

06.3

Дважды отрицательные среды на основе антиферромагнитных полупроводников для терагерцевого диапазона частот

© С.В. Гришин¹, А.В. Богомолова¹, С.А. Никитов²¹ Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

E-mail: sergrsh@yandex.ru

Поступило в Редакцию 9 июля 2021 г.

В окончательной редакции 16 декабря 2021 г.

Принято к публикации 16 декабря 2021 г.

Приведены результаты теоретического исследования дисперсионных характеристик электромагнитных волн, существующих в поперечно намагниченном антиферромагнитном полупроводнике с потерями. Антиферромагнитный полупроводник представляет собой безграничную бигиротропную среду, эффективные материальные параметры которой являются дважды отрицательными в нескольких областях частот. Установлено, что данные частотные области находятся в терагерцевом диапазоне и в них существуют четыре обратные электромагнитные волны, две из которых являются ТЕ-волнами, а две другие — ТМ-волнами.

Ключевые слова: левые среды, антиферромагнетики, полупроводники, спиновые волны.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.05.52156.18955

Дважды отрицательные среды (или „левые“ среды) являются одной из разновидностей метаматериалов, у которых диэлектрическая (ϵ) и магнитная (μ) проницаемости являются одновременно отрицательными величинами [1]. Это приводит к появлению у среды отрицательного показателя преломления и распространению в ней обратной электромагнитной волны (ЭМВ). На данный момент дважды отрицательные среды созданы как для микроволнового, так и для терагерцевого (THz) диапазона частот с использованием субволновых элементов (металлические тонкие проволоки и кольцевые разомкнутые резонаторы), размещенных, как правило, в немагнитной матрице [2].

В работе [3] было показано, что создать управляемую магнитным полем дважды отрицательную среду для THz-диапазона можно с использованием природного магнитного материала, которым является антиферромагнетик (АФМ). АФМ, как известно, представляет собой μ -отрицательную среду, у которой из-за наличия двух подрешеток и сильного внутреннего магнитного поля магнитная проницаемость является отрицательной величиной в двух частотных областях, находящихся в THz-диапазоне [4]. Совмещение μ -отрицательных свойств АФМ со свойствами ϵ -отрицательной среды, в качестве которой была выбрана периодическая решетка из тонких проводящих проволок, дало возможность реализовать дважды отрицательную среду без использования дополнительных субволновых элементов в виде кольцевых разомкнутых резонаторов.

Другим не менее интересным кандидатом для создания управляемой магнитным полем дважды отрицательной среды является бигиротропная среда [5]. Известно, что в бигиротропной среде связь векторов напряженности электрического и магнитного полей с векторами

электрической и магнитной индукций осуществляется через материальные параметры среды (диэлектрическую и магнитную проницаемости), которые описываются эрмитовыми тензорами второго ранга [6]. Примером бигиротропного материала является магнитный полупроводник, который обладает анизотропными свойствами намагниченного магнетика (μ -отрицательная среда) и магнитоактивной электронной плазмы (ϵ -отрицательная среда). В работе [1] впервые было обращено внимание на возможность создания дважды отрицательной среды из магнитного полупроводника. В [7] с использованием электродинамической модели поперечно намагниченного ферромагнитного полупроводника была показана трансформация дисперсионной характеристики (ДХ) медленной ЭМВ от положительной нормальной к отрицательной аномальной при изменении местоположения плазменной частоты относительно частот ферромагнитного резонанса и антирезонанса. Однако физического объяснения появления обратной ЭМВ здесь дано не было.

Целью настоящей работы является демонстрация возможности создания дважды отрицательной среды на основе АФМ-полупроводника в THz-диапазоне и изучения влияния потерь на дисперсионные характеристики обратных ЭМВ.

Рассмотрим бигиротропный материал, схематическое изображение которого приведено на рис. 1, а. Он представляет собой намагниченный АФМ, в котором существуют свободные носители заряда в виде замагниченной „холодной“ однокомпонентной (электронной) плазмы. Внешнее постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 приложено вдоль оси OZ . Для указанного материала, безграничного в направлении оси OX , распространение ЭМВ происходит вдоль оси OY . Диэлектрические свойства

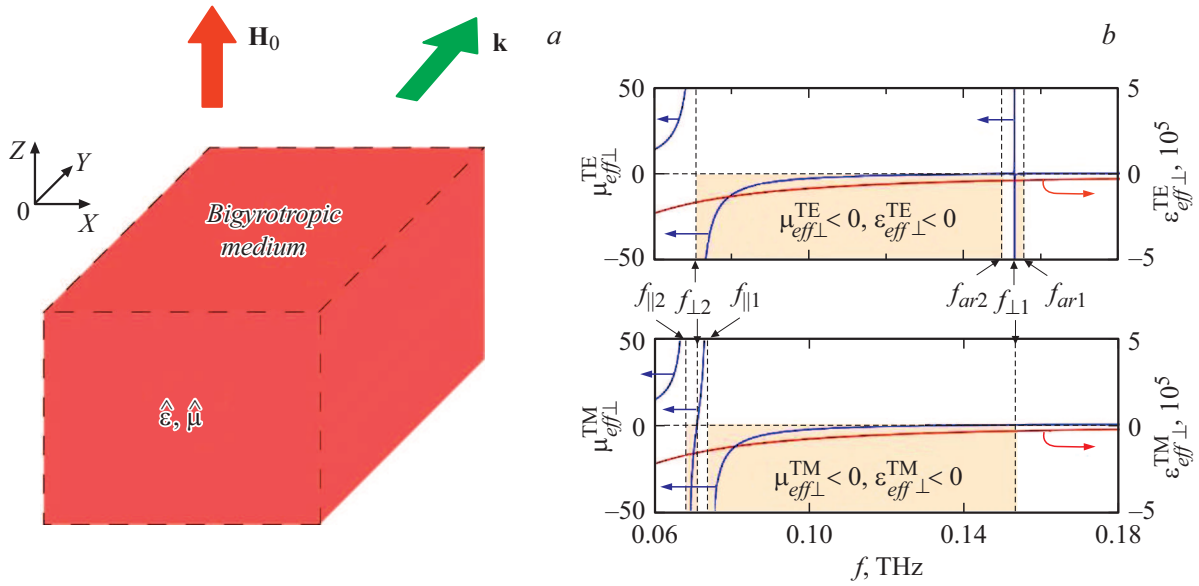


Рис. 1. *a* — схематическое изображение поперечно намагниченной безграничной бигиротропной среды. *b* — частотные зависимости эффективных высокочастотных электрических и магнитных проницаемостей поперечно намагниченной среды, в которой существуют ТЕ-волны (верхний фрагмент) и ТМ-волны (нижний фрагмент). Расчеты эффективных параметров среды выполнены для $H_0 = 79.58$ кА/м, $H_E = 2.86$ МА/м, $H_A = 636.64$ кА/м, $N = 10^{19}$ см $^{-3}$, $M_S = 1.16$ Т, $\epsilon_r = 6.9$.

бигиротропного материала описываются тензором высокочастотной диэлектрической проницаемости, который с учетом потерь, обусловленных столкновением электронов, имеет следующий вид [5–8]:

$$\vec{\epsilon} = \epsilon_f \begin{pmatrix} \epsilon & -jg & 0 \\ jg & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$\epsilon_f = \epsilon_0 \epsilon_r$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, $\epsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2)$ — электрическая постоянная, μ_0 — магнитная постоянная, ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость среды,

$$\epsilon = 1 - \omega_{pe}^2 / \{\omega[(\omega - j\nu_e)^2 - \omega_{ce}^2]\},$$

$$g = \omega_{pe}^2 \omega_{ce} / \{\omega[(\omega - j\nu_e)^2 - \omega_{ce}^2]\},$$

$$\eta = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega(\omega - j\nu_e),$$

$\omega_{pe} = \sqrt{4\pi N e^2 / m_e}$ — плазменная частота электронов, $\omega_{ce} = |eB_0| / (m_e c)$ — циклотронная частота электронов, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, f — линейная частота, ν_e — частота столкновений электронов, N — концентрация электронов в плазме, e/m_e — удельный заряд электрона, B_0 — постоянная магнитная индукция. Магнитные свойства описываются тензором высокочастотной магнитной проницаемости в виде

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & j\mu_a & 0 \\ -j\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где диагональные μ и недиагональные μ_a компоненты тензора для АФМ с „легкой“ осью анизотропии, совпадающей с осью OZ , и потерями одинаковыми для двух

подрешеток запишутся в следующем виде [3,4]:

$$\begin{aligned} \mu &= 1 + 8\pi\gamma_S^2 M_S H_A [(\omega_+ + j\alpha\omega)(\omega_- + j\alpha\omega) - \omega^2] / \{[(\omega_+ + j\alpha\omega)^2 - \omega^2][(\omega_- + j\alpha\omega)^2 - \omega^2]\}, \\ \mu_a &= 8\pi\gamma_S^2 M_S H_A \omega (\omega_- - \omega_+) / \{[(\omega_+ + j\alpha\omega)^2 - \omega^2] \times [(\omega_- + j\alpha\omega)^2 - \omega^2]\}, \end{aligned}$$

где γ_S — усредненный g -фактор, M_S — усредненная статическая намагниченность подрешеток, H_A — поле анизотропии, $\omega_+ = \gamma_S(H_C + H_0)$, $\omega_- = \gamma_S(H_C - H_0)$ — частоты антиферромагнитного резонанса, $H_C = [H_A(2H_E + H_A)]^{1/2}$ — поле „опрокидывания“ подрешеток, H_E — поле однородного обменного взаимодействия между подрешетками, α — параметр потерь, обусловленный процессами релаксации волн в АФМ.

При решении электродинамической задачи в приближении однородных плоских волн для поперечно намагниченной безграничной бигиротропной среды получаем два дисперсионных уравнения (ДУ), одно из которых описывает характеристики ТЕ-волн, а другое — ТМ-волн. Для ТЕ-волн ДУ имеет следующий вид:

$$k = k_0 (\mu_{eff\perp}^{TE} \epsilon_{eff\perp}^{TE})^{1/2}, \quad (3)$$

где k — волновое число ЭМВ в среде, $k_0 = \omega/c$ — волновое число ЭМВ в вакууме, $\mu_{eff\perp}^{TE}$ и $\epsilon_{eff\perp}^{TE}$ — эффективные магнитная и диэлектрическая проницаемости, которые для среды с ТЕ-волнами определяются как

$$\mu_{eff\perp}^{TE} = (\mu^2 - \mu_a^2) / \mu, \quad (4)$$

$$\epsilon_{eff\perp}^{TE} = \epsilon_f \eta. \quad (5)$$

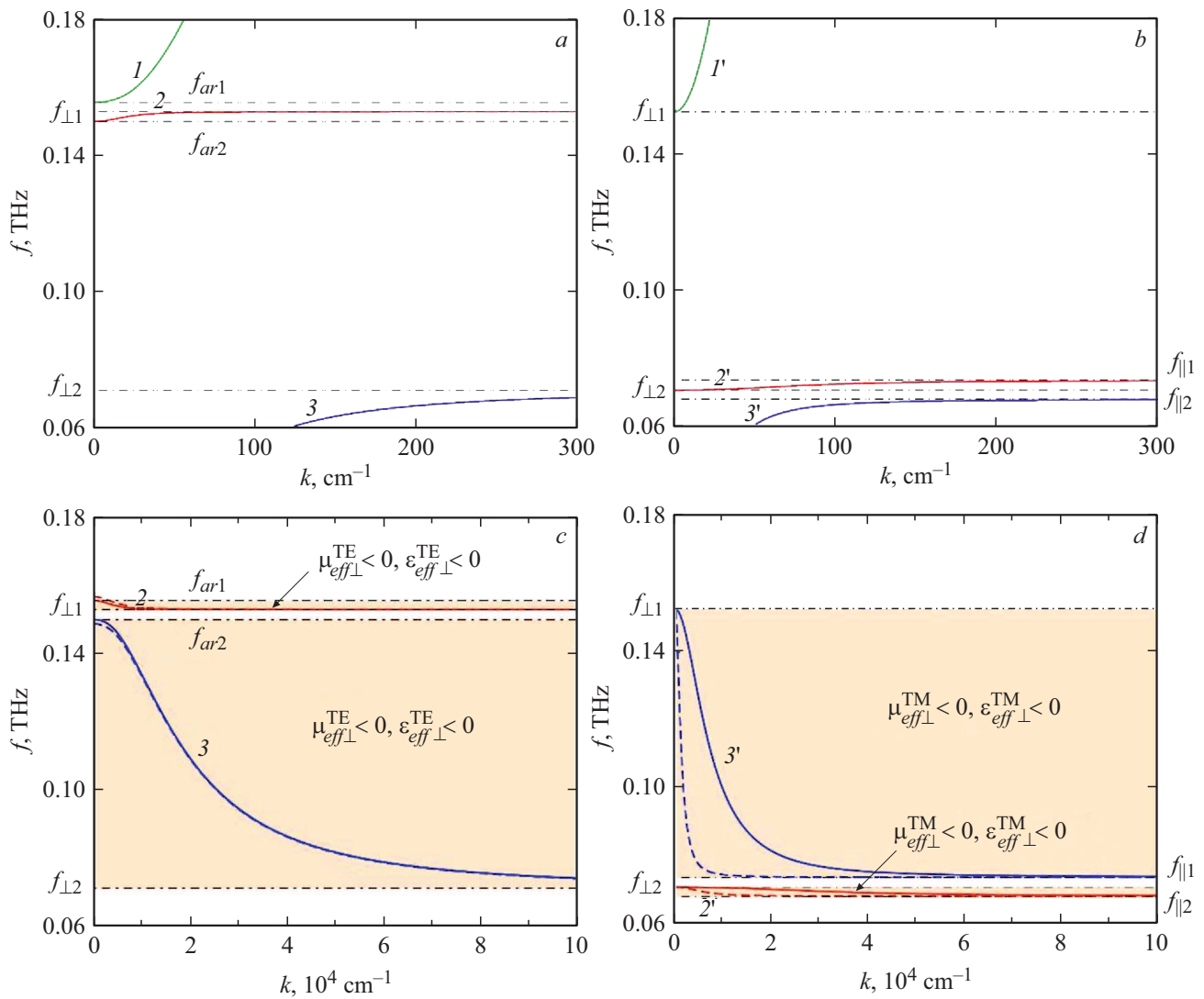


Рис. 2. Дисперсионные характеристики быстрых (сплошные линии I, I') и медленных (сплошные линии $2, 2', 3, 3'$ и штриховые линии) ТЕ-волн (a, c) и ТМ-волн (b, d), существующих в поперечно намагниченном АФМ при $N = 0$ и $\alpha = 0$ (a, b) и АФМ-полупроводнике с $N = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ при $v_e = 0, \alpha = 0$ (сплошные линии) и $v_e = 10^{14} \text{ rad} \cdot \text{Hz}, \alpha = 4 \cdot 10^{-2}$ (штриховые линии) (c, d). На (c) расчеты выполнены для $\alpha = 4 \cdot 10^{-2}$ и $v_e = 0$, а на (d) — для $v_e = 10^{14} \text{ rad} \cdot \text{Hz}$ и $\alpha = 0$. Расчеты выполнены для $H_0 = 79.58 \text{ kA/m}, H_E = 2.86 \text{ MA/m}, H_A = 636.64 \text{ kA/m}, M_S = 1.16 \text{ T}, \epsilon_r = 6.9$.

Для ТМ-волн ДУ имеет следующий вид:

$$k = k_0 (\mu_{eff\perp}^{\text{TM}} \epsilon_{eff\perp}^{\text{TM}})^{1/2}, \quad (6)$$

где $\mu_{eff\perp}^{\text{TM}}$ и $\epsilon_{eff\perp}^{\text{TM}}$ — эффективные магнитная и диэлектрическая проницаемости, которые для среды с ТМ-волнами равны

$$\mu_{eff\perp}^{\text{TM}} = \mu, \quad (7)$$

$$\epsilon_{eff\perp}^{\text{TM}} = \epsilon_f (\epsilon^2 - g^2) / \epsilon. \quad (8)$$

Условия, при которых $\mu_{eff\perp}^{\text{TE}} < 0$ ($\alpha = 0$), запишутся как

$$\omega_{\perp 1} < \omega < \omega_{ar1}, \quad (9a)$$

$$\omega_{\perp 2} < \omega < \omega_{ar2}, \quad (9b)$$

где

$$\omega_{ar1,2} = [\pm(\omega_+ - \omega_-) + D_1^{1/2}] / 2$$

— частоты АФМ-антирезонанса,

$$\omega_{\perp 1,2} = [(\omega_+^2 + \omega_-^2 + 8\pi\gamma_S^2 M_S H_A \pm D_2^{1/2}) / 2]^{1/2}$$

— частоты АФМ-резонанса при поперечном намагничивании,

$$D_1 = (\omega_+ + \omega_-)^2 + 32\pi\gamma_S^2 M_S H_A,$$

$$D_2 = (\omega_+^2 + \omega_-^2 + 8\pi\gamma_S^2 M_S H_A)^2$$

$$- 4\omega_+ \omega_- (\omega_+ \omega_- + 8\pi\gamma_S^2 M_S H_A).$$

Для существования двух обратных ТЕ-волн на частотах, определяемых из условий (9a) и (9b),

необходимо, чтобы на данных частотах выполнялось $\epsilon_{eff\perp}^{TE} < 0$ ($\nu_e = 0$). Такая ситуация возможна, когда

$$\omega_{\perp 1,2} < \omega < \omega_{ar1,2} \leq \omega_{pe}. \quad (10)$$

Условия, при которых $\mu_{eff\perp}^{TM} < 0$ ($\alpha = 0$), запишутся как

$$\omega_{\parallel 1} < \omega < \omega_{\perp 1}, \quad (11a)$$

$$\omega_{\parallel 2} < \omega < \omega_{\perp 2}, \quad (11b)$$

где $\omega_{\parallel 1,2} = \omega_{\pm}$ — частоты АФМ-резонанса при продольном намагничивании.

Для существования двух обратных ТМ-волн на частотах, определяемых из условий (11a) и (11b), необходимо, чтобы на данных частотах выполнялось $\epsilon_{eff\perp}^{TM} < 0$ ($\nu_e = 0$). Такая ситуация возможна, например, когда

$$\omega_{\parallel 1,2} < \omega < \omega_{\perp 1,2} \leq \omega_{\epsilon}, \quad (12)$$

где $\omega_{\epsilon} = [-\omega_{ce} + (\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2)^{1/2}]/2$.

На рис. 1, b построены частотные зависимости эффективных параметров среды и заливкой выделены области частот, в которых могут существовать обратные ТЕ- и ТМ-волны. На рис. 2 приведены ДХ ТЕ- и ТМ-волн, которые рассчитаны на основе выражений (3) и (6) с учетом (4), (5), (7), (8) для АФМ-полупроводника, которому соответствует один из монохалькогенидов европия — теллурид европия (EuTe) [9,10]. Здесь же для сравнения приведены ДХ ТЕ- и ТМ-волн, которые рассчитаны для АФМ, у которого отсутствуют свободные носители заряда ($N = 0$) и потери. Из представленных на рис. 2, a, b результатов расчета следует, что в АФМ существуют медленные ЭМВ только с нормальной дисперсией. Присутствие электронной плазмы в АФМ приводит к тому, что медленные ЭМВ становятся обратными волнами, которые существуют в THz-диапазоне частот, где эффективные параметры среды являются дважды отрицательными (рис. 2, c, d и 1, b). Расчеты показали, что потери, обусловленные процессами спин-волновой релаксации, оказывают влияние в основном на ДХ ТЕ-волн, а потери в плазме влияют только на ДХ ТМ-волн. В первом случае замедление более низкочастотной обратной ТЕ-волны уменьшается, а более высокочастотной обратной ТЕ-волны, наоборот, увеличивается на фиксированной частоте. Что касается обратных ТМ-волн, то замедление у обеих (высокочастотной и низкочастотной) волн уменьшается с увеличением потерь в плазме.

В заключение отметим, что полученные результаты представляют интерес для разработки функциональных устройств THz-спинтроники.

Финансирование работы

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-20121).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.Г. Веселаго, УФН, **92** (3), 517 (1967). DOI: 10.3367/UFNr.0092.196707d.0517 [V.G. Veselago, Sov. Phys. Usp., **10** (3), 509 (1968). DOI: 10.1070/PU1968v010n04ABEH003699].
- [2] *Metamaterials handbook. Phenomena and theory of metamaterials*, ed. by F. Capolino (CRC Press, Taylor & Francis Group, 2009), vol. I.
- [3] С.В. Гришин, М.Д. Амельченко, Ю.П. Шараевский, С.А. Никитов, Письма в ЖТФ, **47** (18), 32 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.18.51470.18873
- [4] А.Ю. Шараевская, D.V. Kalyabin, E.N. Beginin, Y.K. Fetisov, S.A. Nikitov, J. Magn. Magn. Mater., **475**, 778 (2019). DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.11.130
- [5] Э.Г. Локк, А.В. Луговской, С.В. Герус, Радиотехника и электроника, **66** (7), 662 (2021). DOI: 10.31857/S003384942107007X
- [6] А.Г. Гуревич, *Ферриты на сверхвысоких частотах* (Физматлит, М., 1960).
- [7] М. Стил, Б. Вюраль, *Взаимодействие волн в плазме твердого тела*, пер. с англ. (Атомиздат, М., 1973).
- [8] *Электродинамика плазмы*, под ред. А.И. Ахизера, 2-е изд. (Наука, М., 1974).
- [9] А.С. Боровик-Романов, С.О. Демокритов, Н.М. Крейнес, В.И. Кудинов, ЖЭТФ, **88** (4), 1348 (1985). [A.S. Borovik-Romanov, S.O. Demokritov, N.M. Kreines, V.I. Kudinov, Sov. Phys. JETP, **61** (4), 801 (1985).]
- [10] В.В. Павлов, ФТТ, **61** (3), 539 (2019). DOI: 10.21883/FIT.2019.03.47248.263 [V.V. Pavlov, Phys. Solid State, **61** (3), 408 (2019). DOI: 10.1134/S1063783419030247].