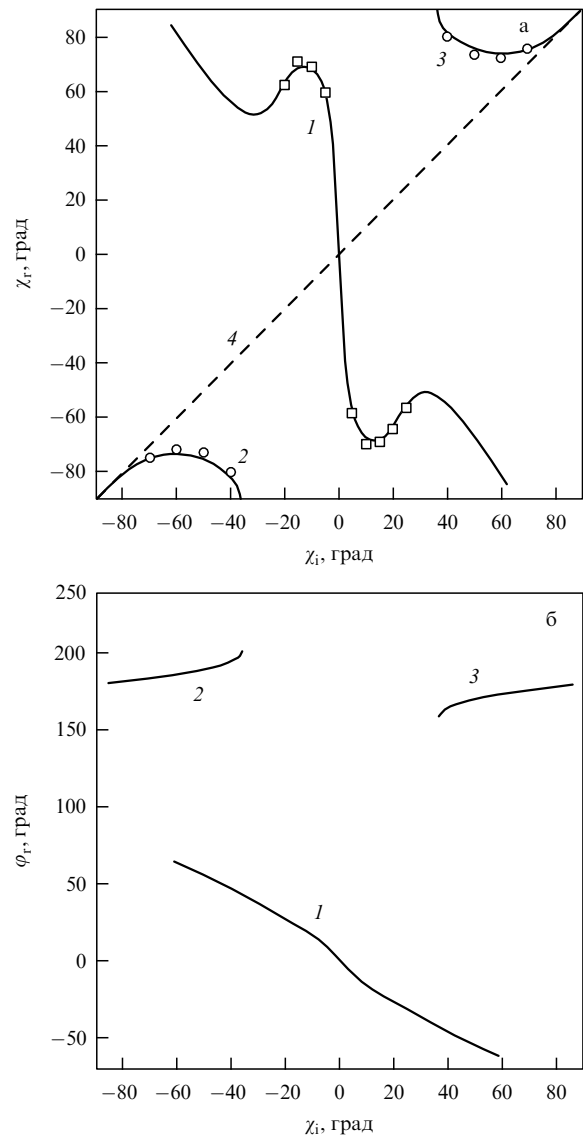


Рис. 6. Характеристики отражения обратной волны с коллинеарными векторами \mathbf{k} и \mathbf{v} и частотой $f = 2350$ МГц (кривые 1–3): (а) зависимость угла отражения от угла падения $\chi_r(\chi_i)$ (прямая 4 соответствует закону зеркального отражения для изотропных сред $\chi_r = \chi_i$); (б) зависимость ориентации волнового вектора отраженной волны от угла падения $\varphi_r(\chi_i)$.

рассчитанная и экспериментальная зависимости угла отражения от угла падения $\chi_r(\chi_i)$ для частоты $f = 2350$ МГц и соответствующие зависимости ориентации волнового вектора \mathbf{k} отраженной волны от угла падения $\varphi_r(\chi_i)$. Как видно из рис. 6 и 7, в целом полученные результаты демонстрируют хорошее соответствие между теорией и экспериментом. Поскольку отражение волн в анизотропных средах принципиально отличается от отражения волн в изотропных средах (зависимость $\chi_r(\chi_i)$ для изотропных сред показана штриховой прямой 4 на рис. 6 и 7), то ниже мы прокомментируем некоторые существенные для исследуемого отражения особенности.

Чтобы наши пояснения были понятными, рассмотрим вначале отражение в ферритовой пленке с помощью геометрических построений в плоскости изочастотных кривых (рис. 8). Поскольку при отражении волн каса-

⁷ Нормалью считался перпендикулярный границе луч, исходящий из точки (0; 0) в сторону расположения пленки.

⁸ 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, при котором угол падения равен углу отражения.

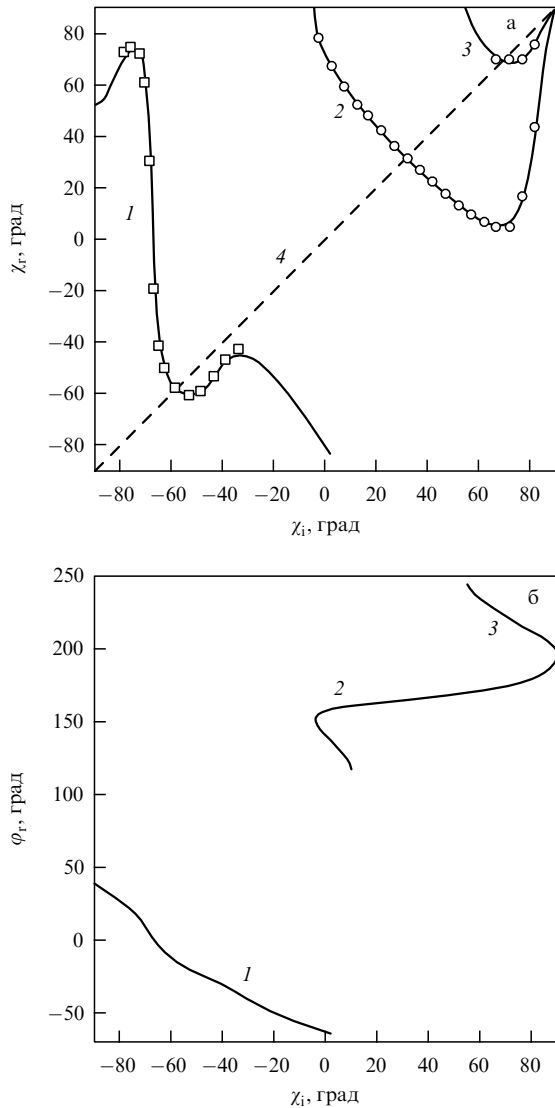


Рис. 7. Характеристики отражения обратной волны с неколлинеарными векторами \mathbf{k} и \mathbf{v} и частотой $f = 2350$ МГц (кривые 1–3): (а) зависимость угла отражения от угла падения $\chi_r(\chi_i)$ (прямая 4 соответствует закону зеркального отражения для изотропных сред $\chi_r = \chi_i$); (б) зависимость ориентации волнового вектора отраженной волны от угла падения $\varphi_r(\chi_i)$.

тельная к границе компонента импульса (волнового вектора) сохраняется, то для того, чтобы найти волновой вектор \mathbf{k}_r и вектор групповой скорости \mathbf{v}_r отраженной волны, необходимо провести к границе раздела 3 через конец волнового вектора падающей волны \mathbf{k}_i нормаль 4, найти точку (точки) ее пересечения с изочастотными кривыми и построить соответствующие этой точке векторы \mathbf{k}_r и \mathbf{v}_r . На рисунке 8а, где падающая волна имеет коллинеарный характер, в качестве примера показаны описанные выше построения для случая ориентации границы под углом $\theta = 75^\circ$. При этом значении θ нормаль 4 пересекает только верхнюю ветвь 2 изочастотной кривой и возникает отражение, при котором падающий и отраженный лучи, распространяющиеся в направлении векторов \mathbf{v}_i и \mathbf{v}_r , лежат с одной стороны от нормали (ход лучей в плоскости пленки, соответствующий рис. 8а, приведен на рис. 5а), причем по величине угол отражения больше угла падения: $|\chi_r| > |\chi_i|$. В дальнейшем для

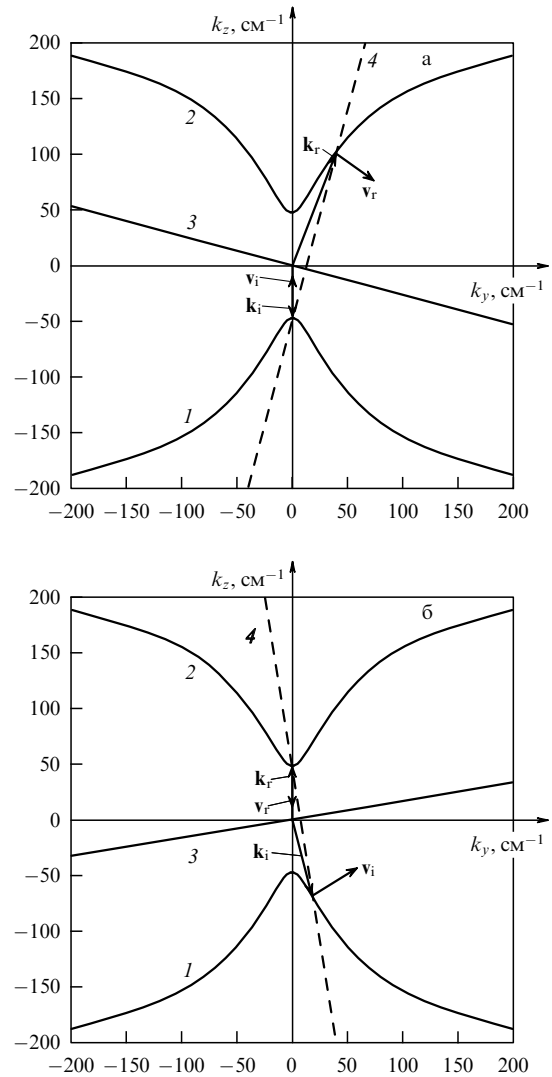


Рис. 8. Изочастотные кривые обратной волны с частотой $f = 2350$ МГц и вспомогательные построения, поясняющие возникновение отрицательного отражения: (а) для случая, когда векторы \mathbf{k} и \mathbf{v} падающей волны коллинеарны (показано отражение при $\theta = 75^\circ$); (б) для случая, когда векторы \mathbf{k} и \mathbf{v} падающей волны неколлинеарны (показано отражение при $\theta = 99,2^\circ$).

краткости будем называть такое отражение "отрицательным" в отличие от "положительного" отражения, когда падающий и отраженный лучи лежат по разные стороны от нормали.

На рисунке 8б, где падающая волна имеет неколлинеарный характер, в качестве примера показаны аналогичные построения для случая ориентации границы под углом $\theta = 99,2^\circ$ (ход лучей в плоскости пленки, соответствующий рис. 8б, приведен на рис. 5б). В этом случае также возникает отрицательное отражение, причем отраженная волна имеет коллинеарный характер, а $|\chi_r| < |\chi_i|$. Таким образом, чтобы выяснить параметры отраженной волны для каждого нового положения границы, нужно проводить описанные выше построения вновь (очевидно, что можно просто повернуть нормаль вокруг конца вектора \mathbf{k}_i на соответствующий угол). Несложно себе представить, что при некоторых ориентациях границы нормаль будет пересекать как верхнюю 2, так и нижнюю

1 ветви изочастотной кривой на рис. 8, причем с последней возможны пересечения сразу в двух точках. Это означает, что отраженных лучей, в принципе, может быть два или даже три. Однако следует иметь в виду, что не каждой точке пересечения будет соответствовать отражение: необходимо, чтобы в реальном пространстве на плоскости пленки вектор \mathbf{v}_r оказался направленным от границы в пленку, а не за границу пленки, т.е. чтобы величина угла отражения $|\chi_r|$ была меньше 90° .

Вернемся теперь к обсуждению рис. 6 и 7, где представлены зависимости $\chi_r(\chi_i)$ и $\varphi_r(\chi_i)$. Кривые 1 на этих рисунках описывают отражение волны, которое соответствует точкам пересечения нормали с верхней ветвью 2 изочастотной кривой на рис. 8 (т.е. с изочастотной кривой, противоположной той, что описывает падающую волну), а кривые 2 и 3 — отражение волны, которое соответствует точкам пересечения нормали с нижней ветвью 1 изочастотной кривой на рис. 8 (т.е. с той же кривой, которая описывает падающую волну). Поскольку на рис. 6 и 7 информация об угле наклона границы θ отсутствует, то напомним, что взаимосвязь между величиной θ и значением угла падения χ_i легко установить с помощью формул (27) и (28). Для рисунка 6, где падающая волна коллинеарна и $\psi_i = 0$, получим

$$\theta = 90^\circ - \chi_i, \quad (30)$$

а для рис. 7, где падающая волна неколлинеарна и $\psi_i = -58,1^\circ$,

$$\theta = 31,9^\circ - \chi_i. \quad (31)$$

Таким образом, по известным значениям χ_i можно определить значения θ . Анализируя рис. 6 и 7, можно сформулировать еще одно свойство обратных волн.

Свойство 8. *Обратная волна, имеющая коллинеарный характер, испытывает отрицательное отражение от границы во всем диапазоне значений угла падения χ_i , если падающая и отраженная волны описываются противоположными изочастотными кривыми; если же падающая и отраженная волны описываются одной и той же изочастотной кривой, то имеет место положительное отражение, наблюдаемое при значениях угла падения $|\chi_i| > |\chi_{i \min}|$. 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 $\chi_{i \min}$ зависит от частоты и параметров структуры (например, на рис. 6а $\chi_{i \min} \approx 37^\circ$). Волна, имеющая неколлинеарный характер, может испытывать и отрицательное, и положительное отражение от границы, причем характер отражения сильно зависит от частоты, параметров структуры и ориентации волнового вектора падающей волны \mathbf{k}_i относительно поля \mathbf{H}_0 . В этом случае в результате отражения волны также могут появиться два луча.*

Как видно на рис. 6а, при $|\chi_i| > |\chi_{i \min}|$ в эксперименте одновременно два луча наблюдать не удалось. То, что отраженный луч, описываемый кривой 1 на рис. 6а, при этих значениях χ_i не наблюдался, объясняется следующим образом: при $|\chi_i| > |\chi_{i \min}|$ величина угла наклона волнового вектора отраженной волны $|\varphi_r| > 40^\circ$ (рис. 6б, кривая 1), а распределение магнитного потенциала $\Psi(x)$ для таких φ_r имеет максимум в середине пленки (на поверхности величина Ψ очень мала (рис. 4г)). Таким

образом, у использованной аппаратуры просто не хватает чувствительности, чтобы принять этот отраженный луч, локализованный в середине пленки, с помощью преобразователя, расположенного на поверхности пленки. Из этого не очень оптимистичного факта можно сделать более оптимистичный вывод:

Свойство 9. *Отражение волны от прямой границы можно использовать для возбуждения неколлинеарных обратных волн, локализованных внутри пленки, и коллинеарных волн с симметричным распределением потенциала (см. рис. 4а и г).*

При таком способе возбуждения волны, локализованные внутри пленки, можно было бы принять, поместив на пути волны еще одну границу, чтобы в результате отражения возникла волна с несимметричным распределением потенциала, локализованная у внешней поверхности (как на рис. 4б, кривая 5).

Что касается волн с коллинеарным характером, то, действительно, при их возбуждении непосредственно с помощью преобразователя половина мощности тратится на возбуждение еще одной волны, бегущей в противоположную сторону. Возбуждение методом отражения позволит устранить этот недостаток. Отметим, что именно из-за возбуждения волны, бегущей в противоположную сторону, на рис. 6а отсутствуют экспериментальные точки при $\chi_i \approx 0$: на фоне этой волны более слабый отраженный луч очень трудно различить.

В соответствии с изложенным в разделе 3 и выше эффективнее всего в ферритовой пленке возбуждается волна с несимметричным распределением потенциала, локализованная у внешней поверхности. Характеристики отражения такой волны представлены на рис. 7. За счет лучшей эффективности возбуждения МСВ амплитуда отраженной волны также увеличилась, что позволило наблюдать отраженную волну почти до значений $\varphi_r = -40^\circ$ (рис. 7а и б, кривая 1), тогда как при возбуждении коллинеарной МСВ оказалось возможным принять отраженную волну лишь до $\varphi_r = -35^\circ$ (рис. 6а и б, кривая 1). Отраженные волны с положительными $\varphi_r > 25^\circ$ ни на рис. 6, ни на рис. 7 (см. кривые 1) не наблюдались, поскольку при таких значениях φ_r амплитуда магнитного потенциала Ψ на внешней поверхности пленки ЖИГ очень мала (рис. 4б, кривая 2) и невозможно принять отраженный луч.

При отражении волны с несимметричным распределением потенциала в интервале значений угла падения $55^\circ < \chi_i < 90^\circ$ (или при ориентации границы $-58,1^\circ < \theta < -22,1^\circ$) наблюдаются два отраженных луча (рис. 7, кривые 2 и 3), причем всем трем волнам — падающей и двум отраженным — соответствует одна и та же изочастотная кривая (кривая 1 на рис. 8б).

Зависимость $\chi_r(\chi_i)$ на рис. 7а имеет три точки зеркального отражения (точки пересечения штриховой прямой 4 с кривыми 1, 2 и 3). Хотя для каждой из этих точек угол отражения равен углу падения, параметры отраженной волны во всех трех случаях совершенно разные. Коротко эти различия изложены ниже в очередном свойстве обратных волн (справедливом, вообще говоря, для любых электромагнитных волн в ферритовых пленках):

Свойство 10. *В отличие от изотропных сред при отражении волн в ферритовых пленках могут наблюдаться три различных типа зеркального отражения. Первый тип (которому соответствует точка пересечения кривой 1 и прямой 4 на рис. 7а) возникает при ориентации*

границы параллельно оси y (т.е. $\theta = 90^\circ$) и характеризуется тем, что отраженная и падающая волны имеют как одинаковые величины волновых векторов и групповых скоростей, так и одинаковые распределения магнитного потенциала $\Psi(x)$. Второй тип (которому соответствует точка пересечения кривой 2 и прямой 4 на рис. 7а) возникает при ориентации границы перпендикулярно оптической оси (оси z , т.е. $\theta = 0$) и характеризуется тем, что отраженная и падающая волны имеют одинаковые величины волновых векторов и групповых скоростей, но разные распределения магнитного потенциала $\Psi(x)$ (у падающей волны основной максимум локализован вблизи верхней поверхности пленки, а у отраженной — вблизи нижней, так что обе зависимости антисимметричны, как на рис. 4б, кривые 2 и 5). Третий тип (которому соответствует точка пересечения кривой 3 и прямой 4 на рис. 7а) характеризуется тем, что отраженная и падающая волны имеют совершенно различные величины волновых векторов, групповых скоростей и разные распределения магнитного потенциала $\Psi(x)$ (в этом случае ориентация границы θ непосредственно не связана с осями симметрии; например, на рис. 7а значение $\theta = -36^\circ$).

На рисунке 7а можно также видеть, что обратные волны обладают еще следующим свойством:

Свойство 11. Когда луч неколлинеарной волны падает нормально на границу ($\chi_i = 0$), отраженный луч не направлен нормально к границе ($\chi_r = 70^\circ$), и наоборот, при косом падении луча ($\chi_i = -67^\circ$) отраженный луч может быть ориентирован нормально к границе ($\chi_r = 0$). Когда луч коллинеарной волны падает нормально на границу, то отраженный луч также направлен нормально к границе (рис. 6а).

При неколлинеарном характере падающей волны может возникнуть не один, а несколько интервалов, в которых существует отрицательное отражение: так, на рис. 7а это интервалы $-90^\circ < \chi_i < -67^\circ$ (см. кривую 1), $-5^\circ < \chi_i < 0^\circ$ (см. кривую 2) и $0^\circ < \chi_i < 5^\circ$ (см. кривую 1); при небольшом изменении параметров волны или структуры в интервале $60^\circ < \chi_i < 75^\circ$ (см. кривую 2) также может наблюдаться отрицательное отражение.

Отметим следующие причины, из-за которых измеренные и рассчитанные значения углов отражения χ_r немного различались: во-первых, величина однородного магнитного поля H_0 в разных местах ферритовой пленки незначительно отличалась, из-за чего траектории как падающего, так и отраженного лучей могли слегка искривляться и в результате измерения углов падения и отражения возникала небольшая погрешность; во-вторых, как падающий, так и отраженный лучи реально обладали незначительной дифракционной расходимостью, что привело к некоторому расширению обоих лучей и в результате понижалась точность настройки на максимум сигнала, а значит, и точность измерения углов.

В завершение изложения отметим, что на характер отражения обратной МСВ существенно влияют частота, параметры пленки и параметры исходной волны. В рамках данной работы невозможно рассмотреть, как изменяется отражение волны в зависимости от всех этих параметров, поэтому мы стремились описать лишь общие закономерности возникающего отражения, уделяя основное внимание отличию этого отражения от того, которое происходит в изотропных средах.

5. Заключение

Проведены экспериментальные и теоретические исследования закономерностей отражения обратных электромагнитных волн (магнитостатических волн) от прямого края ферритовой пленки, который имитировал идеальное зеркало. Выполненные расчеты и результаты измерений показали, что в ферритовой пленке можно осуществить ситуацию, когда падающий и отраженный лучи лежат с одной стороны от нормали к границе, т.е. возникает отрицательное отражение, которое невозможно реализовать в изотропных средах. Если волновой вектор \mathbf{k} и вектор групповой скорости \mathbf{v} падающей волны коллинеарны, то отрицательное отражение наблюдается при любых углах падения, а если эти векторы неколлинеарны, то отрицательное отражение наблюдается в нескольких интервалах значений угла падения. В некотором интервале значений угла падения в результате отражения волны возникали два отраженных луча. Возможность наблюдения отраженного луча, а также эффективность возбуждения и приема волны существенно зависели от распределения магнитного потенциала волны, или, другими словами, оказалось, что обратная волна с неколлинеарными векторами \mathbf{k} и \mathbf{v} обладает свойством невзаимности, состоящем в том, что энергия волны может быть локализованной как вблизи каждой из поверхностей пленки, так и в середине пленки. Обратная волна, имеющая коллинеарный характер, не обладает свойством невзаимности и характеризуется симметричным относительно середины пленки распределением магнитного потенциала (исторически этот случай был исследован первым, и к настоящему времени сложилось мнение, что обратные волны не обладают свойством невзаимности). При исследовании отражения обратной волны наблюдаются три различных типа зеркального отражения (когда угол падения равен углу отражения): первый тип возникает при ориентации границы перпендикулярно оптической оси, отраженная и падающая волны имеют одинаковые величины векторов \mathbf{k} и \mathbf{v} , а энергия обеих волн локализована у одной и той же поверхности пленки; второй тип возникает при ориентации границы параллельно оптической оси, обе волны также имеют одинаковые величины векторов \mathbf{k} и \mathbf{v} , но энергии отраженной и падающей волн локализованы у противоположных поверхностей пленки; в третьем случае обе волны имеют разные величины векторов \mathbf{k} и \mathbf{v} и различное распределение магнитного потенциала по толщине пленки. Кроме того, обнаружено, что, когда луч неколлинеарной волны падает нормально на границу, отраженный луч всегда отклоняется от нормали к границе, а при косом падении луча отраженный луч может быть ориентирован нормально к границе. Если же луч коллинеарной волны падает нормально на границу, то отраженный луч всегда направлен нормально к границе. Представлен краткий обзор свойств обратной электромагнитной волны, причем некоторые описаны впервые. Предложено возбуждать волны, локализованные внутри пленки (и потому неэффективно возбуждаемые преобразователем), с помощью отражения от границы пленки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 04-02-16460) и Программы фундаментальных исследований РАН "Исследование электрофизи-

зических 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. Smith D R, Pendry J B, Wiltshire M C K *Science* **305** 788 (2004)
5. Блюх К Ю, Блюх Ю П *УФН* **174** 439 (2004)
6. Пархоменко М П, Силин Р А, Чепурных И П *Радиотехника и электроника* **49** 624 (2004)
7. Силин Р А *Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника* (4) 3 (1959)
8. Силин Р А, Сазонов В П *Замедляющие системы* (М.: Сов. радио, 1966)
9. Силин Р А *Периодические волноводы* (М.: Фазис, 2002)
10. Бриллюэн Л, Пароди М *Распространение волн в периодических структурах* (М.: ИЛ, 1959)
11. Вашковский А В, Локк Э Г *УФН* **174** 657 (2004)
12. Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1970)
13. Damon R W, Eshbach J R J. *Appl. Phys.* **31** S104 (1960)
14. Damon R W, Eshbach J R J. *Phys. Chem. Solids* **19** 308 (1961)
15. Вашковский А В и др. *Радиотехника и электроника* **32** 2450 (1987)
16. Вашковский А В, Стальмахов В С, Шараевский Ю П *Магнито-статические волны в электронике сверхвысоких частот* (Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1993)
17. Локк Э Г *Радиотехника и электроника* **48** 1484 (2003)

Properties of backward electromagnetic waves and the appearance of negative reflection in ferrite films

A.V. Vashkovsky, E.H. Lock

Fryazino Branch of Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, ul. akad. Vvedenskogo 1, 141190 Fryazino, Moscow region, Russian Federation
Tel. (7-496) 785-56-39-13-76. Fax (7-496) 702-95-72*
E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru

Reflection of a backward electromagnetic wave (magnetostatic wave) from a perfect mirror formed by the straight edge of a ferrite film is studied experimentally and theoretically. It is established that reflection is negative (incident and reflected beams lie on the same side of the interface normal) for any angles of incidence if the incident wave is collinear (wave and group-velocity vectors oppose each other). It is found that a noncollinear backward wave is not reciprocal in the sense that its energy can be localized both near the surface and in the middle of the film — the property which has so far been observed only for magnetostatic surface waves and which determines the reception and excitation efficiency of the wave and whether the reflected beam can be observed. A situation is achieved in which two reflected beams are observed following the reflection of the wave. The properties of backward electromagnetic waves propagating in ferrite films are briefly analyzed.

PACS numbers: **42.25**–p, 77.66.Bz, 78.20.Ci

Bibliography — 17 references

Received 30 May 2005, revised 5 November 2005

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (4) 403–414 (2006)

Physics – Uspekhi **49** (4) (2006)