

*На правах рукописи*



**Тарасенко Артём Сергеевич**

**ПОВЕРХНОСТНАЯ СПИН-ВОЛНОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА  
АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СРЕД С ЦЕНТРОМ АНТИСИММЕТРИИ**

01.04.11 - физика магнитных явлений

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Донецк-2019

Работа выполнена в отделе фазовых превращений государственного учреждения «Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина»

**Научный руководитель:**

доктор физико-математических наук,  
профессор

**Шавров Владимир Григорьевич**

**Официальные оппоненты:**

**Грановский Александр Борисович,**  
доктор физико-математических наук,  
профессор, ФГБОУ ВО «Московский  
государственный университет  
им. М.В. Ломоносова», физический  
факультет, профессор кафедры магне-  
тизма

**Попов Александр Иванович,**  
доктор физико-математических наук,  
профессор, ФГАОУ ВО «Националь-  
ный исследовательский университет  
«Московский институт электронной  
техники», профессор кафедры общей  
физики

**Ведущая организация:**

Федеральное государственное  
бюджетное учреждение науки  
«Институт общей физики  
им. А.М. Прохорова» РАН

Защита состоится «29» ноября 2019 г. в 14:00 на заседании диссертационного совета Д 212.263.09 при ФГБОУ ВО «Тверской государственной университете» по адресу: 170002, г. Тверь, Садовый переулок, 35, ауд. 226.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Тверского государственного университета по адресу: 170100, г. Тверь, ул. Трехсвятская, д. 16/31 и в сети Интернет на сайте Тверского государственного университета <http://dissertations.tversu.ru/>

Автореферат разослан \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 212.263.09

Е.В. Барабанова

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Принципиальная возможность реализации в антиферромагнетиках (АФМ) уже в отсутствие внешних магнитного и электрического полей линейного магнитоэлектрического (МЭ) эффекта [1] (например, в АФМ с центром антисимметрии (ЦАС)) в сочетании с низкими полями размагничивания и частотами собственных спиновых колебаний, лежащими в терагерцовом и ближнем инфракрасном диапазоне, привели к тому, что в настоящий момент спинтроники как диэлектрических, так и проводящих АФМ сред и структур на их основе, является одним из наиболее активно развивающихся направлений современной физики магнитных явлений [2,3].

Не менее важным оказывается изучение спин-волновой электродинамики АФМ сред и для физики электромагнитных (ЭМ) метаматериалов. Как известно, метаматериал представляет собой композитную среду, сформированную пространственно упорядоченным массивом локально резонирующих структурных элементов, причем волновые свойства такой среды в длинноволновом пределе могут качественно отличаться от волновых свойств отдельных структурных элементов, образующих данный метаматериал [4].

Необходимость достижения резонансного усиления различных сочетаний электродинамических характеристик композитной среды лежит в основе того, что класс объектов, относящихся к ЭМ метаматериалам, постоянно расширяется. Традиционно исследуемые ЭМ метаматериалы – это, как правило, металл-диэлектрические структуры, но, как известно, уже в однофазной АФМ среде в зависимости от величины внешних параметров принципиально возможно формирование разнообразных как пространственно однородных, так и пространственно неоднородных спиновых структур, даже без учета конечных размеров реального магнитного образца. При этом пространственная ориентация спинов в таких структурах может отличаться высокой чувствительностью не только к воздействию постоянных внешних магнитного ( $H_0$ ) и электрического ( $E_0$ ) полей, но и к изменению величины таких внешних параметров как температура и упругие напряжения [5,6]. Кроме того, плоская граница раздела с нормалью  $q$  сама по себе является источником невзаимности для направлений, параллельных  $q$  [7], тогда как уже в неограниченной среде включение  $H_0$  приводит к нарушению симметрии вращения относительно направления задаваемого  $H_0$ , а включение  $E_0$  нарушает симметрию направлений вдоль направления  $E_0$ . Как следствие, спиновая динамика подобных АФМ сред может отличаться большим количеством как магнито- так и электродипольных резонансов в переменном внешнем электромагнитном и (или) упругом поле, число которых резко возрастает с учетом конечных размеров реальных магнитных структур. Данное обстоятельство представляет значительный интерес и, в частности, с точки зрения перспектив использования АФМ гетероструктур как основы для создания нового класса ЭМ метаматериалов и ЭМ метаповерхностей с управляемыми резонансными волновыми характеристиками [8]. Таким образом, учитывая все вышесказанное, можно утверждать, что последовательный анализ эффектов одно-

временного нарушения и пространственной, и временной инверсии в спин-волновой электродинамике ограниченных обменно коллинеарных АФМ сред представляет весьма существенный не только чисто академический, но и несомненный прикладной интерес. Однако до сих пор интенсивные исследования в этом направлении практически не проводились.

**Цель работы** – теоретическое исследование новых эффектов резонансного взаимодействия электромагнитной волны с ограниченным обменно коллинеарным АФМ, обладающим антисимметричным магнитоэлектрическим эффектом.

Для достижения цели сформулированы и решены следующие **задачи**:

1. Выяснить дополнительные частотно-зависимые эффекты рефракции, возникающие при прохождении плоской объемной электромагнитной волны ТМ- (ТЕ-) типа через границу раздела немагнитного диэлектрика и магнито некомпенсированного АФМ с ЦАС.

2. Теоретически проанализировать условия, при выполнении которых становится возможным максимальное усиление эванесцентных электромагнитных волн ТМ- (ТЕ-) типа вблизи поверхности полугораниченной прозрачной магнито- или электрически поляризованной АФМ среды, и выяснить возникающие в этом случае особенности отражения.

3. На основе феноменологического подхода изучить основные механизмы, приводящие к усилению пространственного эффекта Гуса–Хенхен в случае квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей в условиях полного внутреннего отражения (ПВО) на уединенную границу раздела оптически прозрачных немагнитной и АФМ диэлектрических сред.

4. Определить дополнительные интерференционные эффекты, возникающие при распространении быстрых и медленных объемных электромагнитных волн ТМ- (ТЕ-) типа вдоль слоя магнитоэлектрического АФМ.

**Объект исследования** – спин-волновая электродинамика ограниченных магнитных сред и структур в условиях одновременного нарушения пространственной и временной инверсии.

**Предмет исследования** – новые рефракционные эффекты, возникающие при падении плоской ЭМ волны на поверхность магнито скомпенсированного или магнито некомпенсированного прозрачного АФМ, обладающего антисимметричным МЭ взаимодействием.

**Методы исследования** - аналитические и численные методы современной волновой динамики слоистых структур в сочетании с моделями и расчетными схемами феноменологической теории магнетизма обменно коллинеарных АФМ сред.

**Научная новизна полученных результатов.**

1. Найдено, что при падении извне на поверхность магнито некомпенсированного обменно коллинеарного легкоосного АФМ плоской объемной волны как ТМ-, так и ТЕ-типа, гибридизация псевдокирального, гиротропного и антисимметричного МЭ взаимодействий может приводить к эффекту левой среды, даже если на заданной частоте волны не все компоненты тензоров магнитной и

диэлектрической проницаемостей рассматриваемой АФМ среды одновременно отрицательны.

2. При отражении падающей извне на поверхность оптически прозрачной полуограниченной электрически (или магнитно) поляризованной АФМ среды плоской объемной волны как ТМ-, так и ТЕ-типа, максимальное усиление интенсивности возбуждаемой в магнетике эванесцентной ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа для области ПВО достигается в случае, когда мгновенный поток энергии, переносимый такой волной через границу раздела “АФМ среда - оптически прозрачный диэлектрик“, строго равен нулю в любой момент времени. В дальнейшем, следуя аналогии с известными в кристаллоакустике и кристаллооптике особыми объемными волнами, такую распространяющуюся поверхностную ЭМ волну в АФМ среде будем называть особой поверхностной волной (ОПВ) ТМ- или ТЕ-типа соответственно.

3. Отражение плоской объемной волны ТМ-типа от поверхности оптически прозрачного АФМ диэлектрика может быть аналогичным отражению от поверхности идеального электрического проводника, а отражение плоской объемной волны ТЕ-типа – отражению от идеального магнитного проводника. Для этого необходимо, чтобы: 1) у падающей плоской объемной ЭМ волны с поляризацией  $\alpha = p$  или  $\alpha = s$  значения частоты и угла падения, одновременно удовлетворяли спектру ОПВ соответствующей поляризации; 2) формирование такой ОПВ в АФМ среде было допустимо для рассматриваемой магнитооптической конфигурации.

4. При падении из оптически изотропного диэлектрика на поверхность полуограниченной оптически прозрачной АФМ среды квазиплоской объемной ЭМ волны с поляризацией  $\alpha = p$  или  $\alpha = s$  и значениями  $\omega$  и  $h$ , одновременно отвечающими спектру ОПВ ТМ- или ТЕ-типа соответственно, становится возможным новый, управляемый внешними магнитным и (или) электрическим полями, механизм резонансного усиления пространственного эффекта Гуса-Хенхен.

5. В слое скомпенсированного АФМ с ЦАС возможно формирование МЭ магнонов – нового класса распространяющихся гибридных дипольных спиновых волн, формирование которых возможно только при определенной структуре антисимметричного МЭ взаимодействия.

**Обоснование и достоверность полученных результатов, выводов и рекомендаций.** Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием при анализе адекватных и хорошо апробированных аналитических и численных методов современной феноменологической теории физики магнитных явлений и волновой теории анизотропных слоистых структур, совпадением в предельных случаях полученных в диссертации результатов с результатами, полученными другими авторами, наличием прозрачных физических аналогий для большинства ЭМ волновых эффектов, впервые найденных в данной диссертации.

**Теоретическая значимость.** Результаты диссертационной работы в бездиссипативном пределе определяют оптимальные условия, при выполнении которых, с помощью постоянного внешнего электрического и (или) магнитного

поля, можно целенаправленно и эффективно управлять характером прохождения как плоских, так и квазиплоских ЭМ волн ТМ- или ТЕ-типа, через границу раздела изотропного немагнитного диэлектрика и обменно-коллинеарного как магнито скомпенсированного, так и магнито некомпенсированного АФМ, с учетом четности его спиновой структуры. С этой целью было введено понятие особой поверхностной ЭМ волны, т.е. эванесцентной волны, распространяющейся вдоль уединенной границы раздела оптически прозрачных сред, причем связанный с этой волной мгновенный поток энергии через границу раздела сред строго равен нулю в любой момент времени.

**Практическая значимость.** Учитывая тесную аналогию между спин-волновой электродинамикой рассмотренных в диссертации АФМ структур и некоторыми типами ЭМ метаматериалов и ЭМ метаповерхностей, можно рассчитывать, что результаты данной диссертационной работы найдут свое применение при разработке и оптимизации разнообразных устройств функциональной магнитоэлектроники.

**Научные положения, выносимые на защиту:**

1) В магнито некомпенсированном АФМ с антисимметричным МЭ взаимодействием возможен диапазон частот и ориентаций волновых векторов, при которых магнетик обладает свойствами левой среды.

2) Для слоя легкоосного АФМ с центром антисимметрии существуют магнитооптические конфигурации, при которых как для волны ТМ-, так и ТЕ-типа, направление потока энергии вдоль слоя не определяется топологией сечения плоскостью падения соответствующей ПВВ в полуограниченном АФМ.

3) В слое однофазного АФМ с антисимметричным МЭ взаимодействием интерференция магнитодипольного и электродипольного механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия может приводить к формированию ранее неизвестного класса распространяющихся гибридных дипольных волн – безобменных МЭ магнонов, не имеющего аналога среди известных магнито или электродипольно активных типов квазистатических спин-волновых возбуждений.

4) Для полуограниченного АФМ в постоянном внешнем магнитном или электрическом поле условием максимального усиления амплитуды возбуждаемой эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа является равенство нулю в любой момент времени мгновенного потока энергии через поверхность магнетика. Соответствующие сочетания частоты и продольного волнового числа определяют спектр особой поверхностной электромагнитной волны, формирующейся в АФМ среде. Ее резонансное возбуждение сопровождается возникновением аномалий при отражении как для плоской, так и для квазиплоской объемной электромагнитной волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность магнетика.

**Связь с научными программами, планами, темами.** Работа над темой диссертации выполнялась в соответствии с тематическим планом ДонФТИ им. А.А. Галкина по темам: «Электронные и магнитные свойства нано- и мезоскопических сложных систем», 2009–2014, № госрегистрации 0109U004917, бюджетной темой ДонФТИ, выполнявшейся в 2015-2018 г.г. Частично резуль-

таты данной диссертационной работы были получены в рамках совместных российско-украинских исследовательских проектов РФФИ–ГФФИУ: «Новые микроволновые и оптические магнитоэлектрические эффекты в ферритах, композитных наноструктурах и фотонных кристаллах» (номера проектов: 09-02-90437(Р) и Ф28.2/99(У)); «Управляемые внешним полем электромагнитные метаматериалы на основе магнитных и сегнетоэлектрических наноструктур» (номера проектов: 11-02-90425(Р) и Ф40.2/100(У)); «Слоистые магнитные структуры как управляемые частотно-селективные метаповерхности для электромагнитных и акустических волн» (номера проектов: 29-02-14(У) и 14-02-90416 (Р)).

В 2014-2015 годах работа соискателя была также поддержана стипендией НАН Украины для молодых ученых.

**Личный вклад соискателя.** В диссертации изложены результаты исследований, выполненных соискателем самостоятельно и в соавторстве с другими авторами. В работах, вошедших в диссертацию, соискатель принимал непосредственное участие в выполнении всех этапов этого исследования: формулировании целей и задач исследований, выборе теоретических моделей и методов исследования, анализе и представлении полученных результатов в виде статей и докладов.

**Апробация результатов диссертации.** Основные результаты диссертационной работы были доложены и опубликованы в материалах следующих конференций, школ и симпозиумов: International workshop magnetic phenomena in micro- and nanostructures, Donetsk, Ukraine, 27-29 May 2010; IV Euro-Asian Symposium “Trends in MAGnetism” Nanospintronics EASTMAG-2010, Ekaterinburg, Russia, June 28 – July 2, 2010; Международные междисциплинарные симпозиумы «Физика низкоразмерных систем и поверхностей» “Low dimensional systems”, Rostov-on-Don, Loo, Russia, 3-8 of September 2010; LDS-3, 18-23 of September 2012; LDS-4, Yuzhny, 15-19 of September 2014; Международные междисциплинарные симпозиумы «Среды со структурным и магнитным упорядочением» (Multiferroics-3, Rostov-on-Don, Loo, Russia, 4–8 of September, 2011; Multiferroics-4, Rostov-on-Don, Yuzhny, Russia, 4–7 of September, 2013); The International Conference on Functional Materials (ICFM-2011, Crimea, Partenit, Ukraine, 3–8 October, 2011; ICFM-2013, Crimea, Yalta, Haspra, Ukraine, September 29–October 5, 2013); Международные научные конференции «Актуальные проблемы физики твердого тела» (ФТТ-2011, Минск, Беларусь, 18–21 октября, 2011; ФТТ-2013, Минск, Беларусь, 15-18 октября 2013); Международные конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ-XXII, Астрахань, Россия, 17–21 сентября, 2012; НМММ-XXIII, Москва, МИРЭА – Российский технологический университет, 30 июня – 5 июля 2018); Международной конференции «Высокие давления - 2012. Фундаментальные и прикладные аспекты» (г. Судак, Крым, Украина, 23-27 сентября 2012 г.); The European Conference “PHYSICS OF MAGNETISM 2014 (PM’14)” Poland, Poznan, June 23-27, 2014; Moscow International Symposium on Magnetism (29 June – 3 July, 2014; 1-5 July, 2017); 4-й Международный междисциплинарный симпозиум "Физика поверхностных явлений, межфазных границ и фазовые переходы" (PSP & PT-2014, Нальчик – п. Южный, 16-21 сентября 2014); VIII Международная научная

конференция «Функциональная база нанoeлектроники» (Харьков-Одесса, 28 сентября-2 октября, 2015 г.); International meeting “Order, Disorder and Properties of Oxides” (ODPO-19, Rostov-on-Don – Yuzhny, Russia, 5-10 of September 2016; ODPO-21, Rostov-on-Don – Shepsy, Russia, 4-9 of September, 2018).

**Публикации.** Результаты диссертации опубликованы в **10** статьях в научных журналах из Перечня рецензируемых научных изданий ВАК РФ и 16 сборниках тезисов и трудов международных научных конференций.

**Объем и структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Общий объем диссертации составляет 177 страниц, в том числе 138 страниц основного текста, 10 рисунков, 9 приложений и списка литературы из 125 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** дан краткий обзор исследований спин-волновой электродинамики АФМ сред и обсуждена актуальность выбранной темы, сформулированы цель и задачи диссертации, определены научная новизна и практическая значимость работы, личный вклад соискателя, изложено основное содержание работы по главам и разделам.

**Первая глава** диссертации посвящена анализу влияния четности спиновой структуры обменно коллинеарного АФМ на характер рефракции плоской объемной ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность магнито скомпенсированного или магнито нескомпенсированного АФМ полугораниченного диэлектрика. В *разделе 1.1* на основе бескоординатного подхода [9] представлены основные соотношения, определяющие вид френелевских коэффициентов отражения для плоской ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей из оптически изотропного диэлектрика на уединенную границу раздела «оптически изотропный диэлектрик – бианизотропная (БА) среда», приведена плотность энергии. Пусть  $\mathbf{q}$  – нормаль к плоской границе раздела двух полугораниченных сред,  $\zeta$  - текущая координата вдоль  $\mathbf{q}$ , сагиттальная плоскость характеризуется вектором нормали  $\mathbf{a}$  ( $\mathbf{a} \perp \mathbf{q}$ ), вектор  $\mathbf{b}$  ( $\mathbf{b} = [\mathbf{q}\mathbf{a}]$ ) направлен вдоль линии пересечения плоскости границы раздела ( $\zeta = 0$ ) и сагиттальной плоскости. Будем полагать, что верхнее полупространство ( $\zeta > 0$ ) занято оптически более плотной изотропной средой с уравнениями связи:

$$\tilde{\mathbf{B}} = \tilde{\mathbf{H}}, \quad \tilde{\mathbf{D}} = \tilde{\varepsilon}\tilde{\mathbf{E}} \quad (1),$$

$\tilde{\mathbf{B}}$  и  $\tilde{\mathbf{D}}$  - вектора магнитной и электрической индукции,  $\tilde{\varepsilon}$  - диэлектрическая проницаемость верхней среды (в дальнейшем все величины, относящиеся только к этой среде, помечены знаком тильда), а нижнее полупространство - однородная бездиссипативная БА среда, материальные соотношения которой имеют вид [9,10]:

$$\mathbf{B} = \overline{\mu}\mathbf{H} + \overline{A^*}\mathbf{E}; \quad \mathbf{D} = \overline{\varepsilon}\mathbf{E} + \overline{A^T}\mathbf{H} \quad (2),$$

где  $\overline{\mu}$ ,  $\overline{\varepsilon}$  и  $\overline{A}$  - тензоры магнитной, диэлектрической и МЭ проницаемостей соответственно, верхние индексы “\*” и “Т” отвечают комплексному сопряжению и транспонированию.



В дальнейшем будем также считать, что избранная сагиттальная плоскость такова, что не только в занимающей верхнее полупространство ( $\zeta > 0$ ) оптически более плотной и изотропной среде (1), но и в нижней ( $\zeta < 0$ ) оптически менее плотной среде (2) возможно независимое распространение волн ТМ- и ТЕ-типа. Так как в выбранной плоскости падения с нормалью вдоль  $\mathbf{a}$  имеет место независимое распространение плоских волн ТМ- и ТЕ-типа, то при заданной ориентации векторов  $\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{q}$  ( $\mathbf{q} = [\mathbf{ab}]$ ) тензорные коэффициенты в (2) в диадном представлении [9] должны иметь следующую структуру:

$$\begin{aligned} \overline{\overline{\varepsilon}} &= \varepsilon_1 \mathbf{b} \otimes \mathbf{b} + \varepsilon_2 \mathbf{q} \otimes \mathbf{q} + \varepsilon_3 \mathbf{b} \otimes \mathbf{q} + \varepsilon_3^* \mathbf{q} \otimes \mathbf{b} + \varepsilon_4 \mathbf{a} \otimes \mathbf{a}, \\ \overline{\overline{\mu}} &= \mu_1 \mathbf{b} \otimes \mathbf{b} + \mu_2 \mathbf{q} \otimes \mathbf{q} + \mu_3 \mathbf{b} \otimes \mathbf{q} + \mu_3^* \mathbf{q} \otimes \mathbf{b} + \mu_4 \mathbf{a} \otimes \mathbf{a}, \\ \overline{\overline{A}} &= A_1 \mathbf{b} \otimes \mathbf{a} + A_2 \mathbf{q} \otimes \mathbf{a} + A_3 \mathbf{a} \otimes \mathbf{q} + A_4 \mathbf{a} \otimes \mathbf{b}, \quad \text{Im}A_1 \neq 0 \text{ при } \alpha = s, \text{Im}A_4 \neq 0 \text{ при } \alpha = p \end{aligned} \quad (3).$$

В бездиссипативном пределе  $\overline{\overline{\mu}}^T = \overline{\overline{\mu}}^*$ ,  $\overline{\overline{\varepsilon}}^T = \overline{\overline{\varepsilon}}^*$ . Следует отметить, что подобная структура уравнений связи характерна для достаточно большого числа поляризованных сред и, в частности, для ЦС АФМ в скрещенных магнитном и электрическом полях, АФМ с ЦАС, слабых ферромагнетиков в постоянном внешнем электрическом поле, ЭМ мультиферроиков PML типа (см., например, [10-12]) и т.д. Следуя [13], определим связь касательных к границе раздела составляющих ЭМ поля в волне с поляризацией  $\alpha = p, s$  с помощью соотношений:

$$(\mathbf{E}\mathbf{b}) = Z_p(\mathbf{H}\mathbf{a}), \quad (\mathbf{H}\mathbf{b}) = -Z_s(\mathbf{E}\mathbf{a}), \quad (\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{b}) = \tilde{Z}_p(\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a}), \quad (\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{b}) = -\tilde{Z}_s(\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}). \quad (4).$$

В соответствии с принятым определением,  $\tilde{Z}_p$  и  $Z_p$  характеризуют поверхностный волновой импеданс для волны ТМ-типа, тогда как  $\tilde{Z}_s(Z_s)$  - поверхностная волновая проводимость для волны ТЕ-типа в верхней (1) и нижней (2) среде соответственно [13]. Если волновой вектор  $\mathbf{k}$  ЭМ волны представить как  $\mathbf{k} = h\mathbf{b} + k_{\parallel\alpha}\mathbf{q}$ , то в условиях ПВО ( $\text{Im}\{k_{\parallel\alpha}(\omega, h)\} \neq 0$ ) для нормальных поляритонов с поляризацией  $\alpha$  в нижнем полупространстве, занятом БА средой (3), соотношения для  $k_{\parallel\alpha}(\omega, h)$  и  $Z_\alpha(\omega, h)$  одновременно с учетом условия излучения Мандельштама–Зоммерфельда имеют следующую структуру:

$$k_{\parallel\alpha}(\omega, h) = \eta'_\alpha(\omega, h) - i\eta''_\alpha(\omega, h), \quad Z_\alpha(\omega, h) = iZ''_\alpha(\omega, h), \quad \alpha = p, s; \quad (\eta''_\alpha)^2 > 0 \quad (5).$$

С учетом введенных выше обозначений, вне условий ПВО, структура френелевского коэффициента прохождения как для волны ТМ-типа (отношении амплитуд магнитного поля прошедшей волны к падающей), так и для волны ТЕ-типа (отношении амплитуд электрического поля прошедшей волны к падающей), могут быть представлены как:

$$T_\alpha = \frac{2\tilde{Z}_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + iZ''_\alpha}. \quad (6).$$

Несмотря на постоянно растущее число как экспериментальных, так и теоретических работ, связанных с магнитооптикой, до сих пор оставались в стороне вопросы, связанные с особенностями рефракции объемных и формирования эванесцентных ЭМ волн на границе раздела “немагнитный диэлектрик -

магнитоэлектрик". В частности, это касается сред, обладающих антисимметричным тензором МЭ взаимодействия. В рамках двухподрешеточной ( $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$  - намагниченности подрешеток,  $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$ ) модели обменно коллинеарного АФМ при наличии центра антисимметрии (ЦАС АФМ) плотность энергии пространственно однородного МЭ взаимодействия может быть представлена в виде [14]:

$$F = \frac{\delta}{2} \mathbf{M}^2 + \frac{b}{2} (L_x^2 + L_y^2) - \mathbf{M}\mathbf{H} + F_{me}, \quad (7),$$

где  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$  - вектор ферромагнетизма,  $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$  - вектор антиферромагнетизма, а в случае двухподрешеточного ЦАС АФМ со структурой  $4_z^+ 2_x^+ I^-$  ( $4_z^- 2_x^+ I^-$ ) плотность энергии МЭ взаимодействия может быть записана соответственно как:

$$F_{me} = -[\gamma_1 M_z (L_x E_y \mu L_y E_x) + \gamma_2 E_z (M_x L_y \mu M_y L_x) + \gamma_3 L_z (M_x E_y \mu M_y E_x)] \quad (8),$$

$\gamma_{1-3}$  - МЭ константы [14]. В рамках феноменологической теории динамические свойства исследуемой модели магнитного кристалла описываются системой дифференциальных уравнений, включающей в себя, помимо уравнений Максвелла, также и уравнения Ландау-Лифшица для векторов  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{L}$ . Ограничимся в дальнейшем анализом легкоосной (ЛО) фазы, считая, что  $b > 0$ , вследствие чего для магнито скомпенсированного АФМ  $|\mathbf{m}_0| = 0$ ,  $\mathbf{L}_0 \parallel OZ$ , где  $\mathbf{L}_0$  - равновесный вектор антиферромагнетизма. В ненулевом постоянном внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}_0 \parallel OX$  и  $b > 0$  основное состояние ЦАС АФМ (7)-(8) отвечает  $\mathbf{M}_0 \parallel OX$ ,  $\mathbf{L}_0 \parallel OZ$ ,  $\mathbf{P}_0 \parallel OY$  ( $\mathbf{P}_0$  - равновесный вектор электрической поляризации). Пусть  $T_i$  - статическая магнитная восприимчивость в направлении  $i = x, y, z$ ,  $\alpha_{i0}$  - статическая диэлектрическая восприимчивость в направлении  $i = x, y, z$  без учета влияния магнитной подсистемы,  $\alpha_{i0} + R_i$  - статическая диэлектрическая восприимчивость в направлении  $i = x, y, z$  с учетом влияния магнитной подсистемы,  $\omega_{AF,F}$  - частоты однородного АФМ резонанса неограниченного антиферромагнетика [14,15]. В результате, уравнения связи для рассматриваемой модели МЭ среды в приближении, линейном по амплитуде малых колебаний, будут иметь следующую структуру, отвечающую БА среде:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \chi_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy}(\omega) & -i\chi_*(\omega) \\ 0 & i\chi_*(\omega) & \chi_{zz}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H} + \begin{pmatrix} 0 & \mu \beta_4(\omega) & -i\beta_1(\omega) \\ \pm \beta_3(\omega) & 0 & 0 \\ \pm i\beta_2(\omega) & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E}, \quad (9).$$

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} \alpha_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{yy}(\omega) & \pm i\alpha_*(\omega) \\ 0 & \mu i\alpha_*(\omega) & \alpha_{zz}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E} + \begin{pmatrix} 0 & \pm \beta_3(\omega) & \mu i\beta_2(\omega) \\ \mu \beta_4(\omega) & 0 & 0 \\ i\beta_1(\omega) & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H}.$$

Если  $|\mathbf{m}_0| = 0$ , то  $\beta_1 = \beta_2 = \chi_* = \alpha_* = 0$ . Для выяснения кинематических особенностей отражения и преломления ЭМ волн на границе магнитного и немагнитного полупространств удобно совместно рассмотреть уравнения кривых,

определяющих сечения поверхности волновых векторов (ПВВ) электромагнитной волны (ТЕ- или ТМ-типа) плоскостью падения  $\mathbf{k} \in YZ$ .

$$\left. \begin{aligned} \chi_{xx} &= T_x \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \chi_{yy} = T_y \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \chi_{zz} = T_z \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \chi_* = \sqrt{T_y T_z} \frac{\omega_F \omega}{\Delta_F}, \quad \alpha_* = \sqrt{R_y R_z} \frac{\omega_{AF} \omega}{\Delta_{AF}}, \\ \alpha_{xx} &= \alpha_{x0} + R_x \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \alpha_{yy} = \alpha_{y0} + R_y \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \alpha_{zz} = \alpha_{z0} + R_z \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \Delta_{F,AF} = \omega_{F,AF}^2 - \omega^2 \\ \beta_1 &= \sqrt{R_z T_x} \frac{\omega_{AF} \omega}{\Delta_{AF}}, \quad \beta_2 = \sqrt{R_x T_z} \frac{\omega_F \omega}{\Delta_F}, \quad \beta_3 = \sqrt{R_x T_y} \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \beta_4 = \sqrt{R_y T_x} \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Считая, что частота волны  $\omega$  фиксирована, из (9),(10) следует, что для исследуемого типа МЭ среды (9)-(10) форма сечения ПВВ плоскостью падения как для ЭМ волны ТМ-, так и ТЕ-типа с  $\mathbf{k} \in YZ$ , определяется соотношением (верхний знак при  $c_\alpha$  отвечает мультиферроику) (см. также [16]):

$$\frac{k_y^2}{a_\alpha^2} + \frac{(k_z \mu c_\alpha)^2}{b^2} = 1, \quad \alpha = s, p \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} a_s^2 &\equiv \frac{(\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_*^2)(\epsilon_{xx} \mu_{zz} - \bar{\beta}_2^2) k_0^2}{\mu_{yy} \mu_{zz}}, & a_p^2 &\equiv \frac{k_0^2 (\epsilon_{yy} \epsilon_{zz} - \epsilon_*^2)(\mu_{xx} \epsilon_{zz} - \bar{\beta}_1^2)}{\epsilon_{yy} \epsilon_{zz}}, & c_s &\equiv k_0 \left[ \frac{\mu_{zz} \bar{\beta}_3 - \mu_* \bar{\beta}_2}{\mu_{zz}} \right] \\ b_s^2 &\equiv \frac{k_0^2 (\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_*^2)(\epsilon_{xx} \mu_{zz} - \bar{\beta}_2^2)}{\mu_{zz}^2}, & b_p^2 &\equiv \frac{k_0^2 (\epsilon_{yy} \epsilon_{zz} - \epsilon_*^2)(\mu_{xx} \epsilon_{zz} - \bar{\beta}_1^2)}{\epsilon_{zz}^2}, & c_p &\equiv k_0 \left[ \frac{\epsilon_{zz} \bar{\beta}_4 - \epsilon_* \bar{\beta}_1}{\epsilon_{zz}} \right] \end{aligned} \right\}$$

Что же касается оптически изотропного немагнитного диэлектрика, который граничит с рассматриваемым магнитоэлектриком, то для него сечение ПВВ нормальной ТЕ- или ТМ-волны плоскостью падения определяется выражением:

$$k_y^2 + k_z^2 = k_0^2 \tilde{\epsilon}. \quad (12),$$

где  $\tilde{\epsilon}$  - диэлектрическая проницаемость немагнитной среды. В *разделах 1.2-1.4* для указанной модели как скомпенсированного, так и магнитно нескомпенсированного легкоосного (OZ) АФМ с центром антисимметрии (АФМ со структурой  $4_z^+ 2_x^- I^-$ ), изучены индуцированные МЭ взаимодействием аномалии рефракции объемных ЭМ волн ТМ- или ТЕ-типа, падающих извне на поверхность магнетика. В *разделах 1.2 - 1.3* рассмотрен случай магнито скомпенсированного ЦАС АФМ с  $\mathbf{L}_0 \parallel OZ$  ( $|\mathbf{M}| = |\mathbf{P}| = 0$ ) в (7)-(10) (при этом в разделе 1.2 ( $\mathbf{L}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$ ), в разделе 1.3 ( $\mathbf{L}_0 \parallel \mathbf{b}, \mathbf{q} \parallel OZ$ )). Особенности рефракции в магнито нескомпенсированном ЦАС АФМ с  $\mathbf{M}_0 \parallel OX$ ,  $\mathbf{L}_0 \parallel OZ$ ,  $\mathbf{P}_0 \parallel OY$  рассмотрены в *разделе 1.4*. В этом случае имеет место эффект гибридизации гиротропного, псевдокирального и МЭ взаимодействий.

Проведенный анализ, в частности, показал, что наличие линейного МЭ эффекта приводит к формированию целого ряда особенностей при прохождении плоской объемной волны ТМ- или ТЕ-типа через границу раздела немагнитной и магнитной сред:

1) эффекту отрицательной фазовой скорости и эффекту отрицательной рефракции, причем возможно два типа сечения ПВВ, ответственных за этот эффект (фазовая и групповая скорости преломленной волны могут лежать по

одну или по разные стороны от кривой, определяющей сечение ПВВ плоскостью падения рассматриваемой волны);

2) формированию предельной объемной волны ТМ- или ТЕ-типа (ее вектор групповой скорости строго параллелен границе раздела сред), вектор фазовой скорости которой в зависимости от магнитооптической конфигурации может образовывать острый или тупой угол с направлением внешней нормали к поверхности магнетика;

3) для выбранной магнитооптической конфигурации и структуры МЭ взаимодействия характер рефракции может зависеть от того, верхнее или нижнее полупространство занимает рассматриваемый магнитоэлектрик.

Кроме того, в *разделе 1.4* на примере тетрагонального магнито некомпенсированного ЛО АФМ со структурой  $4_z^+ 2_x^+ 1^-$  показано, что как эффект отрицательной фазовой скорости, так и эффект отрицательной рефракции, являются чувствительными к тому, левую или правую тройку образует равновесная ориентация вектора ферромагнетизма, нормаль к границе раздела сред  $\mathbf{q}$  и волновой вектор падающей плоской волны  $p$ - или  $s$ -типа (т.е. имеется эффект невзаимности). Определены условия, при выполнении которых во внешнем магнитном поле, ортогональном легкой оси и плоскости падения, одновременно сосуществуют как эффект отрицательной рефракции, так и эффект отрицательной фазовой скорости. В частности показано, что при реализации свойств левой среды требование одновременной отрицательности диагональных компонент тензоров магнитной и диэлектрической проницаемостей не является необходимым.

**Вторая глава** диссертации посвящена анализу спин-волновой электродинамики эванесцентных ЭМ волн ТМ- и ТЕ-типа, распространяющихся вдоль уединенной границы раздела между БА средой (например, АФМ в постоянных скрещенных магнитном и электрическом полях) и оптически более плотным, изотропным немагнитным диэлектриком.

В *разделе 2.1* для границы раздела двух прозрачных диэлектриков в постоянном внешнем электрическом ( $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) \neq 0$ ) или магнитном ( $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$ ) поле показано, что условие максимального усиления интенсивности эванесцентных ЭМ волн ТМ- (ТЕ-) типа однозначно определяет собой внутри области ПВО закон дисперсии соответствующей эванесцентной волны, для которой мгновенный поток энергии через границу раздела сред в любой момент времени равен нулю. Совместный анализ (1), (6)-(12) показывает, что в рассматриваемом случае максимальное (четырёхкратное) усиление интенсивности эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа ( $|T_\alpha|^2 = 4$ ) обеспечивается выполнением условия:

$$Z_\alpha''(\omega, h) = 0, \quad \alpha = s, p \quad (13),$$

но теперь оно реализуется не на границе области ПВО (т.е. при  $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{ac}$ ), как в [17], а внутри ее (т.е. при  $(\eta_\alpha'')^2 > 0$  и  $Im\{Z_\alpha(\omega, h)\} = 0$ ). Следующее из (6)-(13) дисперсионное соотношение при  $\alpha = p$  отвечает спектру поверхностного ТМ-поляритона, распространяющегося в направлении вектора  $\mathbf{b}$  вдоль границы раздела “немагнитный диэлектрик - идеальный электрический проводник

(формально  $\tilde{Z}_p = 0$  [18])". Если же в (13)  $\alpha = s$ , то речь идет о законе дисперсии поверхностного поляритона ТЕ-типа, распространяющегося в рассматриваемой оптической конфигурации вдоль  $\mathbf{b}$  в случае границы раздела "немагнитный диэлектрик - идеальный магнитный проводник (формально  $\tilde{Z}_s = 0$  [18])". В результате, для ЭМ волны с заданной поляризацией  $\alpha = p$  ( $\alpha = s$ ) в области ПВО ( $(\eta''_\alpha)^2 > 0$ ) одновременно с (13) также выполнены условия:

$$\varphi_\alpha = 0, (\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}) = 0, \operatorname{tg}(\varphi_\alpha/2) = Z_\alpha / \tilde{Z}_\alpha \quad \alpha = s, p \quad (14).$$

Здесь  $\mathbf{S}_\alpha$  - вектор Пойтинга эванесцентной волны с поляризацией  $\alpha$  в оптически менее плотной среде (3),(9), (10),  $\varphi_\alpha$  - фазовый сдвиг объемной волны с поляризацией  $\alpha$ , отраженной в условиях ПВО от поверхности оптически менее плотной среды в верхнюю, оптически более плотную среду (1). Вследствие (13)-(14) у этого класса бегущих ЭМ волн в произвольный момент времени групповая скорость параллельна границе раздела сред, так как в произвольный момент времени равен нулю мгновенный поток энергии через границу раздела сред ( $(\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}) = 0$ ). В *разделах 2.2-2.3* для рассматриваемых типов АФМ сред изучена возможность формирования ОПВ с  $\alpha = p, s$  с помощью только постоянного внешнего магнитного ( $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$ ) или электрического ( $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{a}$ ) полей (*раздел 2.2*), а в *разделе 2.3* – в результате их комбинации (взаимноортогональные  $\mathbf{E}_0$  и  $\mathbf{H}_0$ ). В частном случае для  $\mathbf{H}_0 \parallel OX$ ,  $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OY$ ,  $\mathbf{k} \in YZ$  (9)-(14) спектр ОПВ ТЕ-типа ( $h \equiv k_z$ ) имеет вид:

$$(h - k_0 \bar{\beta}_3)^2 = k_0^2 \varepsilon_{xx} \mu_{yy}; \quad \frac{\mu_*}{\mu_{yy}} h - k_0 \frac{\mu_* \bar{\beta}_3 - \mu_{yy} \bar{\beta}_2}{\mu_{yy}} > 0; \quad (15).$$

Если одновременно  $|\mathbf{H}_0| = 0, (\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) \neq 0$ , то в (9), (10), (15)  $\mu_* = \varepsilon_* = \beta_3 = \mu_* = \beta_4 = 0$  ( $\beta_{1,2} \neq 0$ ), тогда как при  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}, |\mathbf{E}_0| = 0$  (геометрия Фогта) в (9), (10), (15) одновременно  $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \beta_4 = 0$  ( $\mu_* \neq 0, \varepsilon_* \neq 0$ ). Таким образом, во втором варианте на плоскости внешних параметров "частота – продольное волновое число" возможно появление областей, при которых поток энергии, переносимый вдоль поверхности АФМ эванесцентной волной ТМ- или ТЕ-типа, направлен антипараллельно ее фазовой скорости.

Анализ полученных соотношений показал, что гибридизация эффектов гиротропии и МЭ взаимодействия может, по сравнению со случаем  $|\mathbf{E}_0| = 0, (\mathbf{m}_0 \neq 0)$ , приводить при  $|\mathbf{E}_0| \neq 0$  к ряду дополнительных особенностей в динамике эванесцентных волн и спектров ОПВ ТМ- или ТЕ-типа. В частности, как при  $\mathbf{q} \perp \mathbf{E}_0$ , так и при  $\mathbf{q} \parallel \mathbf{E}_0$ , возможно формирование ОПВ ТМ- или ТЕ-типа (однопарциальной поверхностной волны, для которой в любой момент времени поверхностный импеданс равен нулю, а поток энергии лежит в плоскости границы раздела), спектр которых характеризуется однонаправленностью. В случае  $\mathbf{q} \parallel \mathbf{E}_0$  частотный диапазон, в котором располагаются ОПВ ТМ- или ТЕ-типа, будет зависеть от знака  $(\mathbf{q} \mathbf{E}_0)$ , а их групповая скорость может быть как

положительной, так и отрицательной при одном и том же знаке продольного волнового числа  $h$ . Следует также подчеркнуть, что если в условиях ПВО величины  $\omega$  и  $h$  падающей плоской ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа одновременно удовлетворяют (13) для выбранной магнитооптической конфигурации, то поверхность рассматриваемого АФМ диэлектрика может отражать падающую плоскую объемную ТМ-волну как идеальный электрический проводник, а в случае падающей плоской объемной волны ТЕ-типа – как идеальный магнитный проводник (т.е. обладать некоторыми свойствами канонических ЭМ метаповерхностей [18]). Возможность формирования таммовского типа ОПВ ТМ- или ТЕ-типа рассмотрен *в разделе 2.4* на примере полуограниченного двухкомпонентного одномерного оптически прозрачного фотонного кристалла (1D ФК), в котором как минимум один из слоев, составляющих элементарный период фотонного кристалла, является БА средой рассматриваемого типа. Спектр такой ОПВ определяется условием равенства нулю входного поверхностного импеданса при  $\alpha = p$  или поверхностной волновой проводимости при  $\alpha = s$ .

**Третья глава** диссертации посвящена анализу условий, при выполнении которых становится возможным формирование нового механизма поверхностного поляритонного резонанса, а значит, и нового механизма усиления пространственного эффекта Гуса-Хенхен для остронаправленного пучка ЭМ волн ТМ- или ТЕ-типа, падающего из оптически изотропного диэлектрика (1) на поверхность полуограниченной БА среды (2) с уравнениями связи, отвечающими (3), (9).

В *разделе 3.1* показано, что уже в случае единственной границы раздела прозрачных сред максимальное усиление продольного смещения пучка волн ТМ- (ТЕ-) типа возможно за счет резонансного возбуждения в условиях ПВО вытекающей ОПВ соответствующей поляризации, падающей извне квазиплоской волной. Пусть по-прежнему верхняя оптически более плотная, немагнитная среда является изотропной, а на границе раздела двух прозрачных сред с нормалью  $\mathbf{q}$  выполнены ЭМ граничные условия максвелловского типа. Если в области ПВО представить френелевский коэффициент отражения как  $R_\alpha = \exp(i\varphi_\alpha)$  ( $R_\alpha = T_\alpha - 1$ ), то с помощью метода стационарной фазы получим [19], что вдали от предельного угла ПВО  $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{c\alpha}$  продольное смещение пучка объемных волн с поляризацией ТМ- или ТЕ-типа  $\Delta_\alpha = -\text{sign}(h)\partial\varphi_\alpha/\partial h$  для  $\tilde{Z}_\alpha \partial Z_\alpha/\partial h \gg Z_\alpha \partial \tilde{Z}_\alpha/\partial h$  имеет вид:

$$\Delta_\alpha \cong \frac{2 \text{sign}(h)}{1 + (Z''_\alpha/\tilde{Z}_\alpha)^2} \left( \frac{\partial Z_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha \partial h} \right) = \frac{\text{sign}(h)}{2\tilde{Z}_\alpha} \left| T_\alpha^2 \right| \left( \frac{\partial Z''_\alpha}{\partial h} \right), \quad \alpha = p, s \quad (17).$$

Таким образом, можно ожидать, что реализация в области ПВО условия (13) (возбуждение вытекающей ОПВ ТМ- или ТЕ-типа квазиплоской волной соответствующей поляризации) приведет к усилению эффекта Гуса-Хенхен для пучка объемных ЭМ волн соответствующей поляризации  $\alpha = p, s$  уже в случае единственной границы между прозрачными средами, обладающими оптическим контрастом (т.е. без введения “промежуточных слоев”, характерных для оптических схем типа Кречманна или Отто). В *разделах 3.2-3.3* изучена возможность управления с помощью внешних магнитного и (или) электриче-

ского полей как знаком, так и усилением эффекта пространственного смещения Гуса–Хенхен для квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей из оптически изотропной, прозрачной среды на поверхность полуограниченного ЛО АФМ. Так, в *разделе 3.2* отдельно рассмотрен только гиротропный механизм (только  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$ ) или только псевдокиральные механизмы (только  $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$ ), а в *разделе 3.3* – исследованы эффекты гибридизации гиротропных, псевдокиральных и МЭ свойств среды, (возникающие, например, в АФМ среде в скрещенных внешних  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$  и  $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{a}$ ). Следует подчеркнуть, что максимальный сдвиг Гуса–Хенхен (17) для падающего извне остронаправленного пучка объемных волн ТЕ-типа достигается внутри области ПВО на кривой, отвечающей спектру ОПВ (13), (15).

**Четвертая глава** диссертации посвящена интерференционным эффектам, возникающим при распространении ЭМ волн ТМ- или ТЕ-типа в слое БА среды в присутствии гиротропного, МЭ и псевдокиральных взаимодействий (т.е. в случае двух границ раздела “БА среда – оптически изотропный диэлектрик”).

В **главе 1**, в частности, было показано, что если спектр нормальных поляритонов неограниченной оптически менее плотной среды обладает невзаимностью относительно инверсии направления волнового вектора, то уже при одном и том же разбиении плоскости внешних параметров  $\omega$ - $h$  характер оптической рефракции на поверхности такой среды может зависеть от того, верхнее или нижнее полупространство занимает она относительно оптически более плотной среды, из которой падает плоская волна. Однако для объемной волны в МЭ слое, в котором указанное направление невзаимности поляритонного спектра не ортогонально  $\mathbf{q}$ , оба эти варианта рефракции будут встречаться одновременно. В этой связи в *разделах 4.1-4.2* для геометрии Фогта изучена связь топологических особенностей поверхности рефракции с характером прохождения плоской объемной волны ТМ- или ТЕ-типа через прозрачную полуволновую пластину АФМ в постоянных магнитном  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$  и электрическом  $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{a}$  полях. В частности, показано, что:

1) для заданного значения частоты волны  $\omega$  условие полуволнового прохождения невзаимно относительно инверсии знака угла падения ( $h \leftrightarrow -h$ ), а для заданных  $\omega$  и  $h$  как модуль, так и фаза коэффициента прохождения  $W_\alpha$ , а также направление потока энергии, переносимого ЭМ волной вдоль пластины, невзаимны относительно инверсии знака  $\mathbf{E}_0 \mathbf{q}$  или  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$ ;

2) кинематические свойства прохождения полуволнового слоя объемной волной ТМ- (ТЕ-) типа однозначно связаны с локальной геометрией сечения сагиттальной плоскостью ПВВ не для полупространства, а для ПВВ слоя БА среды. Для заданных  $\omega$  и  $h$  сечение ПВВ слоя определяется как полуразность соответствующих значений  $(\mathbf{kq})$  на сечении ПВВ полупространства.

В *разделе 4.3* на примере слоя АФМ с центром антисимметрии определены условия, при которых в результате интерференции магнито- и электродипольного механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия формируется ранее неизвестный класс гибридных дипольных волн – распространяющиеся

безобменные МЭ магноны. Анализ проведен для случая, когда для выбранной плоскости падения входящие в уравнение связи (2) бездиссипативной АФМ среды тензоры магнитной, диэлектрической и МЭ проницаемостей обладают следующей структурой:

$$\begin{aligned}\overline{\mu} &= \mu_1(\mathbf{b} \otimes \mathbf{b} + \mathbf{q} \otimes \mathbf{q}) + \mu_2(\mathbf{b} \otimes \mathbf{q} - \mathbf{q} \otimes \mathbf{b}) + \mu_3 \mathbf{a} \otimes \mathbf{a} \\ \overline{\varepsilon} &= \varepsilon_1(\mathbf{b} \otimes \mathbf{b} + \mathbf{q} \otimes \mathbf{q}) + \varepsilon_2(\mathbf{b} \otimes \mathbf{q} - \mathbf{q} \otimes \mathbf{b}) + \varepsilon_3 \mathbf{a} \otimes \mathbf{a} \quad , \\ \overline{A} &= A_1(\mathbf{b} \otimes \mathbf{b} - \mathbf{q} \otimes \mathbf{q}) + A_2(\mathbf{b} \otimes \mathbf{q} + \mathbf{q} \otimes \mathbf{b})\end{aligned}\quad (18),$$

где  $\mu_{1-3}, \varepsilon_{1-3}, A_{1,2}$  - некоторые скалярные величины. Расчет для ЛО АФМ типа  $4_2^- 2_d^- I^-$  показал, что уже в слое рассматриваемого однофазного магнитоэлектрика (скомпенсированный ЦАС АФМ в коллинеарной фазе) интерференция магнито- и электродипольного механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия может приводить к формированию нового класса распространяющихся гибридных дипольных волн: безобменных объемных МЭ магнонов. Для наглядности и простоты расчетов для выбранной структуры линейного МЭ взаимодействия полагалось, что на обеих поверхностях рассматриваемого АФМ слоя  $x = \pm d$  с нормалью  $\mathbf{q} \parallel [100]$  в кулоновском пределе выполнена следующая система граничных условий:

$$\psi = 0, \quad \mathbf{Vq} = 0, \quad \mathbf{E} \equiv -\nabla \psi \quad (19).$$

В этом случае дисперсионное соотношение для спектра гибридных МЭ магнонов может быть получено аналитически и в явном виде при произвольном угле распространения волны  $\varphi$  ( $\text{tg} \varphi = k_y/k_z$ ) в плоскости слоя. Вследствие влияния МЭ взаимодействия спектр объемных дипольных магнонов, отвечающий (18)–(19) и системе уравнений магнито- и электростатики, является двухзонным  $\Omega_{\pm v}(h)$  ( $\Omega_{+v}(h) > \Omega_{-v}(h)$ ) и существенно зависит как от величины волнового числа  $h$ , так и от направления распространения объемной дипольной волны в плоскости слоя (угла  $\vartheta$ ). При этом он характеризуется двумя длинноволновыми ( $\Omega_{\pm v}(h \rightarrow 0)$ ) и двумя коротковолновыми  $\Omega_{\pm v}(h \rightarrow \infty)$  точками сгущения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для достижения целей, поставленных в диссертационной работе, был выполнен цикл теоретических исследований, связанных с изучением аномалий спин–волновой электродинамики границы раздела изотропной немагнитной и однофазной АФМ сред, индуцированных одновременным наличием в магнитной среде гиротропного, псевдокирального и МЭ взаимодействий. В качестве конкретных примеров такой БА среды, допускающей независимое распространение волн ТМ- и ТЕ-типа, рассмотрены двухподрешеточные модели centrosymmetric антиферромагнетика в скрещенных постоянных внешних магнитном и электрическом полях и мультиферроика PML типа, имеющие структурно одинаковые уравнения связи.

Путем аналитического решения граничной задачи для уравнений Максвелла в бездиссипативном приближении показано, что при частичном прохождении плоской ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа через уединенную границу



раздела “изотропный немагнитный диэлектрик - АФМ с ЦАС” возможна как отдельно, так и одновременно, реализация эффектов отрицательной фазовой скорости и отрицательной рефракции. При этом в зависимости от конкретной магнитооптической конфигурации эти эффекты могут обладать невзаимностью не только относительно инверсии знака угла падения и ориентации внешних магнитного и электрического полей, но и относительно того, верхнее или нижнее полупространство занимает полуограниченный АФМ по отношению к немагнитной среде, из которой падает плоская объемная волна.

Из анализа аналитических выражений для поверхностного волнового импеданса и поверхностной волновой проводимости следует, что внутри области ПВО для границы раздела оптически прозрачных изотропной и БА сред максимальной интенсивностью возбуждения падающей извне плоской объемной волной ТМ- и ТЕ-типа обладает в БА среде та эванесцентная волна, у которой мгновенный поток через границу раздела сред строго равен нулю в любой момент времени. В этом случае по своим электродинамическим свойствам такая граница раздела двух диэлектриков и для объемной, и для эванесцентной волн становится подобной идеальному электрическому проводнику в случае волн ТМ-типа или идеальному магнитному проводнику в случае волны ТЕ-типа.

Используя известную для многослойных сред методику расчета эффектов незеркальной рефракции первого порядка, сопровождающих отражение квазиплоской волны, аналитически показано, что если отражающей средой является полуограниченный БА АФМ, то уже на уединенной границе раздела оптически прозрачных сред становится возможным максимальное резонансное усиление пространственного эффекта Гуса–Хенхен. Знаком эффекта можно управлять с помощью постоянного магнитного поля или постоянного электрического поля, а также с помощью ортогональной комбинации этих полей. Из теоретического анализа условий независимого прохождения плоской волны ТМ- или ТЕ-типа через полуволновой слой БА среды с рассматриваемой структурой уравнений связи следует, что дисперсионные свойства объемной волны ТМ- или ТЕ-типа в слое могут резко отличаться от предсказываемых на основе анализа сечения ПВВ такой волны плоскостью падения в случае, когда среда, формирующая слой, занимает полупространство.

Совместный анализ на основе уравнений электро- и магнитостатики спиновой динамики слоя скомпенсированного однофазного АФМ с центром антисимметрии дал возможность определить условия формирования распространяющихся гибридных безобменных спиновых волн (МЭ магнонов), не являющихся аналогом хорошо известных магнито- или электростатических спиновых волн.

Из результатов работы можно сделать следующие **выводы**:

1) Для электрически поляризованного АФМ с антисимметричным МЭ взаимодействием существуют магнитооптические конфигурации, в которых возможен частотно-зависимый эффект левой среды (одновременное существование эффектов отрицательной фазовой скорости и отрицательной рефракции).

Для centrosymmetric AFM этот же эффект возможен в геометрии Фогта в скрещенных магнитном и электрическом полях.

2) Если в полуволновом слое легкоосного АФМ с ЦАС легкая магнитная ось лежит в плоскости падения плоской объемной волны ТМ- или ТЕ-типа, то однозначное соответствие между направлением распространения потока энергии вдоль слоя магнитоэлектрика и направлением вектора групповой скорости для АФМ полупространства возможно только для отдельных ориентаций указанной магнитной оси.

3) В слое однофазного АФМ с антисимметричным МЭ взаимодействием интерференция магнитодипольного и электродипольного механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия может приводить к формированию ранее неизвестного класса распространяющихся гибридных дипольных волн – безобменных МЭ магнонов с уникальными (для медленных электромагнитных волн в магнетиках) дисперсионными характеристиками.

4) При падении извне на поверхность полуограниченного бездиссипативного электрически (или магнитно) поляризованного АФМ диэлектрика плоской объемной электромагнитной волны ТМ- или ТЕ-типа в условиях ПВО возможно **формирование режима особой поверхностной волны**, при котором для заданных значений частоты и угла падения мгновенный поток энергии через границу раздела немагнитной и магнитной сред в любой момент времени равен нулю. В этом случае **одновременно**:

а) достигается максимально возможное усиление амплитуды эванесцентной волны, возбуждаемой в АФМ среде;

б) плоская объемная волна ТМ-типа отражается от поверхности оптически прозрачного полуограниченного АФМ диэлектрика как от идеального проводника, а плоская волна ТЕ-типа - как от идеального магнетика;

в) для квазиплоской объемной волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность оптически прозрачного полуограниченного электрически (или магнитно) поляризованного АФМ диэлектрика, становится возможным резонансное усиление пространственного эффекта Гуса-Хенхен.

## СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

### В изданиях из Перечня рецензируемых научных изданий ВАК РФ:

- 1-а. Кулагин, Д. В. Антиферромагнетик с центром антисимметрии в постоянном внешнем магнитном поле как левая среда / Д. В. Кулагин, Г.Г. Левченко А. С. Савченко, А.С. Тарасенко, С. В. Тарасенко // Письма в ЖЭТФ. – 2010. – Т.92, №8. – С. 563-567.
- 2-а. Котов, В.А. Связь четности магнитной структуры легкоосного антиферромагнетика с характером рефракции электромагнитной волны ТМ- и ТЕ- типа / В.А. Котов , Д.В. Кулагин, А.С. Савченко, А.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, Л.Т. Цымбал, В.Г. Шавров // Известия РАН. Серия физическая. – 2011. – Т. 75, №5. - С. 755-759.
- 3-а. Кулагин, Д.В. Спин-волновая электродинамика границы раздела магнитоэлектрический мультиферроик - немагнитный диэлектрик /

- Д.В. Кулагин, Г.Г. Левченко, А.С. Савченко, А.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров // ЖЭТФ. – 2012. – Т.141, Вып.3. – С.40-563.
- 4-а. Кулагин, Д.В. Особая поверхностная волна, как условие максимального усиления интенсивности эванесцентной электромагнитной волны в прозрачной среде / Д.В. Кулагин, А.С. Савченко, А.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т. 95, №5. - С. 253-257.
- 5-а. Савченко, А. С. Таммовские особые поверхностные волны / А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // Доклады академии наук. – 2012. – Т. 446, № 4. - С. 398–400.
- 6-а. Кулагин, Д. В. Свойства эванесцентных волн в поляризованных средах в постоянном внешнем электрическом поле. I. Скомпенсированный антиферромагнетик / Д. В. Кулагин, Г. Г. Левченко, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // Оптика и спектроскопия. – 2013. - Т. 114, № 1. - С. 115-123.
- 7-а. Кулагин, Д. В. Свойства эванесцентных волн в поляризованных средах в постоянном внешнем электрическом поле. II. Нескомпенсированный антиферромагнетик / Д. В. Кулагин, Г. Г. Левченко, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // Оптика и спектроскопия. – 2013. - Т. 114, № 3. - С. 139-146.
- 8-а. Левченко, Г.Г. Особенности резонансного прохождения волны ТМ (ТЕ) типа через пластину антиферромагнетика в скрещенных магнитном и электрическом полях / Г. Г. Левченко, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // Физика низких температур. – 2014. - Т. 40, № 1. - С. 64–74.
- 9-а. Савченко, А. С. Новый механизм усиления эффекта Гуса–Хенхен на границе раздела прозрачных сред / А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // Письма в ЖЭТФ. – 2015. - Т. 102, Вып. 6. – С. 380-387.
- 10-а. Савченко, А. С. Безобменные магнитоэлектрические магноны — особый класс смешанных гибридных дипольных волн / А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // Письма в ЖЭТФ. – 2016. – Т.103, Вып.8. – С.588-596.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Дзялошинский, И.Е. К вопросу о магнитно-электрическом эффекте в 1. антиферромагнетиках / И.Е. Дзялошинский // ЖЭТФ. - 1959. - Т. 37(3). – С. 881-882.
2. Liu, Z. Antiferromagnetic Piezospintronics /Z.Liu Z.Feng,H.Yan et al.// Adv. Electron. Mater. - 2019.-1900176.
3. Baltz, V. Antiferromagnetic spintronics / V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi et al. // Rev. Mod. Phys. – 2018. – V.90. – 015005.
4. Sihvola, A. Metamaterials in electromagnetics / A. Sihvola // Metamaterials. – 2007. – V. 1, – P. 2–11.
5. Белов, К.П. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках / К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З.Левитин . - М.: Наука, 1979. – 317 с.

6. Shuvaev, A. Electric Field Control of Terahertz Polarization in a Multiferroic Manganite with Electromagnons / A. Shuvaev, V. Dziom, A. Pimenova et al. // Phys. Rev. Lett. – 2013. – V. 111. – 227201.
7. Желудев, И.С. Симметрия и ее приложения / И.С. Желудев. - М.: Энергоатомиздат, 1983. - 304 с.
8. Nemati, A. Tunable and reconfigurable metasurfaces and metadevices./ A. Nemati, Q. Wang, M H Hong et al// Opto- Electronic Advances – 2018.- V.1. – P.180009.
9. Фёдоров, Ф.И. Теория гиротропии / Ф.И. Фёдоров. - Минск: Наука и техника, 1976. – 456с
10. Electromagnetics of Bi-Anisotropic Materials: Theory and Applications / A.N. Serdyukov, I.V. Semchenko, S.A. Tretyakov, and A. Sihvola. - Gordon and Breach, Amsterdam, 2001. - 345 p.
11. Савченко, А.С. Магнитные поляритоны в центросимметричных антиферромагнитных структурах: эффекты электрического поля: дис. кандидата физ.-мат. наук: 01.04.11 / Савченко Андрей Сергеевич. – Донецк, 2008. – 16 с.
12. Кулагин, Д.В. Спин-волновая электродинамика гиротропных магнитных сред в постоянном внешнем электрическом поле: дис. кандидата физ.-мат. наук: 01.04.11 / Кулагин Дмитрий Вячеславович. – Донецк, 2010. – 21 с.
13. Хаус, Х. Волны и поля в оптоэлектронике / Х. Хаус; пер.с англ. под ред. К.Ф. Шипилова. – М.: Мир, 1988. – 430 с.
14. Бучельников, В.Д. Новые типы поверхностных волн в антиферромагнетиках с магнитоэлектрическим эффектом / В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров // ЖЭТФ. – 1996. – Т. 109, Вып. 2. - С. 706-716.
15. Ахиезер, А.И. Спиновые волны / А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. - М.: Наука, 1967. – 368 с.
16. Любимов, В.Н. Кристаллооптика с учетом магнитоэлектрического эффекта / В.Н. Любимов // Докл. АН СССР. – 1968. – Т. 181. №4. – С. 858–861.
17. Новотный, Л. Основы нанооптики / Л. Новотный, Б. Хехт, пер. с англ. - М.: Физматлит, 2011. – 484 с.
18. Kildal, P.-S. Artificially soft and hard surfaces in electromagnetics / P.-S. Kildal // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. - 1990. - V. 38, № 10. – P. 1537-1544.
19. Бреховских, Л.М. Волны в слоистых средах / Л. М. Бреховских. – М: Наука, 1973. – 343 с.

Подписано в печать 20.09.2019. Формат 60 x 84 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>.

Усл. печ. л. 1,2. Тираж 100 экз. Заказ № 349.

Редакционно-издательское управление

Тверского государственного университета.

Адрес: 170100, г. Тверь, Студенческий пер. 12, корпус Б.

Тел. РИУ (4822) 35-60-63.