

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра электроники, колебаний и волн

**Дважды отрицательные среды на основе бигиротропных материалов для
микроволнового и терагерцового диапазонов частот**

АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ

Студентки 2 курса 2231 группы
направления 03.04.03 «Радиофизика»
института физики
Богомоловой Александры Владимировны

Научный руководитель

Зав. КЭКиВ, к.ф.-м.н., доцент



С.В. Гришин

Заведующий кафедрой электроники, колебаний и волн

к.ф.-м.н., доцент



С.В. Гришин

Саратов 2022 год

Введение. Известно, что метаматериалы представляют собой искусственно созданные среды со свойствами, не встречающимися у обычных природных сред [1–3]. Дважды отрицательные среды являются одной из разновидностей метаматериалов, у которых диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости являются одновременно отрицательными величинами в определенном диапазоне частот. Такие среды были названы «левыми», так как в них вектора напряженностей электрического и магнитного полей вместе с волновым вектором образуют левую тройку векторов, а не правую, как в обычных средах [4]. Это приводит к распространению в такой среде обратной электромагнитной волны (ЭМВ), у которой вектора фазовой и групповой скоростей направлены в противоположные стороны. На сегодняшний день дважды отрицательные среды созданы как для микроволнового, так и для терагерцового диапазона частот, с использованием искусственных субволновых элементов, размещенных, как правило, в немагнитной «матрице» [5]. Известно, что кроме искусственно созданных сред с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей, в природе существуют естественные электрические и магнитные (гиротропные) среды, у которых диэлектрическая и магнитная проницаемости являются отрицательными величинами в определенном диапазоне частот (намагниченные магнетики и магнитоактивная плазма) [6, 7]. Интересным кандидатом для создания управляемых магнитным полем «левых» сред, является бигиротропный материал. 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]. Примерами бигиротропного материала являются ферромагнитный (ФМ) и антиферромагнитный (АФМ) полупроводники, которые обладают анизотропными свойствами намагниченного магнетика и электронной плазмы. Хорошо известно, что в намагниченной электронной плазме смена знака у диэлектрической

проницаемости наблюдается на двух характерных частотах – циклотронной и плазменной частотах электронов, одна из которых (плазменная частота) может находиться в терагерцовой области частот [7]. В намагниченных ферромагнетиках магнитная проницаемость меняет свой знак на частотах ферромагнитного резонанса и антирезонанса, находящихся в микроволновом диапазоне частот [6]. В отличие от ФМ, кристаллическая решетка АФМ состоит из двух магнитных подрешеток, вектора намагниченности которых направлены противоположно друг другу. Кроме того, АФМ обладает очень большим внутренним магнитным полем, которое является гораздо больше, чем внешнее магнитное поле. Все это обуславливает наличие у АФМ четырех характерных резонансных частот, находящихся в терагерцовом диапазоне частот (без прикладывания внешнего постоянного магнитного поля), на которых магнитная проницаемость среды меняет свой знак [8]. Такое поведение материальных параметров бигиротропных сред указывает на возможность создания на их основе «левых» сред, как для микроволнового, так и для терагерцового диапазона частот, не используя для этого субволновые элементы.

Целью настоящей работы является построение электродинамической модели для касательно намагниченных ФМ и АФМ полупроводников и изучение на их основе дисперсионных характеристик объемных ЭМВ, существующих в таких бигиротропных средах.

Актуальность работы обусловлена созданием управляемых магнитным полем дважды отрицательных сред на основе бигиротропных материалов как для микроволнового, так и для терагерцового диапазонов частот.

Работа состоит из введения, двух глав и заключения. Список используемой литературы включает 22 наименования.

Основное содержание работы. Рассмотрим ограниченный вдоль оси OX касательно намагниченный бигиротропный слой, схематическое изображение которого приведено на Рис.1. Он представляет собой намагниченный до насыщения магнетик (ферро- или антиферромагнетик), в котором существуют свободные носители заряда в виде намагниченной «холодной» и бесстолкновительной однокомпонентной (электронной) плазмы. Рассматриваются два вида намагничивания. В первом случае (случай поперечного намагничивания) направление вектора внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 совпадает с осью OZ , а волновой вектор \mathbf{k} ортогонален вектору \mathbf{H}_0 ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}_0$). Во втором случае (случай продольного намагничивания) направление вектора внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 и волнового вектора \mathbf{k} совпадают с осью OZ ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0$).

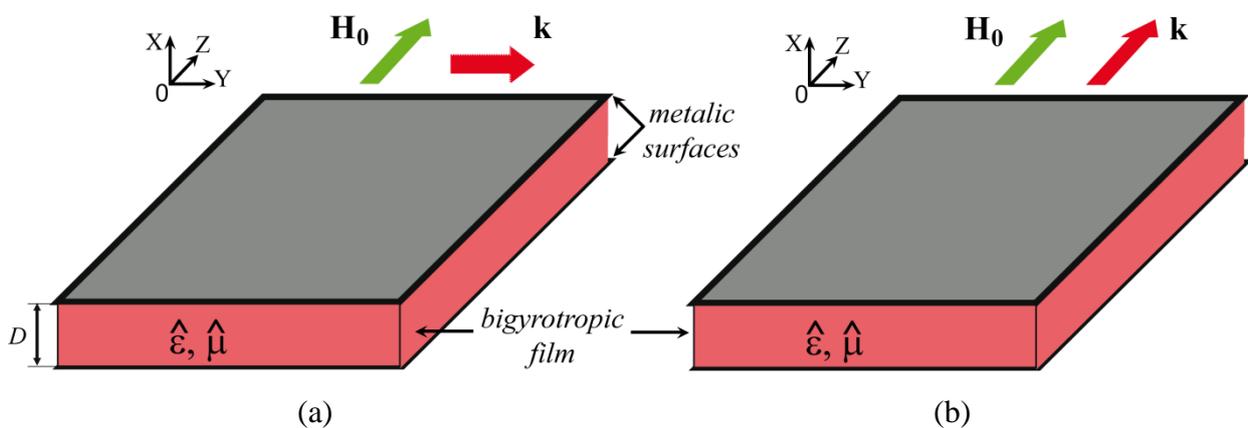


Рис.1 Схематическое изображение металлизированного с обеих сторон бигиротропного слоя при поперечном (а) и продольном (б) намагничивании.

Для ограниченной вдоль оси OX бигиротропной среды рассмотрим наиболее простые граничные условия, когда бигиротропный слой ограничен с двух сторон идеально проводящими металлическими плоскостями. Это позволяет говорить о том, что касательные компоненты электрического и магнитного полей будут равны нулю на поверхности раздела двух сред «бигиротропная среда – металл». В этом случае функция поперечного волнового числа будет определяться из следующего соотношения [9]:

$$k_x = n\pi/d, \quad (1)$$

где d – толщина слоя бигиротропной среды, n – номер объемной моды.

Диэлектрические свойства такого материала описываются тензором высокочастотной диэлектрической проницаемости, который имеет следующий вид [7, 10]:

$$\vec{\varepsilon} = \varepsilon_f \begin{pmatrix} \varepsilon & -jg & 0 \\ jg & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где диагональные и недиагональные компоненты тензора рассчитываются на основе следующих выражений с учетом столкновений электронов в плазме:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 1 - \omega_{pe}^2(\omega - j\nu_e)/\{\omega[(\omega - j\nu_e)^2 - \omega_{ce}^2]\}, \\ \eta &= 1 - \omega_{pe}^2/\omega(\omega - j\nu_e), \\ g &= \omega_{pe}^2\omega_{ce}/\{\omega[(\omega - j\nu_e)^2 - \omega_{ce}^2]\}, \end{aligned} \quad (3)$$

$\varepsilon_f = \varepsilon_0\varepsilon_r$ – абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, $\varepsilon_0 = 1/(\mu_0c^2)$ – электрическая постоянная, μ_0 – магнитная постоянная, ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость среды, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi Ne^2/m_e}$ – плазменная частота электронов, $\omega_{ce} = |eB_0|/(m_e c)$ – циклотронная частота электронов, которая совпадает с гирочастотой ω_H ($\omega_{ce} = \omega_H = \omega_{||}$), $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, f – линейная частота, N – концентрация электронов в плазме, e/m_e – удельный заряд электрона, B_0 – постоянная магнитная индукция и ν_e – частота столкновений электронов в плазме.

Магнитные свойства бигиротропного материала описываются тензором высокочастотной магнитной проницаемости, который имеет следующий вид [6, 9]:

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & j\mu_a & 0 \\ -j\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где диагональные и недиагональные компоненты тензора для ферромагнетика рассчитываются на основе следующих выражений с учетом магнитных потерь:

$$\mu = [(\omega_H + j\omega\alpha)[(\omega_H + j\omega\alpha) + \omega_M] - \omega^2]/[(\omega_H + j\omega\alpha)^2 - \omega^2]$$

$$\mu_a = \omega_M \omega / [(\omega_H + j\omega\alpha)^2 - \omega^2], \quad (5)$$

$\omega_H = \gamma H_0$ – частота ФМ резонанса при продольном намагничивании, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения среды, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр потерь, обусловленный процессами релаксации волн в ФМ.

Для **антиферромагнетика** диагональные и недиагональные компоненты тензора рассчитываются на основе следующих выражений с учетом магнитных потерь [8]:

$$\mu = 1 + 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A \frac{(\omega_+ + j\alpha\omega)(\omega_- + j\alpha\omega) - \omega^2}{[(\omega_+ + j\alpha\omega)^2 - \omega^2][(\omega_- + j\alpha\omega)^2 - \omega^2]},$$

$$\mu_a = 8\pi\gamma_s^2 M_s H_A \frac{\omega(\omega_- - \omega_+)}{[(\omega_+ + j\alpha\omega)^2 - \omega^2][(\omega_- + j\alpha\omega)^2 - \omega^2]}, \quad (6)$$

γ_s – усредненный g-фактор, M_s – усредненная статическая намагниченность подрешеток, H_A – поле анизотропии, $\omega_+ = \gamma_s(H_C + H_0)$, $\omega_- = \gamma_s(H_C - H_0)$ – резонансные частоты, $H_C = \sqrt{H_A(2H_E + H_A)}$ – поле «опрокидывания» подрешеток, H_E – поле однородного обменного взаимодействия между подрешетками, α – параметр потерь, обусловленный процессами релаксации волн в АФМ.

При решении электродинамической задачи система уравнений Максвелла с учетом материальных соотношений для поперечно намагниченной бигиротропной среды распадается на две независимые подсистемы уравнений, каждая из которых содержит по три компоненты электромагнитного поля. Первая подсистема дает ДУ, описывающее электродинамические характеристики ТЕ-волн (магнитные волны), а вторая подсистема дает ДУ, описывающее электродинамические характеристики ТМ-волн (электрические волны). В случае продольного намагничивания такого разделения не происходит. Здесь обе продольные компоненты электромагнитного поля будут равны нулю и в такой среде будут существовать только ТЕМ-волны. Для продольно намагниченной безграничной ($k_x = 0$) бигиротропной среды, получаем два ДУ для ТЕМ-волн (две продольные компоненты поля равны нулю).

В терминах эффективных материальных параметров среды одно из двух ДУ переписывается к следующему виду:

$$k_z = k_0 \sqrt{\varepsilon_{eff||1} \mu_{eff||1}}, \quad (7)$$

где

$$\varepsilon_{eff||1} = \varepsilon_f(\varepsilon - g),$$

$$\mu_{eff||1} = \mu + \mu_a.$$

Условие, при котором $\varepsilon_{eff||1} < 0$ ($\nu_e = 0$), запишется как

$$\omega_{ce} < \omega < \omega_\varepsilon.$$

Условие, при котором $\mu_{eff||1}^{FM} < 0$ ($\alpha=0$), для **ФМ полупроводника** запишется в следующем виде:

$$\omega_{||} < \omega < \omega_{ar},$$

а для **АФМ полупроводника** запишется как:

$$\omega_{||1} < \omega < \omega_{ar1}.$$

Для существования обратной ЭМВ во всей полосе частот, где $\mu_{eff||1} < 0$ необходимо, чтобы в данной полосе частот $\varepsilon_{eff||1} < 0$. Для ФМ полупроводника такая ситуация возможна, когда:

$$\omega_{||} < \omega < \omega_{ar} \leq \omega_\varepsilon.$$

Для АФМ полупроводника такая ситуация возможна, когда:

$$\omega_{ce} < \omega_{||1} < \omega < \omega_{ar1} \leq \omega_\varepsilon.$$

Второе ДУ не дает действительных решений для ФМ полупроводника и в дальнейшем рассматривать его мы не будем. Второе ДУ для АФМ полупроводника можно представить в следующем виде:

$$k_z = k_0 \sqrt{\varepsilon_{eff||2} \mu_{eff||2}}, \quad (8)$$

где

$$\varepsilon_{eff||2} = \varepsilon_f(\varepsilon + g),$$

$$\mu_{eff||2} = \mu - \mu_a.$$

Условие, при котором $\varepsilon_{eff||2} < 0$ ($\nu_e = 0$), запишется как

$$\omega < \omega_\varepsilon,$$

а условие, при котором $\mu_{eff||2} < 0$ ($\alpha=0$), запишется в следующем виде:

$$\omega_{||2} < \omega < \omega_{ar2}.$$

Для существования обратной волны во всём диапазоне частот, где $\mu_{eff||2} < 0$ необходимо, чтобы на данных частотах $\varepsilon_{eff||2} < 0$. Такая ситуация возможна, когда:

$$\omega_{ce} < \omega_{||2} < \omega < \omega_{ar2} \leq \omega_{\varepsilon}.$$

На Рис.2 приведены частотные зависимости эффективных значений магнитной $\mu_{eff||1,2}$ и диэлектрической $\varepsilon_{eff||1,2}$ проницаемостей продольно намагниченного ФМ и АФМ полупроводников. Из анализа результатов, представленных на Рис.2а следует, что эффективная магнитная проницаемость для ФМ полупроводника меньше нуля в интервале частот $f_{||} < f < f_{ar}$, находящемся в микроволновом диапазоне. Из анализа результатов, представленных на Рис.2б и 2с следует, что эффективная магнитная проницаемость для АФМ полупроводника меньше нуля в двух интервалах частот $f_{||1,2} < f < f_{ar1,2}$, находящихся в терагерцовом диапазоне. Эффективная диэлектрическая проницаемость, одинаковая для ФМ и АФМ полупроводников, является отрицательной величиной в интервале частот $f_H < f < f_{\varepsilon}$. Частота f_{ε} заведомо больше частот ферромагнитного f_{ar} и антиферромагнитного f_{ar1} антирезонанса. Таким образом, в продольно намагниченной бигиротропной среде с параметрами ФМ полупроводника существует одна частотная область $f_{||} < f < f_{ar}$ в которой данная бигиротропная среда является дважды отрицательной. Можно предположить, что в данной области частот будет существовать одна медленная обратная ЭМВ с отрицательной аномальной дисперсией. Для продольно намагниченной бигиротропной среды с параметрами АФМ полупроводника будут существовать две частотные области $f_{||1,2} < f < f_{1,2}$, в которых могут существовать две обратные ЭМВ с отрицательной аномальной дисперсией. На Рис. 2 цветной заливкой показаны области частот, в которых $\varepsilon_{eff||1,2} < 0$ и $\mu_{eff||1,2} < 0$.

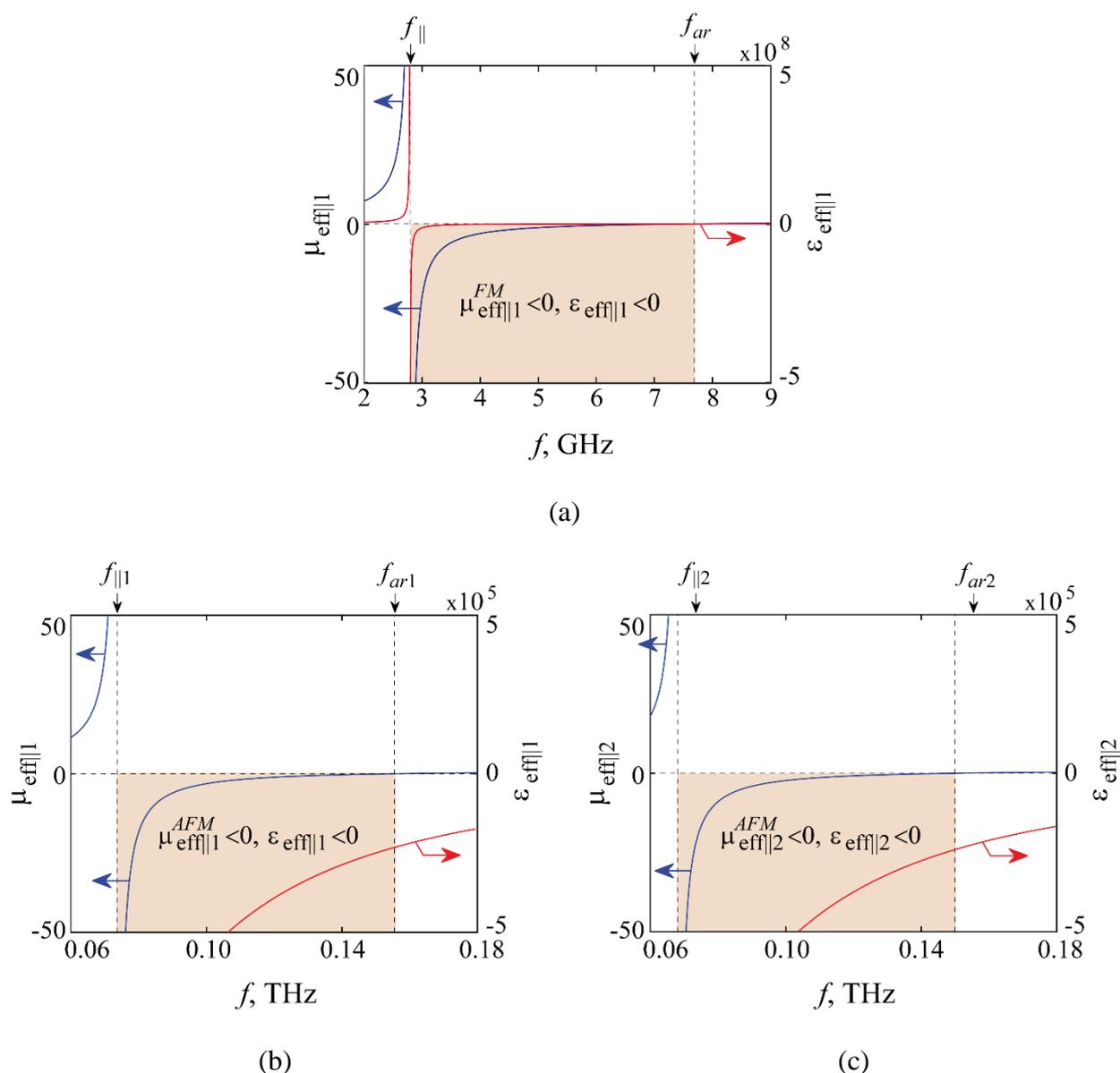


Рис.2 Частотные зависимости эффективной магнитной проницаемости $\mu_{eff||1,2}$ (синие линии) и эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{eff||1,2}$ (красные линии) для первой (a,b) и второй (c) скобки дисперсионного уравнения продольно намагниченной бигиротропной среды с параметрами ФМ (a) и АФМ (b,c) полупроводников. На (a) пунктирные линии соответствуют частотам $f_{||}$ и f_{ar} которые демонстрируют диапазон частот смены знака у $\mu_{eff||1}^{FM}$. Расчеты для (a) выполнены при $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 10^3 \text{ Э}$ и $4\pi M_0 = 1750 \text{ Гс}$ и $\epsilon_r = 16$. На (b) пунктирные линии соответствуют частотам $f_{||1,2}$ и $f_{ar1,2}$ которые демонстрируют диапазон частот смены знака у $\mu_{eff||1,2}^{AFM}$. Расчеты для (b) выполнены при $H_0 = 10^3 \text{ Э}$, $H_E = 36000 \text{ Э}$, $H_A = 8000 \text{ Э}$, $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $M_S = 11600 \text{ Гс}$ и $\epsilon_r = 6.9$.

В магистерской диссертации были проведены аналогичные исследования для случая поперечного намагничивания. Было показано, что для поперечно намагниченной безграничной ($k_x = 0$) бигиротропной среды, количество частотных областей с отрицательными эффективными параметрами увеличивается в два раза, по сравнению с продольным случаем.

На Рис.3 приведены результаты расчета ДХ медленных обратных ТЕМ-ЭМВ, полученные с учетом электрических потерь, обусловленных столкновением электронов в плазме (см. пунктирные линии на Рис.3). Для ФМ полупроводника медленная обратная объемная ТЕМ-ЭМВ находится в диапазоне частот $f_H < f < f_{ar}$, в котором продольно намагниченная бигиротропная среда является дважды отрицательной средой. В АФМ полупроводнике существуют два диапазона частот $f_{||1,2} < f < f_{ar1,2}$, в которых существуют две медленные обратные объемные ТЕМ-ЭМВ, характерные частоты которых приходятся на терагерцовый диапазон. Из результатов, представленных на Рис.3а следует, что медленная ТЕМ-ЭМВ сохраняет аномальную дисперсию во всей своей полосе частот вплоть до значения частоты столкновений электронов $\nu_e = 3 \cdot 10^{10}$. При превышении этого значения на ДХ ТЕМ-ЭМВ появляется участок с положительной нормальной дисперсией в области больших значений волнового числа. Смена дисперсии с отрицательной аномальной на положительную нормальную сопровождается появлением на ДХ точки перегиба, на которой групповая скорость медленной ТЕМ-ЭМВ становится равной нулю. Интервал волновых чисел, соответствующих участку с аномальной дисперсией, уменьшается с увеличением частоты столкновений электронов и смещается в область меньших значений волнового числа. Из представленных на Рис.14b результатов видно, что учет импульсной релаксации волн в АФМ полупроводнике не будет приводить к изменению дисперсии обратных ТЕМ-ЭМВ.

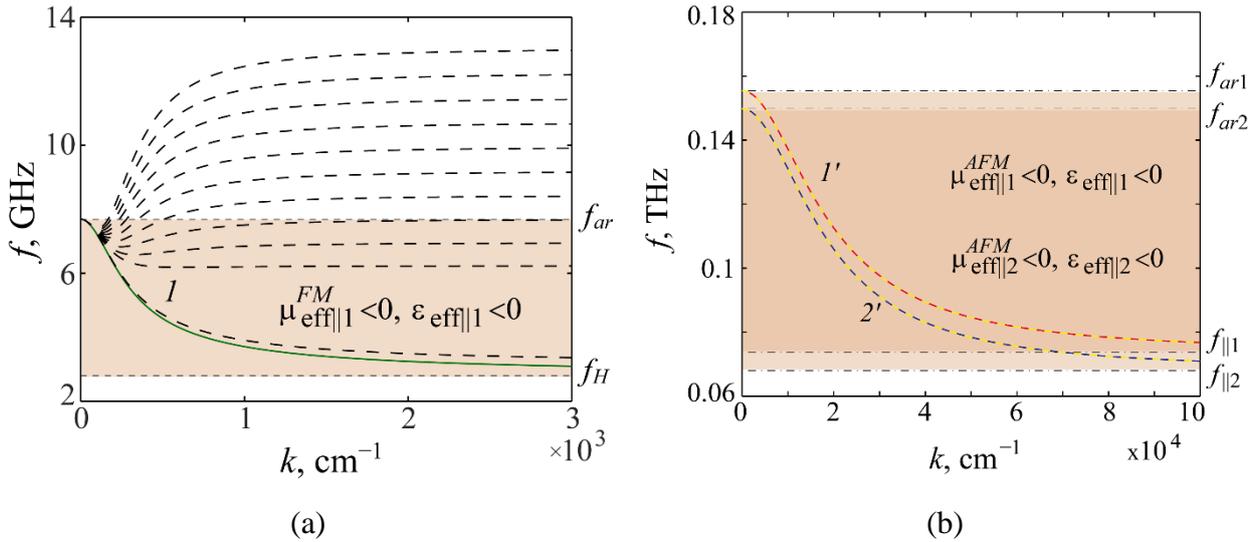


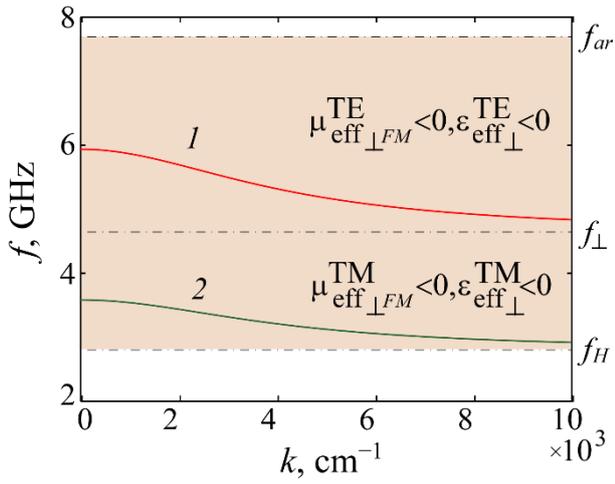
Рис. 3 (а) Дисперсионные характеристики низкочастотной медленной обратной ЭМВ (кривая I) рассчитанные для случая **продольного намагничивания** бигиротропной среды с параметрами ФМ полупроводника при $\nu_e = 0$ (сплошная линия) и нескольких значений ν_e в диапазоне от $\nu_e = 3 \cdot 10^{10}$ до $\nu_e = 8 \cdot 10^{10}$ с шагом $0,5 \cdot 10^{10}$ (пунктирные линии снизу вверх). Расчеты для (а) выполнены при $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 10^3$ Э и $4\pi M_0 = 1750$ Гс и $\varepsilon_r = 16$.

(б) Дисперсионные характеристики двух низкочастотных медленных обратных ЭМВ (кривые I' и $2'$) рассчитанные для случая **продольного намагничивания** бигиротропной среды с параметрами АФМ полупроводника при $\nu_e = 0$ (сплошные линии) и $\nu_e = 10^{14}$ (пунктирные линии). Расчеты для (б) выполнены при $H_0 = 10^3$ Э, $H_E = 36000$ Э, $H_A = 8000$ Э, $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $M_s = 11600$ Гс и $\varepsilon_r = 6.9$.

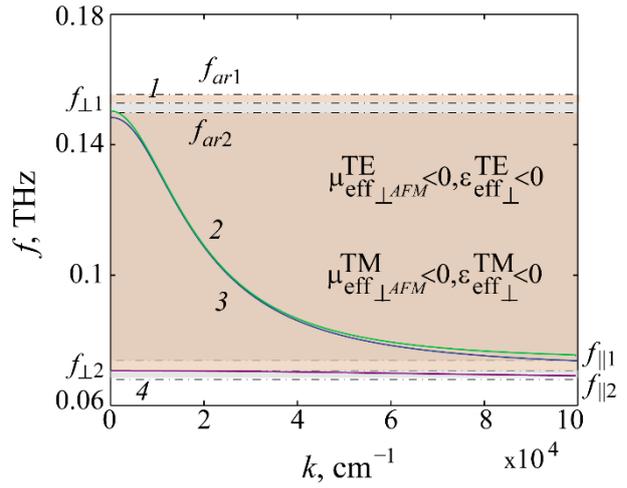
В магистерской диссертации было проанализировано влияние электрических и магнитных потерь на ДХ обратных ЭМВ для ФМ и АФМ полупроводников. Установлено, что в продольно намагниченном ФМ полупроводнике обратная ЭМВ меняет свою дисперсию с отрицательной аномальной на положительную нормальную (превращается в прямую волну) в определенном интервале волновых чисел и при определенных значениях частоты столкновений электронов. Для антиферромагнитного полупроводника обратные волны будут иметь только аномальную дисперсию при двух видах намагничивания.

Рассмотрим спектр обратных объемных ЭМВ существующих в касательно намагниченном металлизированном с обеих сторон слое ФМ и АФМ полупроводников (см. Рис.4). При проведении численных расчетов значения намагниченности и концентрации электронов в плазме соответствуют ФМ полупроводнику – монооксиду европия (EuO) [11] и АФМ полупроводнику – теллуриду европия (EuTe) [12, 13]. Из представленных на Рис.4 результатов расчета видно, что количество медленных обратных объемных ЭМВ совпадает с количеством частотных областей, в которых эффективные материальные параметры являются дважды отрицательными. В продольно намагниченном металлизированном с обеих сторон ФМ полупроводнике существует одна (см.Рис.4а-ii), а в АФМ полупроводнике - две обратные объемные ЭМВ (см.Рис.4b-ii). В поперечно намагниченном металлизированном с обеих сторон АФМ полупроводнике существуют четыре обратные объемные ЭМВ (см.Рис.4b-i), а в ФМ полупроводнике их в два раза меньше (см.Рис.4a-i).

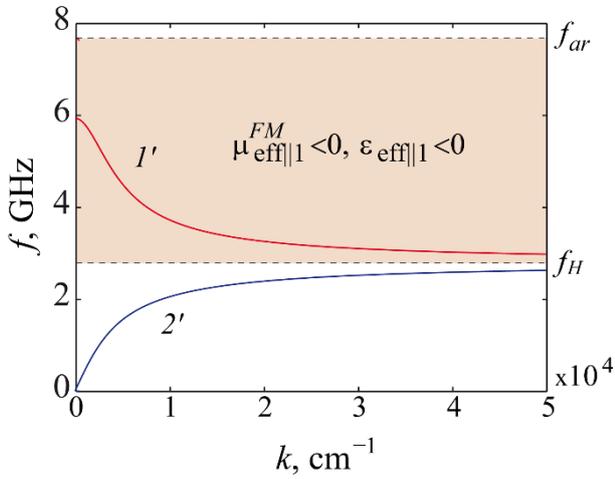
В магистерской диссертации было исследовано влияние нескольких параметров ФМ и АФМ полупроводников (концентрации электронов в плазме, толщины слоя и напряженности внешнего постоянного магнитного поля) на ДХ медленных обратных объемных ЭМВ. Установлено, что изменение этих параметров приводит к смещению частот отсечек и к изменениям полосы частот существования обратных волн. С увеличением концентрации электронов в плазме и толщины ограниченного слоя полосы частот существования обратных объемных ЭМВ расширяются. Для ФМ полупроводника с увеличением напряженности внешнего постоянного магнитного поля происходит сужение полосы частот существования обратных ЭМВ и их смещение в более высокочастотный диапазон.



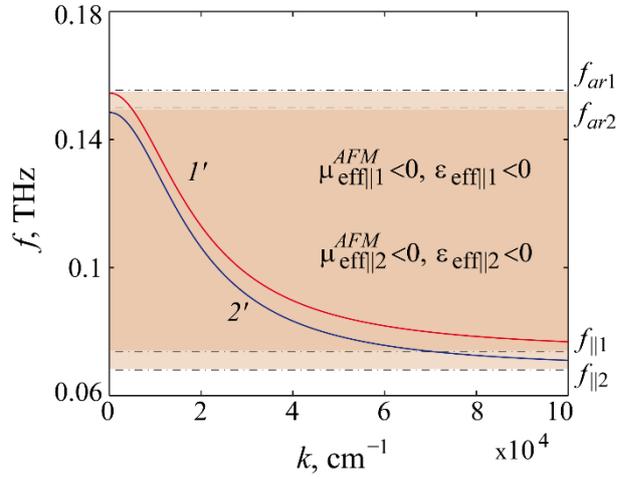
(a-i)



(b-i)



(a-ii)



(b-ii)

Рис.4 Дисперсионные характеристики медленных обратных ЭМВ, рассчитанные для (a-i, a-ii) ФМ и (b-i, b-ii) АФМ полупроводников при двух видах намагничивания: (a-i, b-i) поперечного и (a-ii, b-ii) продольного. Расчеты выполнены для (a-i, a-ii) монооксида европия: $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 10^3 \text{ Э}$, $4\pi M_0 = 1750 \text{ Гс}$, $\epsilon_r = 16$ и $d = 10 \text{ мкм}$ и (b-i, b-ii) теллурида европия: $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 10^3 \text{ Э}$, $H_E = 36000 \text{ Э}$, $H_A = 8000 \text{ Э}$, $M_S = 11600 \text{ Гс}$, $\epsilon_r = 6.9$ и $d = 10 \text{ мкм}$.

Заключение. В ходе выполнения магистерской работы были получены следующие основные результаты:

1. На основе решения полной системы уравнений Максвелла, дополненных материальными соотношениями, характерными для намагниченных магнетика и однокомпонентной плазмы, а также граничными условиями в виде идеально проводящих металлических экранов, получены дисперсионные уравнения для металлизированного с обеих сторон слоя касательно намагниченной бигиротропной среды.
2. Впервые продемонстрирована возможность создания на основе тонкого слоя бигиротропного материала дважды отрицательной среды, в которой при разных видах намагничивания могут распространяться либо одна, либо две, либо даже четыре медленных ЭМВ с отрицательной аномальной дисперсией. Показано, что данные волны могут существовать как в микроволновом (в случае ФМ полупроводника), так и в терагерцовом (в случае АФМ полупроводника) диапазонах частот, а их полосовыми свойствами можно управлять за счет изменения концентрации электронов в плазме, величины и направления внешнего постоянного магнитного поля и толщины бигиротропного слоя.

Результаты, полученные в магистерской работе, были доложены на шести научных конференциях:

1. Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова. Россия, Москва (2020).
2. Нелинейные Дни в Саратове для молодых. Россия, Саратов. (2020)
3. Всероссийская конференция молодых ученых «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика». Россия, Саратов (2020).
4. Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (Фундаментальные физические исследования)». Россия, Москва (2020).
5. Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие СВЧ, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и

наноструктурами, метаматериалами и биообъектами 2021». Россия, Саратов (2021).

- б. Студенческая научная конференция Института Физики СГУ. Россия, Саратов. (2021, 2022).

На конференции «Нелинейные дни в Саратове для молодых – 2020» доклад был отмечен дипломом 3-й степени. На студенческой научной конференции Института Физики СГУ – 2022 доклад был отмечен дипломом 2-ой степени и грамотой за успешное представление научного доклада на пленарном заседании. В 2020 году была награждена грамотой СГУ им. Н.Г. Чернышевского за большой вклад в развитие студенческой науки.

По результатам работы была опубликована одна статья в научном журнале третьего квартала (Q3) и 4 тезиса докладов в сборниках всероссийских и международных научных конференций (см. Приложение). Кроме того, Богомолова А.В. активно принимала участие в качестве исполнителя в выполнении гранта РНФ (проект № 19-79-20121).

Список литературы

1. Гуляев Ю.В., Лагарьков А.Н., Никитов С.А. Метаматериалы: фундаментальные исследования и перспективы применения // Вестник Российской Академии Наук. - 2008. - Т. 78. - № 5. - С. 438–449.
2. Metamaterials Handbook. Phenomena and Theory of Metamaterials. Vol. I. / Ed. by F. Capolino. CRC Press, Taylor & Francis Group. 2009. - 926 p.
3. Вендик И.Б., Вендик О.Г. Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот (Обзор) // ЖТФ. - 2013. - Т. 83, - № 1. - С. 3-28.
4. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // УФН. - 1967. - Т. 92. Вып. 3. - С. 517–526.
5. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., and Schultz S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity // Phys. Rev. Lett. - 2000. - V. 84, - No 18. - P. 4184–4187.
6. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физматлит, 1960. - 407 с.
7. Ахиезер. А.И. Электродинамика плазмы // 2-е изд.- М.: Наука, - 1974. - 720 с.
8. Sharaevskaya A.Yu. et al. Surface spin waves in coupled easy-axis antiferromagnetics films // JMMM. - 2019. - Vol. 475. - P. 778-781.
9. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд. СГУ. - 1993. - 310 с.
10. Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела // Пер. с англ. М.: Атомиздат. - 1973. - 249 с.
11. Борухович А.С., Трошин А.В. Полупроводник и ферромагнетик монооксид европия в спинтронике. СПб: Лань. - 2017. - 288 с.
12. Боровик-Романов А.С., Демокритов С.О., Крейнс Н.М., Кудинов В.И. Изучение антиферромагнитного резонанса в EuTe методом неупругого рассеяния света // ЖЭТФ. - 1985. - Т. 88, - вып. 4. - С. 1348-1358.

Список научных работ Богомоловой А.В.

1. Гришин С.В., Богомолова А.В., Никитов С.А. Дважды отрицательные среды на основе антиферромагнитных полупроводников для терагерцевого диапазона частот // Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48, вып. 5. С. 39-42. (Q3, Scopus, Web of Science).
2. Богомолова А.В., Гришин С.В., Шараевский Ю.П. Медленные электромагнитные волны в левой среде на основе магнитоактивного плазменного метаматериала // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46, вып. 24. С. 33-36. (Q2, Scopus, Web of Science).
3. Гришин С.В., Амельченко М.Д., Богомолова А.В., Шараевский Ю.П. «Левые» среды на основе ферро- и антиферромагнитных полупроводников // Сборник трудов XVIII Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова. Секция «Спинтроника и магноника». Москва. 22-28 августа, 2020. С. 6-9. (РИНЦ)
4. Гришин С.В., Амельченко М.Д., Богомолова А.В., Шараевский Ю.П. Электромагнитные волны в ферромагнитных и полупроводниковых метаматериалах // Сборник трудов XV Всероссийской конференции молодых ученых «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика». Саратов, 8-10 сентября 2020. С. 73-74. (РИНЦ)
5. Гришин С.В., Богомолова А.В., Шараевский Ю.П. «Левые» среды на основе ферромагнитных полупроводников // Материалы XXVIII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (Фундаментальные физические исследования)». Москва. 27 ноября, 2020. С. 131-140. (РИНЦ)
6. Богомолова А.В., Гришин С.В. «Левые» среды на основе ферромагнитных полупроводников // Сборник статей восьмой Всероссийской научной школы-семинара «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцевого и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами». Саратов. 25-26 мая, 2021. С. 226-231.

7. Богомолова А.В. Дважды отрицательные среды на основе касательно замагниченных тонкопленочных антиферромагнитных полупроводников для терагерцового диапазона частот. // Научные исследования студентов Саратовского государственного университета: материалы итоговой студенческой научной конференции. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2022 (принят к печати).