

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Усиление спиновых волн в магнитных кристаллах

В.Д. Лахно

*Изложены результаты макроскопического подхода к описанию s–f-обменного взаимодействия электронов в упорядоченных и неупорядоченных магнетиках. Основное внимание уделено проблеме обменного усиления спиновых волн в кристаллах с антиферромагнитным порядком в условиях электронного дрейфа. Рассмотрены различные явления, сопутствующие эффекту усиления, а также обусловленные s–f-обменом радиоэлектрический эффект и магнитоплазменные явления. Построена микроскопическая теория усиления спиновых волн в квантующих магнитных полях.*

PACS numbers: 75.30.Ds, **72.30.+q**

## Содержание

1. Введение (717).
2. Магнитная восприимчивость (719).
  - 2.1. Магнитная восприимчивость антиферромагнетика в отсутствие s–f-обмена.
  - 2.2. Уравнение Ландау–Лифшица в антиферромагнетике с учетом s–f-обмена.
  - 2.3. Гидродинамическая теория магнитной восприимчивости в условиях s-f-обмена.
  - 2.4. Следствия, вытекающие из вида тензора  $\hat{\chi}^F(\mathbf{k}, \omega)$ .
3. s–f-обменное усиление спиновых волн в магнитоупорядоченных кристаллах (723).
  - 3.1. Качественное различие усиления в антиферромагнетиках и ферромагнетиках.
  - 3.2. Усиление спиновых волн в продольном поле.
  - 3.3. Усиление в скрещенных полях.
  - 3.4. Учет затухания спиновых волн.
  - 3.5. Учет разогрева электронов.
  - 3.6. Особенности антиферромагнитного резонанса в сверхпроводящих антиферромагнетиках.
  - 3.7. Особенности распространения звука в проводящих магнетиках.
  - 3.8. Необменные механизмы усиления спиновых волн.
4. Макроскопическая теория усиления спиновых волн в анизотропных антиферромагнетиках (729).
  - 4.1. Усиление спиновых волн в легкоплоскостном антиферромагнетике в магнитном поле, параллельном оси анизотропии.
  - 4.2. Усиление спиновых волн в легкоплоскостном антиферромагнетике в магнитном поле, перпендикулярном оси анизотропии.
5. Магнитоплазменные явления при s–f-обменном усилении спиновых волн (731).
  - 5.1. Связь тензора магнитной восприимчивости с проводимостью.
  - 5.2. Результаты кинетического подхода.
  - 5.3. Резонансные эффекты.

## 6. Теория с несколькими типами носителей (733).

6.1. Обобщение на два типа носителей. 6.2. Усиление в скрещенных полях. 6.3. Усиление в слабом магнитном поле.

## 7. Усиление спиновых волн в неупорядоченных магнетиках (735).

7.1. Общие замечания. 7.2. Спиновое стекло в отсутствие носителей тока. 7.3. s–f-обменный механизм усиления спиновых волн в спиновом стекле.

## 8. Радиоэлектрический эффект в антиферромагнетиках (737).

## 9. Квантовая теория усиления спиновых волн (738).

9.1. Гамильтониан s–f-обмена в одноосном антиферромагнетике. 9.2. Коэффициент усиления спиновых волн в магнитном поле. 9.3. Коэффициент усиления спиновых волн в ультраквантовом пределе. 9.4. Усиление в неквантующих полях.

## 10. Заключительные замечания (741).

## Список литературы (741).

## 1. Введение

Многие свойства конденсированных систем можно описать, используя лишь самые общие феноменологические модели конденсированного состояния. Основная цель настоящего обзора — последовательное изложение наиболее важных следствий, вытекающих из синтеза двух феноменологических моделей физики твердого тела: подвижных электронов как *твердотельной* плазмы и феноменологической магнитной среды, связанных сильным обменным взаимодействием. Использование модели твердотельной плазмы позволило описать электродинамические, магнитогидродинамические и магнитооптические явления, связанные со сплошной средой подвижных носителей заряда в металлах и полупроводниках [1–3]. В магнитных диэлектриках широкий круг явлений, связанный с высокочастотными и резонансными свойствами магнетиков, описывает феноменологическая модель, использующая лишь свойства симметрии и общие представления о природе магнитного состояния [4–6].

С феноменологической точки зрения, модель, описывающая свойства магнетиков, в которых имеются носители тока (например, ферромагнитные и антиферромаг-

В.Д. Лахно. Институт математических проблем биологии РАН, 142292 Пущино, Московская область, Россия  
Тел. (095) 923-35-58  
Факс (095) 938-19-14  
E-mail: com@impb.serpukhov.su

Статья поступила 23 января 1996 г.

нитные металлы и полупроводники), представляет собой локализованные магнитные моменты магнетиков, погруженные в среду подвижных носителей тока. Основная трудность для введения такой феноменологической модели — отсутствие макроскопического аналога имеющегося обменного взаимодействия между носителями тока и локализованными моментами в таких средах. Одним из возможных способов описания физических свойств магнитных полупроводников и металлов является микроскопический подход, основанный на  $s$ – $f$ -модели [7, 8]. При этом многие важные свойства не включаются в рассмотрение по принципиальным причинам. Так, например, последовательное использование микроскопического описания сталкивается с трудностями уже при решении простейших исходных задач о взаимодействии колебаний намагниченности с электронами проводимости. В самом деле, микроскопический расчет рассеяния спиновых волн на носителях тока, взаимодействие между которыми описывается микроскопическим  $s$ – $f$ -обменным гамильтонианом, непосредственно удается провести, если рассматривать электронный газ как бесстолкновительную плазму. В большинстве реальных магнитоупорядоченных кристаллов, однако, подвижность носителей, как правило, невелика, т.е. малы длины свободного пробега. В этом случае для подавляющего числа спиновых волн бесстолкновительный предел оказывается неприменим, и процесс взаимодействия спиновой волны с носителями тока имеет коллективный характер. Таким образом, в этом случае описание взаимодействия спиновой волны с носителями тока, как со сплошной средой (т.е. феноменологически), требует макроскопического рассмотрения  $s$ – $f$ -обмена.

Последовательный подход к решению этих вопросов изложен в разделе 2. В этом разделе дается вывод обобщенной магнитной восприимчивости проводящего изотропного антиферромагнетика, основанный на макроскопическом гидродинамическом подходе, асимптотически точном в пределе  $kl \ll 1$  (где  $k$  — волновой вектор спиновой волны,  $l$  — длина пробега электрона). Введение макроскопического описания  $s$ – $f$ -обменного взаимодействия при расчете магнитной восприимчивости основано на введении в уравнения Ландау – Лифшица для намагниченности помимо эффективного поля, имеющегося в кристалле в отсутствие носителей тока, эффективного поля, обусловленного  $s$ – $f$ -обменом. В такой постановке развиваемый в этом разделе подход может служить основой для описания процессов, в которых оказывается важным классическое описание  $s$ – $f$ -обменного взаимодействия. Полученные здесь результаты применимы к описанию широкого круга явлений в антиферромагнитных полуметаллах, вырожденных и невырожденных магнитных полупроводниках, свойства которых во многом определяются сильным  $s$ – $f$ -обменным взаимодействием.

В разделе 3 полученные результаты применяются к одной из нерешенных проблем — проблеме усиления спиновых волн. Несмотря на то, что эффект усиления спиновых волн потоком быстрых заряженных частиц был предсказан более тридцати лет назад [9], его практическая реализация и в настоящее время сталкивается с рядом серьезных трудностей.

Основной результат, полученный в этом разделе и являющийся следствием объединенной модели, состоит в том, что в ферромагнитных полупроводниках, с

которыми были связаны все попытки реализовать усиление спиновых волн электронным дрейфом, коэффициент усиления, обусловленный  $s$ – $f$ -обменным взаимодействием, тождественно обращается в нуль. Отличный от нуля вклад в этом случае может быть обусловлен лишь релятивистским взаимодействием пучка с намагниченностью. В отличие от ферромагнетиков в антиферромагнетиках основной вклад в коэффициент усиления спиновых волн дает  $s$ – $f$ -обменное взаимодействие. Такое различие вытекает уже из самых общих соображений о законе сохранения полного магнитного момента. По своей природе  $s$ – $f$ -обменное взаимодействие является электростатическим взаимодействием, т.е. сохраняющим магнитный момент кристалла, вследствие чего черенковское излучение быстро движущимся в ферромагнетике электроном оказывается запрещенным законом сохранения. В антиферромагнетиках полное число магнонов из-за наличия двух подрешеток не является интегралом движения, вследствие чего при выполнении черенковского условия электрон, движущийся в антиферромагнетике, становится источником излучения магнонов [10].

На основе общего дисперсионного уравнения, вытекающего из полученного в предыдущем разделе выражения для обобщенной восприимчивости, для распространения спиновых волн в условиях электронного дрейфа в разделах 3.2–3.4 вычисляется коэффициент усиления спиновых волн электронным дрейфом в изотропных антиферромагнетиках при различных конфигурациях электрического и магнитного полей. В отсутствие дрейфа полученные результаты определяют вклад  $s$ – $f$ -обмена в затухание спиновых волн, ширину неоднородного антиферромагнитного резонанса, порог параметрического возбуждения спиновых волн, особенности обменного механизма релаксации магнонов в сверхпроводящих антиферромагнетиках и другие эффекты, обусловленные  $s$ – $f$ -обменом. В этом же разделе получено дисперсионное уравнение, описывающее совместное распространение звуковых и спиновых волн, связанных посредством электронов проводимости антиферромагнетика. Обсуждается ряд эффектов, к которым приводит такая связь.

В разделе 4 рассматривается усиление и затухание спиновых волн в анизотропных антиферромагнетиках. Большинство антиферромагнетиков, как правило, оказываются в магнитном отношении сильно анизотропными кристаллами. В зависимости от типа анизотропии и ориентации внешних полей по отношению к осям анизотропии изменяются магнонные частоты и частоты антиферромагнитного резонанса. Соответственно, изменяются условия релаксации и возбуждения спиновых волн. В качестве примера в этом разделе рассмотрен антиферромагнетик с анизотропией типа легкой плоскости. Показано, что вклад  $s$ – $f$ -обмена в релаксацию магнитного момента в этом случае оказывается резко анизотропным по отношению к выбору направления внешнего магнитного поля. Соответствующей анизотропией обладают и коэффициенты усиления спиновых волн. Полученные в этом разделе результаты могут служить основой для расчета различных эффектов, обусловленных электронами проводимости, рассматриваемых как столкновительная плазма в кристаллах с любым типом магнитной анизотропии.

Раздел 5 посвящен магнитоплазменным явлениям в антиферромагнитных полупроводниках и металлах. Как

известно, многие важные магнитоплазменные явления не могут быть рассмотрены в рамках гидродинамического описания электронной жидкости. С этой целью вместо гидродинамического описания, использованного в предыдущих разделах, в этом разделе применяется более общий подход, основанный на использовании кинетического уравнения. Полное описание плазменной подсистемы в этом подходе ведется в терминах формализма тензора проводимости (или тензора диэлектрической проницаемости); при этом в гидродинамическом пределе  $kl \ll 1$  получающиеся на этом пути результаты переходят в результаты разделов 2–4.

Построенная в этом разделе теория дает регулярный способ расчета различных магнитоплазменных эффектов в условиях  $s$ – $f$ -обменного взаимодействия электронов с магнитной подсистемой. В качестве примера рассмотрены резонансные эффекты в вырожденных полупроводниках и полуметаллах. Получены общие выражения для затухания и усиления спиновых волн в условиях циклотронного и геометрического резонансов, указаны условия, при которых затухание и усиление спиновых волн оказываются осциллирующими функциями волнового вектора и внешнего магнитного поля.

В разделе 6 полученные выше результаты обобщаются на случай нескольких типов носителей тока. В частном случае, когда в кристалле имеются электроны и дырки (примесные и собственные полупроводники, полуметаллы), приводятся выражения для усиления и затухания спиновых волн, обусловленные  $s$ – $f$ -обменом. Полученные здесь результаты используются для анализа случая, когда отсутствует полная поляризация электронов по спину, т.е. в случае слабых магнитных полей. При макроскопическом описании это соответствует наличию двух типов носителей тока: со спинами, ориентированными вдоль и против направления внешнего магнитного поля. В этих условиях вклад  $s$ – $f$ -обмена в рассмотренные в предыдущих разделах эффекты оказывается линейным по магнитному полю и обращается в нуль в его отсутствие.

В разделе 7 рассмотрен  $s$ – $f$ -обменный механизм усиления спиновых волн в неупорядоченных магнетиках. Исследование этого случая представляет как общефизический, так и практический интерес по ряду причин:

1. Стандартный подход, основанный на решении уравнений Ландау–Лифшица для подрешеток магнитоупорядоченного кристалла, здесь неприменим.

2. Неупорядоченное состояние реализуется для большого числа проводящих магнетиков, обладающих рекордными значениями подвижностей.

В качестве примера в этом разделе рассмотрено усиление спиновых волн в спиновых стеклах.

В разделе 8 рассмотрен эффект, обратный изученному в предыдущих разделах эффекту усиления спиновых волн дрейфующим электронным потоком, состоящий в возникновении разности потенциалов в образце, через который проходит спиновая волна, увлекающая за собой носители тока. Принципиальное упрощение условий его наблюдения заключается в отсутствии необходимости создавать внешним электрическим полем дрейфовые потоки носителей. Большая величина радиоэлектрического эффекта, обусловленного  $s$ – $f$ -обменным взаимодействием в антиферромагнетиках, делает интересным его изучение с точки зрения как практического использования в СВЧ электронике, так и применения в качестве

эффективного способа детектирования процессов, связанных с электрон-магнным взаимодействием в полупроводниках и полуметаллах.

Раздел 9 посвящен квантовомеханическому подходу к описанию усиления спиновых волн черенковскими электронами в случае  $kl \gg 1$ , т.е. противоположном рассмотренному в предыдущих разделах. Этот предельный случай может выполняться для коротковолновой части магнного спектра в кристаллах с большой подвижностью носителей тока. На примере антиферромагнетика с одноосной анизотропией в этом разделе получены выражения для коэффициента усиления спиновых волн как в квантующем, так и в неквантующем внешнем магнитном поле.

На рис. 1 схематически показаны различные типы магнитоупорядоченных структур в рассматриваемых ниже случаях.

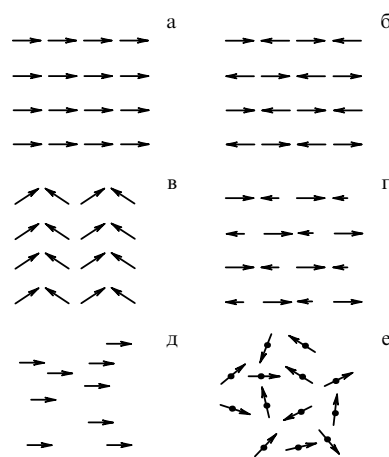


Рис. 1. Схематическое изображение расположения спинов в некоторых магнетиках: (а) ферромагнетик; (б) антиферромагнетик; (в) антиферромагнетик в магнитном поле, слабый ферромагнетик; (г) ферримагнетик; (д) аморфный ферромагнетик; (е) спиновое стекло.

## 2. Магнитная восприимчивость

Широкий круг явлений в проводящих антиферромагнетиках может быть описан с помощью простейшей двухподрешеточной феноменологической модели, в которой магнитные моменты подрешеток рассматриваются как классические векторы. Используемый ниже общий подход к рассматриваемым явлениям основан на расчете обобщенной магнитной восприимчивости, зависящей от частоты и волнового вектора.

### 2.1. Магнитная восприимчивость антиферромагнетика в отсутствие $s$ – $f$ -обмена

Для дальнейшего представляется целесообразным привести результаты для магнитной восприимчивости и спектра спиновых волн в изотропном антиферромагнетике, вытекающие из феноменологического рассмотрения. В макроскопическом подходе движение намагниченностей подрешеток антиферромагнетика  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  описывается уравнением Ландау–Лифшица:

$$\frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial t} = g(\mathbf{M}_1 \times \mathbf{H}_1), \quad \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t} = g(\mathbf{M}_2 \times \mathbf{H}_2), \quad (1)$$

где  $g = 2\mu_0/\hbar$ ,  $\mu_0 = e\hbar/2m_0c$  — магнетон Бора,  $\mathbf{H}_1$  и  $\mathbf{H}_2$  — эффективные магнитные поля, действующие на первую и вторую подрешетки соответственно. Их вид определяется вариациями функционала полной энергии антиферромагнетика  $\Phi$  по намагниченностям подрешеток:

$$\mathbf{H}_1 = -\frac{\delta\Phi}{\delta\mathbf{M}_1}, \quad \mathbf{H}_2 = -\frac{\delta\Phi}{\delta\mathbf{M}_2}, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi = & \int \delta_0 \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 d^3r + \int \alpha_{12} \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x_i} d^3r - \\ & - \frac{1}{2} \int \mathbf{H}^{(m)} \cdot (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) d^3r - \int \mathbf{H} \cdot (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) d^3r + \\ & + \frac{1}{2} \alpha \int \left( \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial x_i} + \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial x_i} \right) d^3r \end{aligned} \quad (3)$$

— функционал полной энергии изотропного безграничного антиферромагнетика. Здесь  $\delta_0$ ,  $\alpha$ ,  $\alpha_{12}$  — феноменологические обменные константы,  $\mathbf{H}^{(m)}$  — магнитное поле, созданное намагниченностью антиферромагнетика,  $\mathbf{H}$  — внешнее магнитное поле. С учетом (2), (3) для эффективных полей получим

$$\mathbf{H}_1 = -\delta_0(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) + \alpha \nabla^2 \mathbf{M}_1 + \alpha_{12} \nabla^2 \mathbf{M}_2 + \mathbf{H} + \mathbf{H}^{(m)},$$

$$\mathbf{H}_2 = -\delta_0(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) + \alpha \nabla^2 \mathbf{M}_2 + \alpha_{12} \nabla^2 \mathbf{M}_1 + \mathbf{H} + \mathbf{H}^{(m)}. \quad (4)$$

Разлагая  $\mathbf{H}_1$  и  $\mathbf{H}_2$  в ряд по малым отклонениям намагниченности  $\mathbf{m}_1$ ,  $\mathbf{m}_2$  и поля  $\delta\mathbf{H}_1$ ,  $\delta\mathbf{H}_2$  в окрестности равновесных положений

$$\mathbf{H}_1^0 = \mathbf{H}_2^0 = -\delta_0(\mathbf{M}_{10} + \mathbf{M}_{20}) + \mathbf{H} \quad (5)$$

и переходя от величин  $m(r, t)$ ,  $H^{(m)}(r, t)$  к компонентам Фурье,

$$\begin{aligned} \mathbf{m}_1(\mathbf{r}, t) &= \int \mathbf{m}_1(\mathbf{k}, \omega) \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)] d^3k d\omega, \\ \mathbf{H}^{(m)}(\mathbf{r}, t) &= \int \mathbf{h}(\mathbf{k}, \omega) \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)] d^3k d\omega, \end{aligned} \quad (6)$$

с использованием (4)–(6) получим уравнения Ландау–Лифшица для фурье-компонент отклонений поля и намагниченности:

$$\begin{aligned} -i\omega \mathbf{m}_1 &= g(\mathbf{M}_{10} \times [\mathbf{h} - (\delta_0 + \alpha k^2)\mathbf{m}_1 - (\delta_0 + \alpha_{12}k^2)\mathbf{m}_2]), \\ -i\omega \mathbf{m}_2 &= g(\mathbf{M}_{20} \times [\mathbf{h} - (\delta_0 + \alpha k^2)\mathbf{m}_2 - (\delta_0 + \alpha_{12}k^2)\mathbf{m}_1]). \end{aligned} \quad (7)$$

Решая систему (7) и вводя тензор магнитной восприимчивости антиферромагнетика

$$\mathbf{m}(\mathbf{k}, \omega) = \mathbf{m}_1(\mathbf{k}, \omega) + \mathbf{m}_2(\mathbf{k}, \omega) = \hat{\chi}(\mathbf{k}, \omega)\mathbf{h}(\mathbf{k}, \omega), \quad (8)$$

получим для компонент  $\chi_{ij}$  следующие выражения:

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \chi_{xx} &= \frac{2a(A+B)}{\omega_+^2 - \omega^2}, \quad \chi_{yy} = \frac{2a(A+B) + 2d(C-D)}{\omega_+^2 - \omega^2}, \\ \chi_{zz} &= \frac{2d(C-D)}{\omega_-^2 - \omega^2}, \quad \chi_{xy} = -\frac{2ia\omega}{\omega_+^2 - \omega^2}, \\ \chi_{yz} &= 0, \quad \chi_{zx} = 0, \quad \chi_{yx} = -\chi_{xy}, \\ \omega_{\pm}^2 &= (A \pm B)^2 + C^2 - D^2; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} A &= -g(\delta_0 + \alpha k^2)M_0 \frac{H}{H_c}, \quad B = -g(\delta_0 + \alpha_{12}k^2)M_0 \frac{H}{H_c}, \\ C &= -gM_0(\delta_0 + \alpha k^2)\sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}}, \\ D &= -gM_0(\delta_0 + \alpha_{12}k^2)\sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}}, \\ \alpha &= -gM_0 \frac{H}{H_c}, \quad d = -gM_0\sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь  $H_c = 2\delta_0 M_0$  — поле схлопывания подрешеток антиферромагнетика.

В длинноволновом пределе ( $k \rightarrow 0$ ) выражения (10) принимают вид

$$\begin{aligned} \chi_{xx} &= \frac{\omega_+^2}{\omega_+^2 - \omega^2} \chi_0, \quad \chi_{yy} = \frac{\omega_+^2 + \omega_-^2}{\omega_+^2 - \omega^2} \chi_0, \\ \chi_{zz} &= \frac{\omega_-^2}{\omega_-^2 - \omega^2} \chi_0, \quad \chi_{xy} = -\frac{i\omega\omega_+}{\omega_+^2 - \omega^2} \chi_0; \\ \omega_+^2 &= (gH)^2, \quad \chi_0 = \frac{1}{\delta_0}, \\ \omega_-^2 &= 2(gM_0)^2\delta_0(\alpha - \alpha_{12})k^2 \left(1 - \frac{H^2}{H_c^2}\right). \end{aligned} \quad (12)$$

Спектр спиновых волн находится из дисперсионного уравнения [4]

$$k^2 + 4\pi k_i k_j \chi_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = 0 \quad (13)$$

и в силу малости величины  $\chi_0$  определяется полюсами тензора  $\hat{\chi}$ . Таким образом, величины  $\omega_+$ ,  $\omega_-$  определяют две ветви ( $\omega_+$  — оптическую,  $\omega_-$  — акустическую) возбуждений антиферромагнетика.

## 2.2. Уравнение Ландау–Лифшица в антиферромагнетике с учетом s–f-обмена

Рассматривая спины магнитных атомов как классические векторы, запишем гамильтониан обменного взаимодействия электронов проводимости с магнитной подсистемой антиферромагнетика в виде

$$H_{\text{int}} = -\frac{A}{2}(\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2) \cdot \mathbf{l}_z, \quad (14)$$

где  $\mathbf{S}_1$ ,  $\mathbf{S}_2$  — спины магнитных атомов первой и второй подрешеток соответственно;  $A$  — интеграл s–f-обмена;  $\mathbf{l}_z$  — единичный вектор в направлении оси  $z$ . Таким образом, функционал полной энергии антиферромагнетика  $\Phi$  с учетом электронов проводимости принимает

вид

$$\tilde{\Phi} = \Phi - \frac{A}{2} \int (S_1^z + S_2^z) n(r) d^3r, \quad (15)$$

где  $n(r)$  — концентрация электронов в зоне проводимости. При этом считается, что все электроны поляризованы по спину, для чего необходимо выполнение условия

$$\frac{1}{2} A(S_1^z + S_2^z) > \varepsilon,$$

где  $\varepsilon = \varepsilon_F$  — энергия Ферми для вырожденного газа электронов и  $\varepsilon = k_B T$  — для невырожденного. С учетом соотношения между намагниченностью подрешетки и спином магнитного атома  $\mathbf{M}_1 = (2\mu_0/a^3)\mathbf{S}_1$ , где  $a$  — постоянная решетки, для эффективного магнитного поля получим

$$\tilde{\mathbf{H}}_1 = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_{1,s-f}, \quad \mathbf{H}_{1,s-f} = \frac{A}{4\mu_0} a^3 n(r) \mathbf{l}_z. \quad (16)$$

Таким образом, уравнения Ландау–Лифшица с учетом s–f-обмена принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial t} &= g(\mathbf{M}_1 \times \mathbf{H}_1) + g(\mathbf{M}_1 \times A_s n(r) \mathbf{l}_z), \\ \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t} &= g(\mathbf{M}_2 \times \mathbf{H}_2) + g(\mathbf{M}_2 \times A_s n(r) \mathbf{l}_z), \\ A_s &= \frac{A}{4\mu_0} a^3. \end{aligned} \quad (17)$$

Из формул (16), (17) следует, что s–f-обменный вклад можно рассматривать как добавочное магнитное поле с заменой в уравнениях (1)  $\mathbf{H}$  на  $\mathbf{H} + A_s n(r) \mathbf{l}_z$ . Линеаризация добавочных членов в (17) вблизи равновесных значений намагниченности и концентрации приводит к соотношению

$$\begin{aligned} g[\mathbf{M}_1 \times A_s n(r) \mathbf{l}_z] &= g[\mathbf{M}_{10} \times A_s n_0 \mathbf{l}_z] + \\ &+ g[\mathbf{M}_1^0 \times A_s n_1 \mathbf{l}_z] + g[\mathbf{m}_1 \times A_s n_0 \mathbf{l}_z]. \end{aligned} \quad (18)$$

Из формул (17), (18) следует, что первый член в правой части (18) дает вклад в величину равновесного магнитного поля:

$$\tilde{\mathbf{H}}_1^0 = -\delta_0(\mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_1) + \mathbf{H}_1^0 + g A_s n_0 \mathbf{l}_z. \quad (19)$$

Последний член в правой части (18) приводит к перенормировке магнотных частот  $\omega_{\pm}$  и магнитного поля  $\mathbf{H}$  с заменой в формулах (10), (12)  $\mathbf{H}$  на  $\mathbf{H} + g A_s n_0 \mathbf{l}_z$ . Отсюда, в частности, вытекает, что в случае изотропного антиферромагнетика присутствие электронов проводимости приводит к возникновению слабого ферромагнетизма при сколь угодно малой концентрации носителей тока. Другой важный вывод вытекает из вида перенормированных магнотных частот  $\omega_{\pm}$  (12), в которые входит перенормированное магнитное поле. Из (17), (18) следует, что  $\omega_{\pm} > 0$  при любом значении концентрации носителей тока, вплоть до величины  $n_{cr} = H_c/gA_s$ , при которой в отсутствие внешнего магнитного поля происходит схлопывание подрешеток антиферромагнетика. Таким образом, однородное состояние намагниченности и концентрации носителей тока оказывается устойчи-

вым относительно длинноволновых флуктуаций. В работе [8] показано, что при концентрации носителей тока  $n_1 < n_{cr}$  и в достаточно слабом внешнем магнитном поле  $H \ll H_c$  в изотропном антиферромагнетике, вообще говоря, возможно возникновение неоднородного равновесного распределения. Согласно [11], образование таких неоднородных состояний всегда отделено от однородных потенциальным барьером, обусловленным короткодействующим характером s–f-обменного взаимодействия. Это обстоятельство проявляется, в частности, в том, что неустойчивость однородного состояния возможна лишь относительно коротковолновых флуктуаций. При этом, однако, исходная модель (15), использованная для анализа этой ситуации в [8], становится уже неадекватной. В дальнейшем будет рассматриваться только случай однородных равновесных распределений намагниченности и носителей тока во всем интервале изменения магнитного поля.

С учетом этих замечаний в линеаризованных уравнениях Ландау–Лифшица следует сохранить лишь второй член в правой части (18), проводя при этом соответствующие перенормировки частот и поля. Из вида второго члена в (18)

$$g[\mathbf{M}_{10} \times A_s n_1(r, t) \mathbf{l}_z] \quad (20)$$

следует, что он тождественно обращается в нуль в случае ферромагнетика, поскольку в ферромагнетике  $\mathbf{M}_1^0 = \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{l}_z$  и в случае антиферромагнетика в поле  $H \geq H_c$ . Как показано в разделе 3, при равной нулю температуре решетки это обстоятельство является следствием закона сохранения полного числа магнонов при ферромагнитном упорядочении.

Разлагая отклонения концентрации носителей тока от равновесного значения  $n_1(r, t)$  в ряд Фурье,

$$n_1(\mathbf{r}, t) + \sum n'(\mathbf{k}, \omega) \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)], \quad (21)$$

с учетом сделанных выше замечаний вместо (17) получим систему уравнений, записанную для фурье-компонент поля и концентрации:

$$\begin{aligned} -i\omega \mathbf{m}_1 &= g(\mathbf{M}_{10} \times [\mathbf{h} + A_s n' \mathbf{l}_z - (\delta_0 + \alpha k^2) \mathbf{m}_1 - \\ &- (\delta_0 + \alpha_{12} k^2) \mathbf{m}_2]), \\ -i\omega \mathbf{m}_2 &= g(\mathbf{M}_{20} \times [\mathbf{h} + A_s n' \mathbf{l}_z - (\delta_0 + \alpha k^2) \mathbf{m}_2 - \\ &- (\delta_0 + \alpha_{12} k^2) \mathbf{m}_1]). \end{aligned} \quad (22)$$

### 2.3. Гидродинамическая теория магнитной восприимчивости в условиях s–f-обмена

При макроскопическом описании s–f-обменного взаимодействия электронов проводимости со спиновой волной будем исходить из того, что при распространении спиновой волны по кристаллу вдоль оси  $z$  на электрон действует сила

$$-\frac{\partial}{\partial z} H_{\text{int}},$$

где  $H_{\text{int}}$  — гамильтониан s–f-обменного взаимодействия. Эта сила может рассматриваться как сторонняя (или электродвижущая сила), которой в соответствии с (14) можно сопоставить напряженность поля сторонних

сил:

$$E_z = -\frac{A_s}{e} \left( \frac{\partial M_1^z}{\partial z} + \frac{\partial M_2^z}{\partial z} \right), \quad (23)$$

где  $e$  — заряд электрона. В результате для электростатической индукции  $\mathbf{D}$  получим

$$D_z = \varepsilon E_z + \frac{A_s \varepsilon}{e} \left( \frac{\partial S_1^z}{\partial z} + \frac{\partial S_2^z}{\partial z} \right), \quad (24)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость кристалла. Для получения замкнутой системы уравнений следует дополнить соотношения (23), (24) уравнениями Максвелла и гидродинамики для электронной жидкости в среде:

$$\text{rot } \mathbf{H}^{(m)} = 0, \quad (25)$$

$$\text{div } \mathbf{H}^{(m)} = -4\pi \text{div}(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2), \quad (26)$$

$$\text{div } \mathbf{D} = en_1, \quad (27)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{e}{m} \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) - \mathbf{v}\mathbf{v} + \frac{T}{m} \frac{1}{\rho} \nabla_r \rho, \quad (28)$$

$$\text{div } \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad (29)$$

где  $\rho = -en$ ,  $\mathbf{j} = -e\mathbf{v}$  — плотность заряда и ток соответственно. Здесь уравнения (25), (26) описывают колебания намагниченности кристалла в магнитостатическом приближении. В отсутствие электронов уравнения (25), (26) совместно с уравнениями Ландау–Лифшица приводят к дисперсионному уравнению для спиновых волн (13) в магнитостатическом приближении. Уравнение (28) представляет собой уравнение для скорости дрейфа электронов в магнитном поле с учетом столкновений ( $v$  — частота столкновений электронов) и вклада тензора внутреннего давления (последний член в правой части (28)). Уравнение непрерывности (29) замыкает систему уравнений (17), (24) и (25)–(29).

Переходя в (25)–(29) к фурье-компонентам по формулам (6), (21) и по формуле

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{v}_0 + \int \mathbf{v}'(\mathbf{k}, \omega) \exp[i(kr - \omega t)] d\omega d^3k \quad (30)$$

для скорости (здесь  $v_0$  — скорость дрейфа носителей тока), находим из (29) для отклонения равновесной концентрации величину

$$n'(k, \omega) = \frac{v'(k, \omega) n_0 k}{\omega - kv_0}. \quad (31)$$

Рассмотрим движение электронов с учетом рассеяния и диффузии вдоль направления распространения спиновой волны. Для отличной от нуля фурье-компоненты поля  $E_z'$  из уравнения (28) находим связь между компонентами  $E_z'$  и  $v'(k, \omega)$ :

$$v'_z(k, \omega) = i \frac{e}{m} \frac{E_z'}{L(\omega, k)},$$

$$L(\omega, k) = kv_0 - \omega - i\nu + \frac{D\nu k^2}{\omega - kv_0} + \frac{\omega_c^2 \sin^2 \theta (ku_0 - \omega - i\nu)}{\omega_c^2 \cos^2 \theta - (kv_0 - \omega - i\nu)^2}, \quad (32)$$

где  $\theta$  — угол между направлениями магнитного поля и скорости дрейфа электронов,  $D = k_B T / mv$  — коэффициент диффузии электронов,  $\omega_c = eH / mc$  — циклотронная частота. Учитывая связь  $D(k, \omega)$  и  $n'(k, \omega)$ , вытекающую из (27),

$$ikD(k, \omega) = -en'(k, \omega), \quad (33)$$

и связь  $D$  с  $\mathbf{m}_1(k, \omega)$ ,  $\mathbf{m}_2(k, \omega)$ , из соотношения (24) получим

$$D(k, \omega) = \varepsilon E(k, \omega) + ik \frac{A_s}{e} [m_1(k, \omega) + m_2(k, \omega)]. \quad (34)$$

Из (31)–(34) находим

$$n'(k, \omega) = \frac{k^2 [m_1(k, \omega) + m_2(k, \omega)] A_s n_0}{[v\omega_R + (\omega - kv_0)L(\omega, k)]m}, \quad (35)$$

где  $\omega_R = e^2 n / \varepsilon m v$  — частота диэлектрической релаксации.

Подставляя (35) в (22), получим систему уравнений, решение которой приводит к тензору магнитной восприимчивости  $\hat{\chi}^F$ , по структуре совпадающему с введенным ранее для случая антиферромагнетика без электронов с компонентами  $\chi_{xx}$ ,  $\chi_{yy}$ ,  $\chi_{yx}$ , определяемыми (10), и  $\chi_{zz}$  вида

$$\chi_{zz} = \frac{2d(C - D)}{\omega_-^2 - \omega^2 + 2F(C - D)}, \quad (36)$$

где

$$F = gM_0 \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}} \frac{k^2 A_s^2 n_0}{[v\omega_R + (\omega - kv_0)L(\omega, k)]m}. \quad (37)$$

В длинноволновом пределе  $k \rightarrow 0$  с использованием определения (37) компонента тензора обобщенной восприимчивости  $\chi_{zz}$  принимает вид

$$\chi_{zz} = \frac{\omega_-^2}{\omega_-^2 - \omega^2 + 2F(C - D)} \chi_0, \quad (38)$$

$$2F(C - D) = Fv_s k^2 \sqrt{\frac{\alpha - \alpha_{12}}{2\delta_0}},$$

$v_s$  — скорость спиновых волн.

Формулы (36), (38) полностью определяют тензор магнитной восприимчивости антиферромагнетика при наличии электронного дрейфа. Из формулы (38) следует, что при  $k = 0$ , т.е. в отсутствие пространственной дисперсии, магнитная восприимчивость имеет такой же вид, как и в отсутствие носителей тока. Все различие в этом случае состоит только в том, что в (36), (38) входят перенормированные частоты и поле (раздел 2.2). Как следует из приведенного вывода, этот результат является общим и не зависит от выбранной модели (в данном случае — изотропный антиферромагнетик).

#### 2.4. Следствия, вытекающие из вида тензора $\hat{\chi}^F(\mathbf{k}, \omega)$

Тензор  $\hat{\chi}^F(\mathbf{k}, \omega)$  является одной из наиболее фундаментальных величин, определяющих свойства рассматриваемой среды. Компоненты тензора  $\hat{\chi}^F(\mathbf{k}, \omega)$ , определяемого формулами (36), (38), удовлетворяют соотношениям Крамерса–Кронига и, в частности, позволяют определить вклад носителей тока в поглощение, в

статическую восприимчивость и другие, важные с практической точки зрения, величины. Знание  $\hat{\chi}^F(\mathbf{k}, \omega)$  полностью определяет спектральное распределение флуктуаций плотности магнитного момента [4], что, в частности, позволяет найти вклад носителей в температурную зависимость равновесной намагниченности. Корреляционные функции магнитного момента [4] определяют сечения нейтронного рассеяния  $d\sigma$ . Аналогично случаю нейтронного рассеяния, знание корреляторов магнитного момента однозначно определяет рассеяние света колебаниями намагниченности антиферромагнетика. Во всех случаях формулы (36), (38) позволяют определить вклад носителей тока в указанные эффекты.

Выражения для обобщенной восприимчивости (36), (38) применимы для описания самых различных сред: антиферромагнитных металлов, вырожденных и невырожденных магнитных полупроводников, в которых оказывается необходимым учет  $s$ – $f$ -обменного взаимодействия. По существу, формулы (36), (38) определяют электродинамику таких сред в тех случаях, когда решающая роль принадлежит дисперсии. Дисперсионное уравнение

$$\det \left| \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij} \mu_{ij}^F - k^2 \delta_{ij} + k_i k_j \right| = 0 \quad (39)$$

полностью определяет возможные ветви электромагнитных волн в таких средах; при этом диэлектрическая проницаемость  $\hat{\varepsilon}$  и магнитная проницаемость  $\hat{\mu}$  являются единственными параметрами вещества, входящими в формулу (39). В следующем разделе полученные результаты применяются для исследования влияния электронного дрейфа на спектр спиновых волн.

### 3. $s$ – $f$ -обменное усиление спиновых волн в магнитоупорядоченных кристаллах

#### 3.1. Качественное различие усиления в антиферромагнетиках и ферромагнетиках

Проблема усиления спиновых волн в кристаллах с магнитным порядком потоком дрейфующих электронов давно привлекает внимание исследователей. Впервые на возможность осуществить усиление потоком электронов, движущихся со скоростью, превосходящей фазовую скорость спиновых волн, было указано в работе [9]. В случае ферромагнитных полупроводников возможность усиления спиновых волн электронами проводимости теоретически исследовалась в работах [12–18]. Попытки, предпринятые для экспериментального обнаружения эффекта, хотя и не свидетельствуют однозначно о наличии усиления, дают основание предполагать возможность практического его осуществления. Так, в работе [19] было обнаружено уменьшение затухания СВЧ сигнала в ферромагнетике  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  под действием потока носителей, вызванного сильным электрическим полем. В последующих работах [20–22] были предприняты попытки получить усиление магнитоэлектрических волн в слоистых системах типа феррит–полупроводник, причем также было обнаружено уменьшение затухания под действием электрического поля. Вплоть до настоящего времени, однако, отсутствуют надежные экспериментальные данные об усилении спиновых волн носителями тока.

Основная трудность в создании условий, благоприятных для наблюдения усиления в ферромагнетике, связана с тем, что основным механизмом, приводящим к генерации магнонов в этих кристаллах, является релятивистское взаимодействие носителей тока с магнитным моментом кристалла:

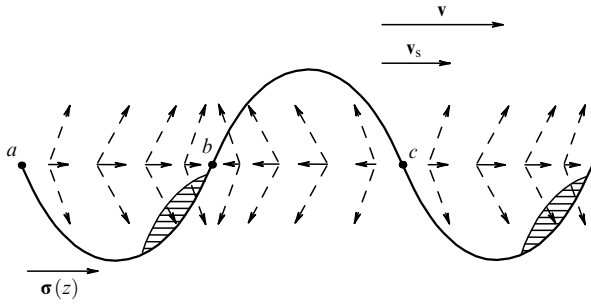
$$H = -\frac{e}{mc} \mathbf{A}(r) \cdot \hat{\mathbf{P}}, \quad (40)$$

где  $\mathbf{A}(r)$  — векторный потенциал, создаваемый осцилляторами намагниченности,  $\hat{\mathbf{P}}$  и  $m$  — импульс и эффективная масса носителя. Как следствие, для наблюдения заметного усиления требуются пучки электронов со скоростями, сравнимыми со скоростью света [4] (при этом, как правило, рассматриваются пучки электронов в вакууме над поверхностью ферромагнитного металла). Принципиальным ограничением величины коэффициента усиления спиновых волн в этом случае является (если отвлечься от чисто технических трудностей) ограничение плотности электронов в пучке. Практически трудно достижимой является уже концентрация  $n \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . В связи с этим в работах [12–14] было предложено осуществить усиление электронами проводимости в ферромагнитном полупроводнике. Основные надежды здесь связывались с возможностью существенно повысить концентрацию носителей тока, принимающих участие в усилении. Главной трудностью в этом случае является невозможность создания дрейфового потока с достаточно большой скоростью (практически трудно достижимой является уже скорость на 3–4 порядка меньше скорости света). Как следствие, и в этом случае коэффициент усиления спиновых волн в ферромагнитном полупроводнике оказывается незначительным (попытка практически осуществить усиление была предпринята в [19]).

Как впервые было показано в [10] на основе микроскопического подхода, имеется качественное различие между генерацией спиновых волн потоком электронов проводимости в ферромагнетиках и антиферромагнетиках. Согласно [10], основным механизмом усиления в антиферромагнетиках является не релятивистское взаимодействие (40), а сильное обменное взаимодействие электронов проводимости со спинами магнитных подрешеток. Это приводит к величине коэффициента усиления на несколько порядков большей, чем в случае релятивистского механизма, и, как следствие, к возможности практического осуществления эффекта в этих кристаллах. Качественное отличие случая антиферромагнетика от случая ферромагнетика может быть понято на основании следующих соображений. Как в антиферромагнетиках, так и в ферромагнетиках взаимодействие носителей тока со спинами магнитных атомов описывается гамильтонианом  $s$ – $f$ -обмена:

$$H = -A_s M_r^z \sigma_r^z, \quad (41)$$

где  $A_s$  — константа  $s$ – $f$ -обмена (17),  $M_r^z$  — намагниченность кристалла,  $\sigma_r^z$  — спин электрона. Однако, если в случае антиферромагнетика возможно образование волны спиновой плотности без изменения суммарного момента системы (рис. 2), то в ферромагнетике наличие такой волны обязательно связано с нарушением полного момента системы. Поскольку взаимодействие (41) сохра-



**Рис. 2.** Схематическое изображение волны спиновой плотности. Штриховыми стрелками показаны отклонения спинов магнитных атомов антиферромагнетика так, что суммарное изменение магнитного момента  $\Delta M_r = 0$ .

няет полный момент, то в ферромагнетике такие процессы оказываются запрещенными<sup>1</sup>.

В антиферромагнетике для электрона со спином  $\sigma^z$ , направленным вдоль оси, участок волны (a, b) на рис. 2 является притягивающим, поскольку соответствует выигрышу в энергии электрона (41), в то время как участок (b, c) — отталкивающим. По существу рассматриваемая ситуация в антиферромагнетике аналогична случаю взаимодействия упругих волн с электронами проводимости в кристаллах: роль потенциала деформации в антиферромагнетике играет константа s–f-обмена  $A$ , а роль упругой деформации — изменение магнитного момента  $M_r^z$  [26]. При этом усиление спиновой волны происходит при выполнении условия  $v > v_s$ .

### 3.2. Усиление спиновых волн в продольном поле

Для расчета коэффициента усиления спиновых волн электронным дрейфом воспользуемся результатами раздела 2. Подставляя выражения (36) в (13), получим дисперсионное уравнение для колебаний намагниченности антиферромагнетика с учетом s–f-обмена:

$$(\omega_+^2 - \omega^2)[(\omega_-^2 - \omega^2) + 2F(C - D)] = 0. \quad (42)$$

Из (42) следует, что влияние s–f-обмена на оптическую ветвь сводится лишь к перенормировке частоты (раздел 2.2) и не дает вклада в затухание. Легко понять физическую причину этого результата. В изотропном антиферромагнетике ветвь  $\omega_+$  соответствует когерентному вращению векторов намагниченности подрешеток (без изменения угла между намагниченностями подрешеток). В этом случае суммарная намагниченность описывает в плоскости, перпендикулярной оси  $z$  на рис. 2, круговые колебания, т.е. проекция  $M_z$  остается неизменной по величине, и электрическое поле  $E_z$ , согласно (23), обращается в нуль. Таким образом, колебания этого типа не влияют на движение носителей тока. Напротив, колебания намагниченностей подрешеток для ветви  $\omega_-$  происходят в противофазе (с изменением угла между направ-

лениями намагниченности) так, что суммарная намагниченность периодически изменяется вдоль оси  $z$ , оказывая тем самым влияние на движение носителей тока (см. рис. 2).

Рассмотрим случай, когда магнитное поле направлено вдоль скорости дрейфа носителей тока. С использованием выражений для  $C$ ,  $D$  (11) и  $F$  (37) в длинноволновом приближении из (42) получим следующее дисперсионное уравнение для антиферромагнетика с дрейфующим электронным потоком:

$$(\omega^2 - v_s^2 k^2)[v\omega_R + (\omega - kv_0)(kv_0 - \omega - iv) + Dvk^2] = -\tilde{A}k^4 v_s v, \quad (43)$$

где

$$\tilde{A} = gM_0 \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}} \omega_R \frac{\varepsilon}{4e^2} \left(\frac{a^3}{2\mu_0}\right)^2 A^2 \sqrt{\frac{\alpha - \alpha_{12}}{2\delta_0}}, \quad (44)$$

$$v_s = gM_0 \sqrt{2\delta_0(\alpha - \alpha_{12})} \left(1 - \frac{H^2}{H_c^2}\right), \quad (45)$$

$v_s$  — фазовая скорость спиновых волн для ветви  $\omega_-$ , введенная в соответствии с выражением для  $\omega_-$  в длинноволновом приближении (12).

Полученное уравнение (43) является асимптотически точным лишь в пределе частых столкновений  $v \gg \omega$ ,  $\omega - kv_0$ , т.е. в случае, когда справедливо гидродинамическое описание, используемое в рассматриваемом подходе. В пределе частых столкновений из (43) получим

$$(\omega^2 - k^2 v_s^2)[\omega_R - i(\omega - kv_0 + iDk^2)] = -\tilde{A}k^4 v_s. \quad (46)$$

Полагая

$$\frac{kv_s}{\omega} = 1 + i\alpha, \quad (47)$$

получим из (46), (47) для величины затухания спиновых волн следующее выражение:

$$\text{Re } \alpha = -\frac{1}{2} \frac{\tilde{A}\gamma\omega/v_s^3}{(\omega_R/\omega)^2(1 + \omega^2/\omega_R\omega_D)^2 + \gamma^2}, \quad \omega_D = \frac{v_s^2}{D}, \quad (48)$$

где  $\gamma = v_0/v_s - 1$  и введена диффузионная частота  $\omega_D$ . Согласно [4],

$$\sqrt{\frac{\alpha - \alpha_{12}}{2\delta_0}} \sim a. \quad (49)$$

С использованием (44), (49) и соотношений  $g = 2\mu_0/\hbar$ ,  $M_0 = 2\mu_0 S/a^3$  представим (48) в виде

$$\text{Re } \alpha(\omega) \sim -\frac{4\omega^3 a^3/v_s^3 (v_0/v_s - 1) Q \omega_R/\omega}{(\omega_R/\omega)^2(1 + \omega^2/\omega_R\omega_D)^2 + (v_0/v_s - 1)^2}, \quad (50)$$

где

$$Q = \frac{1}{32} \frac{A^2 S}{\hbar \omega} \frac{\varepsilon a}{e^2} \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}}.$$

Формулы (48), (50) аналогичны формулам для усиления звука [2] и для спиновых волн и впервые были получены в работах [26–28].

<sup>1</sup> В ряде работ [23, 24] был получен отличный от нуля вклад s–f-обмена в коэффициент усиления спиновых волн в ферромагнетике. Это связано с неучетом в них квадратичных по магнитным операторам членов гамильтониана s–f-обмена, в точности компенсирующих вклад в усиление членов, линейных по магнитным операторам (при равной нулю температуре решетки). Для антиферромагнетиков последовательное микроскопическое рассмотрение дано в разделе 9 [25].



При  $v_0 < v_s$  формулы (48), (50) определяют затухание спиновых волн, обусловленное  $s$ - $f$ -обменным механизмом взаимодействия с электронами проводимости. В тех случаях, когда этот механизм является доминирующим по сравнению с другими механизмами релаксации (магнон-магнонным, магнон-фононным и др.), им определяются такие явления, как ширина линии антиферромагнитного резонанса, пороги параметрического возбуждения спиновых волн, ширина пика интенсивности рассеянных нейтронов и многие другие.

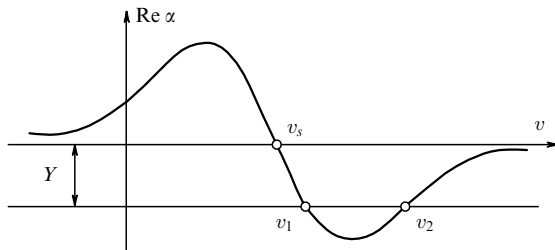
Из формул (48), (50) следует, что при  $v_0 \geq v_s$  затухание спиновых волн сменяется усилением. При фиксированном значении скорости дрейфа  $v_0$  усиление на единицу длины  $\alpha\omega/v_s$  монотонно возрастает с ростом частоты волны. При фиксированной частоте максимум коэффициента усиления достигается при скорости дрейфа

$$v_{\max} = v_s \left( 1 + \frac{\omega_R}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right). \quad (51)$$

На рисунке 3 показана зависимость усиления спиновой волны от дрейфовой скорости. С использованием (50), (51) для максимума коэффициента усиления получим

$$\alpha_{\max}(\omega) \sim Q \frac{\omega^3 a^3}{v_s^3} \left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_R \omega_D} \right)^{-1}. \quad (52)$$

Типичные для твердого тела значения, входящих в (52) частот следующие:  $\omega_R \sim 10^{18} - 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_D \sim 10^7 - 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . Из этих оценок и (51) следует, что в реальных условиях величина  $v_{\max}$ , как правило, много больше фазовой скорости спиновых волн ( $v_{\max} \gg v_s$ ). Это обстоятельство затрудняет практическое осуществление усиления в его максимуме, так как в большинстве антиферромагнетиков скорость спиновых волн  $v_s > 10^6 \text{ см с}^{-1}$ . Эту трудность, однако, можно обойти, если использовать не продольное, а поперечное магнитное поле (раздел 3.3).



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента усиления спиновых волн от дрейфовой скорости электронов проводимости. Кривая  $\text{Re } \alpha(v)$  проходит через нуль при  $v_0 = v_s$  ( $Y = 0$ ) и  $v_0 = v_1$  ( $Y \neq 0$ ),  $Y$  — коэффициент решеточного поглощения спиновых волн (см. раздел 3.4).

Из формул (48), (50) также вытекает, что при малой концентрации носителей тока коэффициент усиления  $\alpha$  пропорционален  $n_0$ . Таким образом, при любой частоте  $\omega$  существует некоторая промежуточная концентрация  $n(\omega, v_0)$ , при которой коэффициент  $\alpha$  максимален.

Оценка максимума усиления (52) для антиферромагнетика с параметрами  $A = 0,5 \text{ эВ}$ ,  $S = 2$ ,  $\omega \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ,  $\varepsilon = 20$ ,  $a = 3 \times 10^{-8} \text{ см}$  и  $\omega^2 \sim \omega_R \omega_D$  дает величину  $\alpha \sim 0,1$ , что значительно превышает характерную величину затухания спиновых волн  $Y$  в кристаллах с магнитным порядком ( $Y \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ ).

### 3.3. Усиление в скрещенных полях

Наличие перпендикулярной направлению электрического поля  $\mathbf{E}$  составляющей магнитного поля  $\mathbf{H}$  облегчает выполнение условий, при которых может наблюдаться усиление спиновых волн в антиферромагнетике. В этом случае магнитное поле играет двойную роль. В отсутствие магнитного поля или в случае параллельных электрического и магнитного полей скорость дрейфа носителей тока целиком определяется их подвижностью и напряженностью электрического поля:  $v = uE$ . Как отмечалось во введении, в большинстве антиферромагнетиков подвижность не велика ( $u < 10^2 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ ), и для достижения критической скорости ( $v > 10^6 \text{ см с}^{-1}$ ), при которой возможно усиление, требуется электрическое поле большой напряженности (его максимальная величина соответствует пробойному значению). Напротив, в скрещенных электрических и магнитных полях скорость дрейфа при выполнении условия  $\omega_c/v \gg 1$  вообще не зависит от подвижности и равна

$$v = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{H}}{H^2} \quad (53)$$

( $\omega_c$  для  $H \sim 10^3 \text{ Э}$  в зависимости от величины эффективной массы электрона лежит в пределах  $10^{10} - 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ).

Таким образом, в полупроводниках с низкой подвижностью высокое значение скорости дрейфа может быть достигнуто в перпендикулярном магнитном поле достаточно большой напряженности.

Как и в случае продольного поля, рассматривается случай некваंटующих полей. Дисперсионное уравнение (42) в общем случае, когда направление магнитного поля не совпадает с  $\mathbf{E}$ , в длинноволновом пределе имеет вид

$$(\omega^2 - v_s^2 k^2) [v\omega_R + (\omega - kv_0)L(\omega, k)] = -\tilde{A}k^4 v_s. \quad (54)$$

В пределе частых столкновений для  $L(\omega, k)$  из (32) получим

$$L(\omega, k) = -iv + \frac{Dvk^2}{\omega - kv_0} - i \frac{v\omega_c^2 \sin^2 \theta}{\omega_c^2 \cos^2 \theta + v^2}. \quad (55)$$

Подстановка (55) в (54) приводит к дисперсионному уравнению

$$(\omega^2 - v_s^2 k^2) \left[ v \left( \frac{\omega_R}{\xi} \right) - iv(\omega - kv_0) + vk^2 \left( \frac{D}{\xi} \right) \right] = -k^4 v_s \frac{\tilde{A}}{\xi}, \quad (56)$$

$$\xi = \left( 1 + \frac{\omega_c^2}{v^2} \right) \left( 1 + \frac{\omega_c^2 \cos^2 \theta}{v^2} \right)^{-1}. \quad (57)$$

Расчет коэффициента усиления с помощью уравнения (56) приводит к выражению (50), в которое вместо  $\omega_R$  и  $\omega_D$  входят  $\omega'_R = \omega_R/\xi$  и  $\omega'_D = \omega_D \xi$ . В случае параллельного поля  $\xi = 1$  и результат переходит в ранее полученный (разделы 3.1, 3.2). В перпендикулярном поле

$$\xi = 1 + \frac{\omega_c^2}{v^2}. \quad (58)$$

Таким образом, вторая важная роль поперечного магнитного поля состоит в понижении скорости дрейфа  $v_{\max}$  (51), при которой коэффициент усиления достигает своей максимальной величины.

### 3.4. Учет затухания спиновых волн

В предыдущих разделах был рассмотрен случай усиления спиновых волн в отсутствие их релаксации. Последовательный учет процессов релаксации в рассматриваемой макроскопической модели антиферромагнетика может быть проведен путем добавления к уравнениям движения для намагниченностей (1) членов, описывающих затухание:

$$-g \frac{\lambda}{M_0} (\mathbf{M}_j \times (\mathbf{M}_j \times \mathbf{H})), \quad (59)$$

где  $\mathbf{M}_j$  — намагниченность  $j$ -й подрешетки антиферромагнетика. Выражение (59) соответствует затуханию Ландау–Лифшица, феноменологическим образом учитывающему процессы рассеяния спиновых волн на колебаниях решетки, дефектах, примесях и т.д. Таким образом, уравнения Ландау–Лифшица с учетом  $s$ – $f$ -обмена и затухания спиновых волн принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{M}_j}{\partial t} = & g(\mathbf{M}_j \times \mathbf{H}_j) + g(\mathbf{M}_j \times A_s n(r) \mathbf{I}_z) - \\ & - g \frac{\lambda}{M_0} (\mathbf{M}_j \times (\mathbf{M}_j \times \mathbf{H}_j)). \end{aligned} \quad (60)$$

Линеаризуя уравнения (60) и ограничиваясь случаем  $H/H_c \ll 1$ , из (60) с учетом результатов раздела 2.3 для компонент тензора обобщенной восприимчивости в длинноволновом приближении получим следующие выражения:

$$\chi_{xx} = \chi_0 \frac{\omega_+^2 + 2i\omega Y}{\omega_+^2 - \omega^2 - 2i\omega Y},$$

$$\chi_{yy} = \chi_0 \frac{\omega_+^2 + \omega_-^2}{\omega_+^2 - \omega^2 - 2i\omega Y},$$

$$\chi_{zz} = \chi_0 \frac{\omega_-^2 + 2i\omega Y}{\omega_-^2 - \omega^2 - 2i\omega Y + 2F(C - D)},$$

$$\chi_{xy} = \frac{-\omega\omega_+}{\omega_+^2 - \omega^2 - 2i\omega Y}, \quad (61)$$

$$\chi_{yx} = -\chi_{xy}, \quad \chi_{xz} = \chi_{zx} = 0, \quad Y = g\lambda M_0 \delta_0. \quad (62)$$

В отсутствие  $s$ – $f$ -обмена формулы (61) определяют затухающие ветви спиновых волн:  $\omega_{\pm} - iY$ . В присутствии  $s$ – $f$ -обмена высокочастотная ветвь всегда является затухающей. Подставляя (61) в дисперсионное уравнение (13), получим условие усиления для низкочастотной ветви в виде

$$-\operatorname{Re} \alpha(\omega) > \frac{Y}{\omega}, \quad (63)$$

где  $\alpha(\omega)$  определяется формулой (48). С учетом определения (61) равенство (63) принимает вид

$$-\operatorname{Re} \alpha(\omega) > \frac{gM_0\lambda\delta_0}{\omega}. \quad (64)$$

Величина  $\lambda$  связана с шириной линии антиферромагнитного резонанса соотношением [5]

$$\Delta\omega = \lambda\omega_E, \quad (65)$$

где  $\omega_E$  — частота, соответствующая обменному полю. Так, например, для антиферромагнетика с  $H_E \sim 10^5$  Э,  $\Delta H \sim 10$  Э из (65) следует  $\lambda \sim 10^{-4}$ . При  $\delta_0 \sim 100$  и

частоте  $gM_0/\omega \sim 0,1$  (т.е. при  $\omega \sim 10^{11}$  с<sup>-1</sup>) для коэффициента усиления из (64) получим  $|\alpha| > 10^{-3}$ .

### 3.5. Учет разогрева электронов

В предыдущих разделах температура электронов и решетки предполагалась одинаковой. В действительности даже сравнительно небольшое электрическое поле, необходимое для создания дрейфа, приводит к сильному разогреву носителей тока. Так, если основным механизмом рассеяния в антиферромагнетике является рассеяние электронов на магнонах, зависимость электронной температуры от подвижности имеет вид

$$T_e \propto u^{-2}. \quad (66)$$

Аналогичный вид имеет  $T_e(u)$  при рассеянии носителей на акустических фононах (а также при совместном рассеянии на акустических фононах и магнонах). Из (66) следует, что при заданной величине напряженности электрического поля разогрев в магнитных полупроводниках с малой подвижностью может быть значительным. Реально температура электронов может на порядок и более превышать температуру решетки.

Учет разогрева приводит к модификации диффузионной частоты с заменой  $\omega_D(T)$  на  $\omega_D(T_e)$ :

$$\omega_D(T_e) = \omega_D(T) \frac{T}{T_e}, \quad (67)$$

где  $T_e$  — температура электронов. Из (48), (67) следует, что разогрев носителей тока приводит к уменьшению коэффициента усиления, причем

$$\alpha(T_e) \propto T_e^{-2} \quad (68)$$

в пределе сильного разогрева. Физическая причина, по которой разогрев электронов приводит к уменьшению коэффициента усиления спиновых волн, совершенно аналогична причине ослабления усиления электронным дрейфом звука: в данном случае волна спиновой плотности (см. рис. 2) представляет для электронов периодическую последовательность потенциальных ям; при этом отношение глубины потенциальной ямы к энергии электрона быстро уменьшается с ростом последней (т.е. при разогреве), оказывая тем самым меньшее воздействие на его движение. Это обстоятельство следует учитывать при экспериментальном изучении эффекта усиления, в частности, для уменьшения разогрева нужно использовать кристаллы с достаточно высокой подвижностью носителей и достаточно сильные магнитные поля.

### 3.6. Особенности антиферромагнитного резонанса в сверхпроводящих антиферромагнетиках

Сосуществование антиферромагнетизма и сверхпроводимости типично для многих проводящих антиферромагнетиков, к числу которых можно отнести тройные бориды  $\text{ReRh}_4\text{B}_4$  с  $\text{Re} = \text{Nd}, \text{Tm}, \text{Sm}$ , халькогениды  $\text{ReMo}_6\text{S}_8$  с  $\text{Re} = \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Cd}, \text{Nd}$  [29], а также высокотемпературные сверхпроводящие антиферромагнетики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ,  $\text{La}_{2-y}\text{Sr}_y\text{CuO}_4$  и др.

Исследование антиферромагнитного резонанса в таких кристаллах является одним из прямых методов изучения взаимодействия носителей тока со спиновыми волнами. Особый интерес представляет случай, когда

основной вклад в ширину линии антиферромагнитного резонанса вносят электроны проводимости. В этом случае при  $T_N > T_c$  (т.е. когда переход в антиферромагнитную фазу происходит при более высокой температуре, чем в сверхпроводящую) в области температур ( $T_c$ ,  $T_N$ ) ширина линии определяется вкладом электронов проводимости. В сверхпроводящей фазе в области ( $0$ ,  $T_c$ ) вклад  $s$ - $f$ -обмена в полную ширину линии обращается в нуль, если электроны спариваются с противоположными спинами. При доминирующем вкладе в поглощение электронов в этом случае должно наблюдаться резкое изменение ширины антиферромагнитного резонанса.

В случае  $T_c > T_N$  аналогичный эффект должен наблюдаться в магнитном поле в области ( $0$ ,  $T_N$ ). Уже относительно слабое магнитное поле в рассматриваемом случае синглетной сверхпроводимости приводит (из-за возникновения  $s$ - $f$ -обменного зеемановского расщепления, индуцируемого в спин-флоп-фазе магнитным полем) к ее разрушению и, как следствие, — к резкому уширению линии антиферромагнитного резонанса.

### 3.7. Особенности распространения звука в проводящих магнетиках

Полная система уравнений, описывающих распространение спиновых и звуковых волн, взаимодействующих посредством  $s$ - $f$ -обмена и деформационного потенциала с электронами проводимости, в изотропном антиферромагнетике имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial t} = g(\mathbf{M}_1 \times \mathbf{H}_1), \quad (69)$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t} = g(\mathbf{M}_2 \times \mathbf{H}_2), \quad (70)$$

$$\text{rot } \mathbf{H}^{(m)} = 0, \quad (71)$$

$$\text{div } \mathbf{H}^{(m)} = -4\pi \text{div} (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2), \quad (72)$$

$$\text{div } \mathbf{D} = -en_1, \quad (73)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{e}{m} \left( \mathbf{E} + \frac{1}{2} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) - \mathbf{v} \mathbf{v} + \frac{T}{m} \frac{1}{n_0} \nabla_r n_1, \quad (74)$$

$$\text{div } \mathbf{j} - e \frac{\partial n_1}{\partial t} = 0, \quad (75)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{zz}}{\partial z}, \quad (76)$$

$$T_{zz} = \lambda \frac{\partial u}{\partial z} - G \frac{\partial E_z}{\partial z}, \quad (77)$$

$$D_z = \varepsilon E_z - \frac{G\varepsilon}{e} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + \frac{A\varepsilon}{2e} \left( \frac{\partial S_1^z}{\partial z} + \frac{\partial S_2^z}{\partial z} \right), \quad (78)$$

где  $\rho$  — плотность кристалла,  $\lambda$  — упругая постоянная,  $T_{zz}$  — тензор упругих напряжений,  $G$  — константа деформационного потенциала. Считается, что звуковая и спиновая волны распространяются вдоль оси  $z$ . Уравнения (69)–(75) и соотношение (78) (при  $G = 0$ ), определяющие распространение спиновой волны при наличии  $s$ - $f$ -обменного взаимодействия, были рассмотрены выше. Уравнения (73)–(77) и соотношение (78) (при  $A = 0$ ) определяют распространение звуковых волн, взаимодействующих с электронной подсистемой посредством деформационного потенциала [2]. В случае изотропного антиферромагнетика эффективные магнитные

поля, входящие в (69), (70), определяются выражениями (4). Разлагая смещения  $\mathbf{u}$  в ряд Фурье с использованием результатов раздела 2, получим из (69)–(78) дисперсионное уравнение, описывающее совместное распространение спиновых и звуковых волн:

$$(\alpha^2 k^2 - \omega^2) \left\{ (\omega^2 - k^2 v_s^2) [\omega_R - i(\omega - kv_0) + Dk^2] + \right. \\ \left. + \tilde{A} k^4 v_s \right\} = (\omega^2 - k^2 v_s^2) (\omega - kv_0 + iDk^2) i\tilde{G}(k) - \\ - \tilde{A} k^4 v_s \tilde{G}(k), \quad (79)$$

$$\tilde{G}(k) = \frac{G^2 \varepsilon}{\lambda e^2} \alpha^2 k^4, \quad (80)$$

где  $\alpha$  — скорость звука. Не проводя детального анализа дисперсионного уравнения (79), отметим, что уравнение (79) описывает связанные колебания звуковых и спиновых волн. В отсутствие синхронизма между звуковой и спиновой волнами эта связь приводит к перенормировке скорости звука и, в частности, к ее зависимости от продольного магнитного поля (в немагнитных полупроводниках и металлах скорость звука не зависит от продольного магнитного поля [2, 30, 31]). Соответственно, перенормировку и зависимость от магнитного поля испытывает коэффициент поглощения звука. Из формулы (79) также следует, что при  $\alpha > v_s$   $s$ - $f$ -обмен приводит к уменьшению коэффициента поглощения звука, а при  $v_s > \alpha$  — к увеличению поглощения. Напротив, для спин-волновой ветви при  $\alpha > v_s$  учет вклада звуковых колебаний приводит к увеличению коэффициента поглощения, а при  $v_s > \alpha$  — к его уменьшению. При выполнении черенковского условия сказанное относится не к поглощению, а к усилению соответствующей волны.

При выполнении условия синхронизма ( $\alpha = v_s$ ) приближенное рассмотрение ветвей уравнения (79) как модифицированных взаимодействием спиновой и звуковой волн теряет смысл. В окрестности точки синхронизма возбуждение звуковой волны приводит к появлению столь же интенсивной спиновой волны и наоборот. По существу этот эффект аналогичен магнитоакустическому резонансу [4], но обусловлен не магнитоупругим взаимодействием, а взаимодействием между магнитными и упругими колебаниями посредством проводящих электронов.

Для учета магнитоупругого взаимодействия необходимо заменить функционал  $\tilde{\Phi}$  (15) на  $\tilde{\tilde{\Phi}}$  [32]:

$$\tilde{\tilde{\Phi}} = \tilde{\Phi} + \int F_{ik}(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2) u_{ik} dv, \quad (81)$$

$$F_{ik}(\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2) = \delta_1 (M_{1i} M_{1k} + M_{2i} M_{2k}) + \\ + \delta_2 (M_{1i} M_{2k} + M_{1k} M_{2i}) + \\ + \delta_{ik} [\delta_3 (\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2) + \delta_4 (\mathbf{M}_1^2 + \mathbf{M}_2^2)], \quad (82)$$

где  $\delta_1$ ,  $\delta_2$ ,  $\delta_3$ ,  $\delta_4$  — феноменологические постоянные изотропной относительно магнитоэстропционных свойств среды, не зависящие от  $M_1^2$ ,  $M_2^2$ ,  $\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2$ . Соответственно модифицируются уравнения (69)–(78). Учет магнитоупругого взаимодействия приводит к многочисленным дополнительным эффектам, в частности, к появлению квазиакустических низкочастотных ветвей и связанных с ними эффектов.

### 3.8. Необменные механизмы усиления спиновых волн

Обсудим вклад в поглощение спиновых волн других механизмов их взаимодействия с электронной подсистемой кристалла. Согласно результатам раздела 3.1, одним из основных механизмов затухания спиновых волн в ферромагнетике является релятивистское взаимодействие (40). Его вклад в поглощение рассматривался (начиная с работы [9]) многими авторами [12–17]. В случае антиферромагнетика вклад релятивистского взаимодействия рассматривался в [12].

В общем случае макроскопический расчет затухания спиновых волн, обусловленный механизмом (40), основан на совместном решении уравнений Максвелла, уравнений движения для носителей тока и уравнений Ландау–Лифшица.

Уравнение движения для носителей тока, находящихся под воздействием спиновой волны с векторным потенциалом  $\mathbf{A}$  (40), имеет вид

$$m \frac{d\mathbf{v}_1}{dt} = -e\mathbf{e} + \frac{e}{c} \mathbf{v}_0 \times \mathbf{b}, \quad (83)$$

$$\mathbf{e} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (84)$$

$$\mathbf{b} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad (85)$$

где  $\mathbf{e}$ ,  $\mathbf{b}$  — создаваемые спиновой волной переменные электрическое поле и индукция, определяемые уравнениями Максвелла (84), (85). Уравнения (84) и (85) можно переписать в виде

$$\text{rot } \mathbf{e} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t}, \quad (86)$$

$$\text{rot } \mathbf{h} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t}, \quad (87)$$

$$\mathbf{b} = \hat{\mu} \mathbf{h}, \quad \mathbf{d} = \hat{\epsilon} \mathbf{e}, \quad (88)$$

где  $\hat{\mu}(\omega, k)$ ,  $\hat{\epsilon}(\omega, k)$  — тензоры магнитной и диэлектрической проницаемости, соответственно, подлежащие вычислению. Тензор диэлектрической проницаемости определяется из совместных решений уравнения движения (83) (в которое необходимо подставить  $\mathbf{b}$  из (86)) и уравнения непрерывности для тока:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j} = 0. \quad (89)$$

Наиболее простой вид тензор  $\hat{\epsilon}(\omega, k)$  приобретает, если выполняется условие квазинейтральности, когда  $\text{div } \mathbf{j} = 0$ . Совместное решение уравнений (83), (86), (89) в этом случае приводит к следующей величине:

$$\epsilon_{ik} = \epsilon_0 \delta_{ik} + \frac{4\pi}{\omega} i \sigma_{ik}, \quad (90)$$

$$\sigma_{ik} = \sigma_0 \left( 1 - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_0}{\omega} \right) S_{ik},$$

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} \frac{k_z^2}{k^2} & 0 & -\frac{k_x k_z}{k^2} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\frac{k_x k_z}{k^2} & 0 & \frac{k_x^2}{k^2} \end{pmatrix},$$

где  $\sigma_0 = e^2 n / m v$ . В рассматриваемом ниже случае одноосного антиферромагнетика тензор магнитной вос-

приимчивости имеет вид [12]

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}, \quad (91)$$

$$\mu_{xx} = \frac{\Omega_2^2 - \omega^2}{\Omega_1^2 - \omega^2}, \quad \mu_{zz} = 1, \quad \mu_{xx} = \mu_{yy},$$

$$\Omega_1^2 = 2(gM_0)^2 \delta_0 [\beta + (\alpha - \alpha_{12})k^2],$$

$$\Omega_2^2 = \Omega_1^2 + 8\pi (gM_0)^2 [\beta + (\alpha - \alpha_{12})k^2]. \quad (92)$$

Подстановка (90), (91), (92) в уравнения (86)–(88) приводит к дисперсионному уравнению

$$\left( \frac{k_z^2}{\mu_{xx}} + \frac{k_x^2}{\mu_{zz}} - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{zz} \right) \left[ \frac{1}{\mu_{xx}} (\epsilon_{xx} k_x^2 + \epsilon_{zz} k_z^2 + 2\epsilon_{zx} k_x k_z) - \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_{zz} \epsilon_{xx} - \epsilon_{zx}^2) \right] = 0. \quad (93)$$

В низкочастотном пределе ( $4\pi\sigma_0\omega/c^2 k^2 \ll 1$ ,  $4\pi\sigma_0/\omega \gg \epsilon_0$ ) для коэффициента затухания спиновых волн из (93) получим

$$\alpha_1(\omega) = -\frac{v_s^2}{c^2} \epsilon_0 \frac{\omega_M \omega_R}{\omega^2} [\beta + (\alpha - \alpha_{12})k^2] \left( 1 - \frac{k v_0}{\omega_1} \right) \frac{k_z}{k}, \quad (94)$$

$$\omega_M = 4\pi g M_0,$$

$$\omega_1^2 = \Omega_1^2 + 8\pi (gM_0)^2 [\beta + (\alpha - \alpha_{12})k^2] \sin \theta, \quad \sin \theta = \frac{k_x}{k}$$

для первой ветви антиферромагнетика и

$$\alpha_2(\omega) = -\frac{v_s^2}{c^2} \epsilon_0 \frac{\omega_R \omega_M}{\omega^2} [\beta + (\alpha - \alpha_{12})k^2] \left( 1 - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_0}{\Omega_1} \right) \quad (95)$$

для второй ветви антиферромагнетика. Формулы (94), (95) были впервые получены в работе [12] и при выполнении черенковского условия описывают усиление спиновых волн за счет релятивистского взаимодействия (40).

Сравнение релятивистского механизма (94), (95) с обменным (48), (50) в области, где существенна дисперсия спиновых волн ( $\alpha k^2 \gg \beta$ ), при  $\delta_0 \sim 100$  дает  $\alpha_{\text{rel}}/\alpha_{\text{s-f}} \sim 10^{-8}$ . В области малых  $k$  ( $k < 100 \text{ см}^{-1}$ ) значение  $\alpha_{\text{rel}}$  может быть сравнимо с  $\alpha_{\text{s-f}}$  и даже превосходить эту величину. В этом случае (малые  $k$ ) препятствием для реализации усиления спиновых волн является невозможность создания необходимой скорости дрейфа.

Наряду с обменным и релятивистским механизмами в магнитных полупроводниках и металлах имеется s-f-дипольный механизм взаимодействия электронов проводимости с магнитной подсистемой:

$$H_{\text{int}} = -2\mu_0 \mathbf{S} \cdot \mathbf{H}^{(m)}, \quad (96)$$

где  $\mathbf{H}^{(m)}$  — поле, создаваемое спиновой волной. Вклад (96) в усиление спиновых волн рассматривался в [33]. Как правило, он оказывается на 3–4 порядка меньше обменного. В [18] рассматривался также магнитоупругий механизм усиления спиновых волн в антиферромагнетике типа легкая плоскость. Коэффициент усиления  $\alpha$  в этом случае  $\sim 10^{-4}$ , т.е. на несколько порядков меньше обменного.

#### 4. Макроскопическая теория усиления спиновых волн в анизотропных антиферромагнетиках

Большинство магнитоупорядоченных кристаллов обладает магнитной анизотропией, существенно влияющей на магнитные свойства таких кристаллов. Особенности, связанные с наличием анизотропии, могут играть решающую роль при исследовании влияния носителей тока на распространение спиновых волн в таких кристаллах. В этом разделе рассматривается s–f-обменный механизм усиления в легкоплоскостных антиферромагнетиках.

##### 4.1. Усиление спиновых волн в легкоплоскостном антиферромагнетике в магнитном поле, параллельном оси анизотропии

Функционал полной энергии одноосного антиферромагнетика, согласно [4], имеет вид

$$\tilde{\Phi} = \Phi - \frac{\beta}{2} \int [(\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{n})^2 + (\mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{n})^2] d^3r - \beta' \int (\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{n})(\mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{n}) d^3r, \quad (97)$$

где  $\Phi$  — изотропная часть функционала полной энергии (3),  $\mathbf{n}$  — единичный вектор, направленный вдоль оси анизотропии. Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле параллельно оси анизотропии:  $\mathbf{n} \parallel \mathbf{H}$ . Из (97) следует, что значения эффективного поля в случае легкоплоскостного антиферромагнетика ( $\beta - \beta' < 0$ ) имеют вид

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{H}}_1 &= \mathbf{H}_1 + \beta(\mathbf{M}_{10} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} + \beta'(\mathbf{M}_{20} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}, \\ \tilde{\mathbf{H}}_2 &= \mathbf{H}_2 + \beta(\mathbf{M}_{20} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} + \beta'(\mathbf{M}_{10} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}, \end{aligned} \quad (98)$$

где  $\mathbf{H}_1, \mathbf{H}_2$  — эффективные поля в отсутствие анизотропии (4). С использованием (98) и результатов раздела 2.2 уравнения Ландау–Лифшица для фурье-компонент отклонений намагниченности с учетом анизотропии и s–f-обмена примут вид

$$\begin{aligned} -i\omega \mathbf{m}_1 &= g(\mathbf{M}_{10} \times [\mathbf{h} + A_s n' \mathbf{l}_z - (\delta_0 + \alpha k^2)\mathbf{m}_1 - (\delta_0 + \alpha_{12} k^2)\mathbf{m}_2]) + \\ &+ g(\mathbf{M}_{10} \times [\beta(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} + \beta'(\mathbf{m}_2 \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}]), \\ -i\omega \mathbf{m}_2 &= g(\mathbf{M}_{20} \times [\mathbf{h} + A_s n' \mathbf{l}_z - (\delta_0 + \alpha k^2)\mathbf{m}_2 - (\delta_0 + \alpha_{12} k^2)\mathbf{m}_1]) + \\ &+ g(\mathbf{M}_{20} \times [\beta(\mathbf{m}_2 \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} + \beta'(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}]). \end{aligned} \quad (99)$$

Из решения системы (99) в отсутствие s–f-обмена получаются выражения для тензора восприимчивости, структура и вид которого приведены в [4]. При  $A_s = 0$  получаются выражения для частот ветвей спиновых волн антиферромагнетика:

$$\begin{aligned} \omega_+^2 &= (A + B)^2 + C^2 - D^2 + (D - C)(E' - E), \\ \omega_-^2 &= (A - B)^2 + C^2 - D^2 + (C - D)(E' + E), \end{aligned} \quad (100)$$

где  $A, B, C, D$  определены формулами (11),

$$E = gM_0 \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}} \beta, \quad E' = gM_0 \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}} \beta'.$$

При наличии s–f-обмена электронов проводимости и намагниченности из (99) вытекает дисперсионное уравнение

$$(\omega^2 - \omega_+^2)(\omega^2 - \omega_-^2 - 2F(C - D)) = 0, \quad (101)$$

где  $F$  определяется выражением (37). Из (101) следует, что в рассматриваемом случае электроны взаимодействуют только с низкочастотной ветвью  $\omega_-$ . Уравнение (101) по структуре совпадает с (43). Из (100) следует, что в длинноволновом приближении

$$\omega_- = gM_0 \sqrt{(2\delta_0 - \beta - \beta')(\alpha - \alpha_{12})k^2 \left(1 - \frac{H^2}{H_c^2}\right)}. \quad (102)$$

Выражение (102) для частоты  $\omega_-$  отличается от изотропного случая лишь заменой в выражении для частоты в изотропном антиферромагнетике (12) величины  $2\delta_0$  на  $2\delta_0 - \beta - \beta'$ . Таким образом, с точностью до несущественной замены  $2\delta_0$  на  $2\delta_0 - \beta - \beta'$  все выводы, полученные для коэффициента усиления в изотропном антиферромагнетике (раздел 3), справедливы и в случае антиферромагнетика типа легкая плоскость в магнитном поле, параллельном оси анизотропии.

Ситуация меняется, если учесть анизотропию в базисной плоскости легкоплоскостного антиферромагнетика. Такой учет, в частности, приводит к появлению конечной щели в спектре (102) при  $k = 0$ .

Расчет спектра спиновых волн с учетом анизотропии в базисной плоскости при произвольном направлении магнитного поля был проведен в работе [34]. С этой целью в [34] был рассмотрен функционал вида

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi} &= \Phi - \frac{\beta}{2} \int [(M_1^z)^2 + (M_2^z)^2] d^3r + \beta \int M_1^z M_2^z d^3r - \\ &- \frac{K_1}{2} \int [M_1^y - M_2^y]^2 d^3r, \end{aligned} \quad (103)$$

где  $K_1$  — константа внутривекторной анизотропии. С использованием (103) для тензора обобщенной восприимчивости  $\chi_{ij}$  было получено

$$\hat{\chi}(\omega, 0) = \frac{M_0}{\Delta} \times \begin{pmatrix} B_2 \Delta_2 - D^2 C_2 & i \frac{\omega}{g} \Delta_2 \cos \theta & -\left(\frac{\omega}{g}\right)^2 D \sin \theta \\ -i \frac{\omega}{g} \Delta_2 \cos \theta & B_1 \Delta_2 \cos^2 \theta & \frac{i}{2} \frac{\omega}{g} B_1 D \sin 2\theta \\ -\left(\frac{\omega}{g}\right)^2 D \sin \theta & -\frac{i}{2} \frac{\omega}{g} B_1 D \sin^2 \theta & (C_1 \Delta_1 - B_1 D^2) \sin^2 \theta \end{pmatrix}, \quad (104)$$

где

$$\begin{aligned} B_1 &= H_c + H_a \sin^2 \theta, \\ B_2 &= H_c \cos^2 \theta + H_a \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + H_a \sin^2 \theta, \\ C_1 &= H_a \sin^2 \varphi + H_a \sin^2 \theta, \quad C_2 = H_c \sin^2 \theta - H_a \cos 2\theta, \\ D &= \frac{1}{2} H_a \sin 2\varphi \sin \theta, \quad \Delta_1 = B_1 B_2 - \left(\frac{\omega}{g}\right)^2, \\ \Delta_2 &= C_1 C_2 - \left(\frac{\omega}{g}\right)^2, \quad \Delta = (\omega_-^2 - \omega^2)(\omega_+^2 - \omega^2). \end{aligned} \quad (105)$$

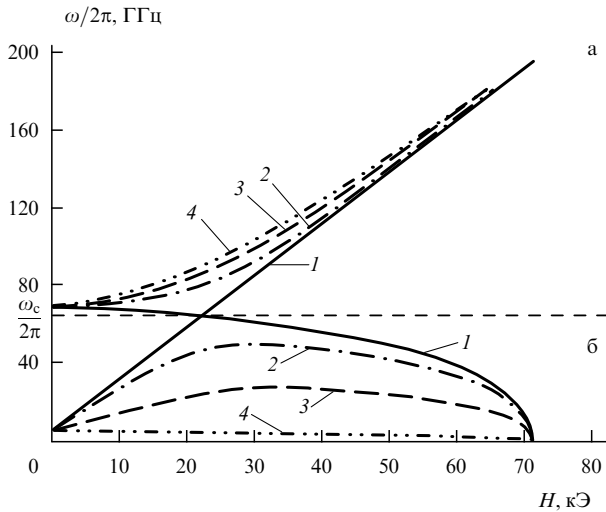


Рис. 4. Рассчитанный спектр АФМР (ВЧ-ветвь (а) и НЧ-ветвь (б)) в EuTe для четырех различных направлений магнитного поля  $\mathbf{H}$  в плоскости (112); 1 —  $\varphi = 90^\circ$ ; 2 —  $60^\circ$ ; 3 —  $30^\circ$ ; 4 —  $0^\circ$ .

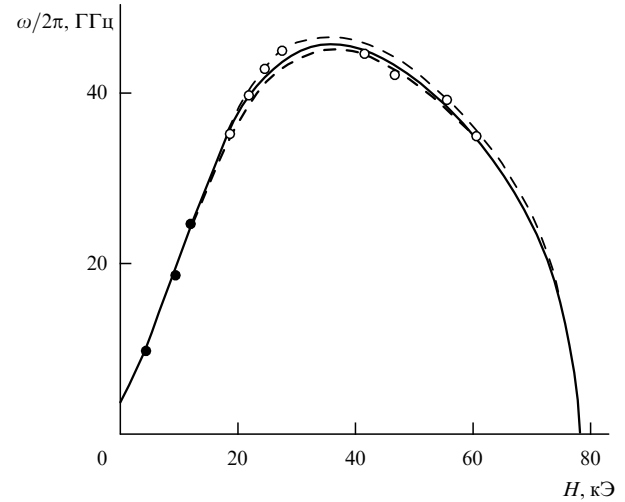


Рис. 5. Спектр низкочастотной ветви АФМР в EuTe для  $\mathbf{H} \parallel [100]$  ( $\varphi = 54.7^\circ$ ). Сплошной линией показан спектр АФМР, рассчитанный с учетом следующих размагничивающих факторов:  $N_x = N_y = 0.25$ ;  $N_z = 0.5$ .

Частоты  $\omega_-$ ,  $\omega_+$  (105) определяются уравнением

$$\left(\frac{\omega}{g}\right)^4 - \left(\frac{\omega}{g}\right)^2 (B_1 B_2 + C_1 C_2) + B_1 C_2 (B_2 C_1 - D^2) = 0, \quad (106)$$

где  $\varphi$  — угол между магнитным полем и осью анизотропии,  $2\theta$  — угол между магнитными моментами подрешеток,  $H_A^2 = \beta^2 M_0^2$ ,  $H_a = K_1 M_0$ . Сравнение экспериментальных и рассчитанных спектров для EuTe для некоторых направлений приведено на рис. 4, 5 [34]. В частности, при  $\varphi = 0$  из (104), (105) следует

$$\omega_- = g \sqrt{H_c H_a} \left[ 1 - \left( \frac{H}{H_c} \right)^2 \right], \quad \omega_+ = g \sqrt{H_c H_a + H^2}. \quad (107)$$

Таким образом, как было отмечено выше, учет анизотропии в базисной плоскости приводит к возникновению щели и в случае магнитного поля, параллельного анизотропии. Согласно [34], в EuTe эта щель очень мала ( $\omega_- \ll \omega_+$ ), так как  $H_a \approx 8$  Э (в то время как  $H_A \approx 10$  кЭ). Тем не менее, согласно (107), из-за щели в спектре при  $k < 100$  см $^{-1}$  фазовая скорость спиновых волн в направлении магнитного поля, параллельного оси анизотропии, составляет  $v_s > 10^7$  см с $^{-1}$ .

В соответствии с результатами раздела 2 в присутствии электронов проводимости в (107) вместо магнитного поля  $H$  входит перенормированное значение:

$$H \rightarrow H + g A_s n_0. \quad (108)$$

Таким образом, имеется вклад носителей тока в однородный антиферромагнитный резонанс для обеих ветвей антиферромагнетика. Измерение зависимости частоты резонанса от концентрации носителей тока, с одной стороны, представляет возможность независимого определения параметров, ответственных за магнитные свойства (интеграл s-f-обмена), а с другой — возможность определять их полупроводниковые свойства (концентрация).

#### 4.2. Усиление спиновых волн в легкоплоскостном антиферромагнетике в магнитном поле, перпендикулярном оси анизотропии

В случае легкоплоскостного антиферромагнетика с внешним полем, направленным перпендикулярно оси анизотропии, равновесные значения эффективного поля определяются теми же формулами, что и в случае изотропного антиферромагнетика (5). Решение уравнения Ландау–Лифшица при наличии s-f-обмена в рассматриваемой геометрии в случае  $H/H_c \ll 1$  в длинноволновом приближении приводит к дисперсионному уравнению

$$(\omega^2 - \omega_+^2)[\omega_-^2 - \omega^2 + 2F(E' - E)] = 0, \quad (109)$$

где

$$\omega_+ = g M_0 \sqrt{2\delta_0(\alpha - \alpha_{12})k^2 + \left(\frac{H}{M_0}\right)^2}, \quad \omega_- = g M_0 \sqrt{2\delta_0(\alpha - \alpha_{12})k^2 + \left(\frac{H_1}{M_0}\right)^2}, \quad H_1 = M_0 \sqrt{2\delta_0(\beta - \beta')}. \quad (110)$$

При этом при выводе (109) в члене  $\sim F$  сохранены лишь члены нулевого порядка в разложении по  $k$ .

Из (110) следует, что при  $H < H_1$  усиливается высокочастотная ветвь, а при  $H > H_1$  — низкочастотная. С учетом (110) и выражения для  $F$  (37) дисперсионное уравнение (109) примет вид

$$(\omega^2 - v_s^2 k^2)[\omega_R - i(\omega - k v_0 + i D k^2)] = \tilde{A} k^2 (E' - E), \quad (111)$$

где

$$\tilde{A} = g M_0 \omega_R \frac{A_s^2 \varepsilon}{e^2}, \quad v_s = \frac{\omega_-}{k}, \quad (112)$$

в случае, когда направление дрейфа совпадает с направлением магнитного поля. Из (111) для коэффициента затухания спиновых волн легкоплоскостного антиферромагнетика получим

$$\operatorname{Re} \alpha(\omega) = -\frac{1}{2} \frac{\tilde{A}(E - E')\gamma/v_s^2\omega}{(\omega_R/\omega)^2(1 + \omega^2/\omega_R\omega_D)^2 + \gamma^2}. \quad (113)$$

Из (113) следует, что при  $v > v_s$  затухание сменяется усилением. Однако в отличие от изотропного случая или рассмотренного в предыдущем разделе случая легкоплоскостного антиферромагнетика в магнитном поле, параллельном оси анизотропии (в отсутствие анизотропии в базисной плоскости) усиление в случае перпендикулярного магнитного поля возможно лишь при конечных  $k$  ( $v_s \rightarrow \infty$ ,  $k \rightarrow 0$ ). Целесообразно сравнить коэффициент усиления в изотропном антиферромагнетике  $\alpha_{\text{isotr}}$  (48) и легкоплоскостном  $\alpha_{\text{anisotr}}$  (113). При одинаковых скоростях дрейфа и частоте волны сравнение (113) с (48) дает

$$\frac{\alpha_{\text{anisotr}}}{\alpha_{\text{isotr}}} \sim \frac{1}{ka} \sqrt{\frac{\beta - \beta'}{\delta_0}}.$$

Таким образом, в зависимости от значений параметров возможны самые разные соотношения между величиной усиления в анизотропном и изотропном антиферромагнетике.

Из (113) следует, что при фиксированной частоте максимум усиления реализуется при той же скорости дрейфа, что и в изотропном случае (51). Максимальная величина коэффициента усиления равна

$$\alpha_{\text{max}}(\omega) = \frac{1}{4} \frac{\tilde{A}(E - E')/v_s^2\omega}{(\omega_R/\omega)(1 + \omega^2/\omega_R\omega_D)}. \quad (114)$$

В случае, когда направление скорости дрейфа не совпадает с направлением магнитного поля, результаты, полученные в изотропном случае, применимы и к рассмотренному здесь случаю легкоплоскостного антиферромагнетика: вместо  $\omega_R$  и  $\omega_D$  в формулах (113), (114) следует положить  $\omega_R/\xi$  и  $\omega_D\xi$ .

Полученные результаты позволяют провести оценку усиления для магнитных полупроводников, электрические и магнитные свойства которых в настоящее время наиболее изучены, например, для рассмотренного в предыдущем разделе EuTe. Измерения подвижности носителей тока при  $T \leq T_N$  дают  $u \sim 100 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  [35] (т.е. применимо гидродинамическое приближение). Поле анизотропии  $H_A \approx 10 \text{ кЭ}$  [34]. Оценку коэффициента усиления проведем для спиновой волны с  $k \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$  (спиновые волны с такой длиной волны обычно используются в экспериментах по неупругому рассеянию света в EuTe [34, 36]). Из (109) получим для такой волны значение фазовой скорости  $v_s \sim 10^6 \text{ см с}^{-1}$ . Для оценки максимума коэффициента усиления в случае магнитного поля, перпендикулярного оси анизотропии, (114) представим в виде

$$\operatorname{Re} \alpha_{\text{max}} = \frac{1}{2} \frac{\tilde{Q}\gamma}{1 + \omega^2/\omega_R\omega_D}, \quad (115)$$

$$\tilde{Q} = \frac{1}{8} \frac{\varepsilon a}{e^2} \frac{A^2 S}{\hbar} \frac{a^2}{v_s^2} (E - E'). \quad (116)$$

Полагая в EuTe  $\varepsilon = 20$ ,  $a \approx 3 \times 10^{-8} \text{ см}$ ,  $\omega^2 \approx \omega_R\omega_D$  (для низкочастотной ветви  $\omega \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ), получим из (115)  $\operatorname{Re} \alpha_{\text{max}} \sim 10^{-2}$ . Приведенные здесь результаты были также подтверждены в работе [37].

## 5. Магнитоплазменные явления при s–f-обменном усилении спиновых волн

В настоящем разделе будут рассмотрены дисперсионные уравнения, описывающие распространение спиновых волн в проводящих кристаллах, в которых характер взаимодействия спиновых волн с носителями тока полностью определяется тензором комплексной проводимости плазмы носителей  $\sigma_{ij}(\omega, k)$ . Такой подход позволяет получить результаты, основанные не только на рассмотренном выше простейшем случае гидродинамического описания заряженной жидкости (уравнения (28), (29)), но и на основе кинетического уравнения. Таким образом, оказывается возможным регулярное изучение широкого круга магнитоплазменных эффектов, сопровождающих электронное усиление (затухание) спиновых волн в условиях s–f-обмена.

### 5.1. Связь тензора магнитной восприимчивости с проводимостью

Поскольку выше везде рассмотрение было ограничено случаями, в которых связанные спиновые и электромагнитные волны не возникали, для рассмотрения явлений усиления (затухания) спиновых волн из всех компонент тензора  $\sigma_{ij}(\omega, k)$  достаточно знать лишь продольную компоненту

$$\sigma_{\parallel}(\omega, k) = \frac{k_i k_j}{k^2} \sigma_{ij}(\omega, k).$$

Таким образом, для продольных волн

$$j_{\sim}(\omega, k) = \sigma_{\sim}(\omega, k) E_{\sim}, \quad E_{\sim}(z, t) = E_{\sim} \exp(-i\omega t + ikz), \quad E_{\sim} \parallel \mathbf{k}. \quad (117)$$

Из (117) и уравнения непрерывности (29) в этом случае находим

$$k\sigma_{\sim}(\omega, k)E_{\sim} = \omega\rho_1(\omega, k), \quad (118)$$

где  $\rho_1(\omega, k)$  с учетом (34) определяется уравнением Пуассона (27):

$$\rho_1(\omega, k) = ik \left\{ \varepsilon E_{\sim} + ik[m_1(k, \omega) + m_2(k, \omega)] \right\} \frac{A_s \varepsilon}{e}. \quad (119)$$

Из (118), (119) находим уравнение для неравновесной добавки концентрации носителей тока:

$$n_1(\omega, k) = \frac{k^2 \sigma_{\sim} [m_1(k, \omega) + m_2(k, \omega)] A_s / e^2}{-i\omega + \sigma_{\sim} / \varepsilon}. \quad (120)$$

Подстановка (120) в уравнения Ландау–Лифшица (22) приводит к тензору магнитной восприимчивости (36), в котором под  $F$  следует понимать следующее выражение:

$$F = gM_0 \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}} \frac{k^2 \sigma_{\sim} A_s^2 / e^2}{-i\omega + \sigma_{\sim} / \varepsilon}. \quad (121)$$

Соотношения (36) и (121) полностью определяют вид тензора магнитной восприимчивости, если известен вид

продольной проводимости среды  $\sigma_{\sim}$ . В частности, в простейшем случае, рассмотренном выше, когда электронную или дырочную плазму можно описывать уравнениями гидродинамики заряженной жидкости (28), (29)

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{e}{m} \mathbf{E} - \mathbf{v} \mathbf{v} + \frac{T}{m} \frac{1}{\rho} \nabla_r \rho, \quad (122)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \mathbf{j} = 0, \quad (123)$$

выражение для продольной проводимости среды имеет вид

$$\sigma_{\sim}(\omega, k) = \sigma_0 \left[ 1 - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_0}{\omega} + i \frac{k^2 v_T^2}{\omega v} \right]^{-1}, \quad (124)$$

где  $v_T = \sqrt{T/m}$  — тепловая скорость. Подстановка (124) в (121) приводит к выражению, совпадающему с (37) в пределе частых столкновений (т.е. когда справедливо гидродинамическое описание).

Рассмотрим некоторые практически важные случаи, описание которых основано на кинетическом подходе вычисления проводимости.

## 5.2. Результаты кинетического подхода

При расчете проводимости среды в условиях электронного дрейфа исходным является кинетическое уравнение для функции распределения электронного газа:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = I[f], \quad (125)$$

$$\mathbf{F} = -e \left( \mathbf{E}_d + \mathbf{E}_{\sim} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{H} \right),$$

где  $\mathbf{E}_d$  — постоянное поле, приводящее к дрейфу электронов;  $\mathbf{E}_{\sim}$  — поле волны. Интеграл столкновений учитывается с помощью времени релаксации:

$$I[f] = -\frac{f - f_0}{\tau}, \quad (126)$$

где  $f_0$  — симметричная функция распределения электронов. Рассмотрим случай скрещенных электрического и магнитного полей в геометрии раздела 3.3.

Результаты решения (125), (126) в линейном по полю приближении представлены в [38]. В частности, если длина спиновой волны оказывается величиной того же порядка, что и ларморовский радиус, возникают условия геометрического резонанса. В этом случае, т.е. при выполнении условий  $T \ll \varepsilon_F$ ,  $kr_L \approx 1$ , где  $r_L = v_F/\omega_c$ , из (125), (126) вытекает выражение для продольной проводимости:

$$\sigma_{\sim}(\omega, k) = \frac{3\sigma_0}{(kl)^2} \frac{\lambda [1 - g_0(kr_L)]}{1 - kv_d/\omega - (i/\omega\tau) [1 - g_0(kr_L)]},$$

$$\lambda = 1 + i\omega\tau \left( 1 - \frac{kv_d}{\omega} \right),$$

$$g_0(x) = \int_0^{\pi/2} J_0^2(x \sin \theta) \sin \theta d\theta. \quad (127)$$

Функция  $\sigma_{\sim}(\omega, k)$  испытывает резонансные всплески, определяемые осцилляциями функции  $g_0(x = kr_L)$ . Эти осцилляции в проводимости приводят к резонансному характеру магнитной восприимчивости (121), (36) и, как

следствие, резонансным изменениям усиления и поглощения спиновых волн.

В случае, когда частота вращения электронов в магнитном поле  $\omega_c$  совпадает с частотой волны  $\omega$ , возникает циклотронный резонанс. Из-за наличия дрейфа электронов условие резонансного циклотронного поглощения имеет вид  $\omega_c = \omega'$ , где  $\omega' = \omega(1 - v_d/v_F)$  — частота волны, смещенная вследствие эффекта Доплера.

Вблизи циклотронного резонанса  $kr_L = v_F\omega/v_s\omega_c$  с учетом того, что  $v_s$  имеет величину порядка скорости спиновых волн ( $v_F \gg v_s$ ), выполняется условие  $kr_L \gg 1$ . В этом случае из (125), (126) вытекает следующее выражение для проводимости:

$$\sigma_{\sim}(\omega, k) = \frac{3\pi}{2} \sigma_0 \frac{\omega\tau}{(kl)^3} \left( 1 - \frac{kv_d}{\omega} \right) \coth \frac{\pi\lambda}{\omega_c\tau}. \quad (128)$$

В отличие от геометрического резонанса циклотронный резонанс возможен и в невырожденных полупроводниках, поскольку частота вращения электронов в магнитном поле не зависит от скорости электронов. В этом случае выражение (128) сохраняет прежний вид с заменой коэффициента  $3\pi/2$  на  $2\sqrt{\pi}$ , а под длиной свободного пробега  $l = v_F\tau$  следует понимать  $l = v_T\tau$ , где  $v_T$  — тепловая скорость электронов.

В зависимости от магнитного поля реальная часть проводимости (128) испытывает ряд резонансов (рис. 6) [38], положение которых определяется условием

$$n\omega' = n \left( 1 - \frac{v_d}{v_s} \right) \omega = \omega_c \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (129)$$

Это обуславливает осциллирующее поведение магнитной восприимчивости и соответствующие особенности в затухании (усилении) спиновых волн (см. раздел 5.3).

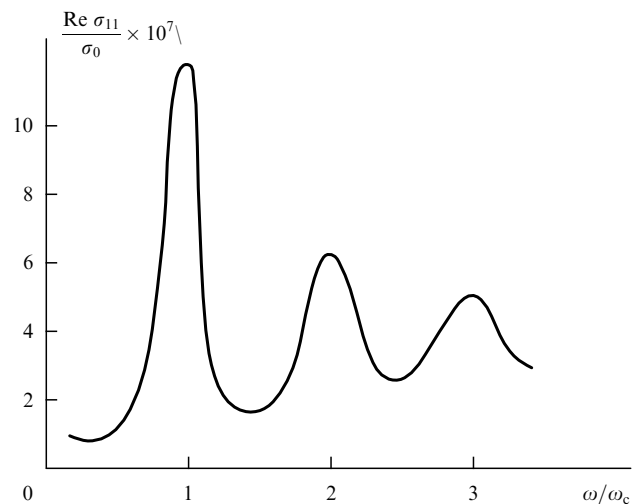


Рис. 6. Зависимость проводимости от отношения  $\omega/\omega_c$  в условиях циклотронного резонанса.

В сильном магнитном поле, когда оказываются выполненными условия квантования Ландау, также возможно осциллирующее поведение затухания или усиления спиновых волн в зависимости от величины магнитного поля. Случай квантующих полей рассмотрен в разделе 9.



### 5.3. Резонансные эффекты

Подстановка (127) в (120), (121) приводит к осцилляциям в коэффициенте усиления спиновых волн, когда реализуются условия геометрического резонанса. Как было отмечено выше, с практической точки зрения проще реализовать условия циклотронного резонанса. Подстановка (120) в (22) приводит к следующему выражению для коэффициента усиления:

$$\alpha = -\frac{\pi}{4e^2} \frac{\omega}{v_s^3 \hbar} A^2 S a^4 \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}} \frac{\varepsilon_0^2}{|\varepsilon(\omega, k)|^2} \operatorname{Re} \sigma_{\sim}. \quad (130)$$

Используя (130), (128), для коэффициента усиления в условиях циклотронного резонанса получим

$$\alpha = -\frac{\pi}{96} \left(1 - \frac{v_D}{v_s}\right) \frac{\omega_p^2 A^2 S a^4}{e^2 v_s^2 v_F^2 \hbar} \left(1 - \frac{H^2}{H_c^2}\right) \times \\ \times \frac{k r_D}{1 + (\varepsilon_0/3) k^2 r_D^2} \operatorname{Re} \left( \cot \frac{\pi \lambda}{\omega_c \tau} \right), \quad (131)$$

где  $r_D$  — дебаевский радиус,  $\omega_p$  — плазменная частота. Из (131) следует, что при  $v_D > v_s$  спиновые волны усиливаются резонансно при выполнении условия  $n\omega(1 - v_D/v_s) = \omega_c$ . Соответственно, при  $v_D < v_s$  имеет место резонансное затухание спиновых волн.

В пределе сильного вырождения, который реализуется в магнитоупорядоченных металлах, основным препятствием для осуществления усиления спиновых волн является невозможность создания высокой дрейфовой скорости, так как для этого потребовалось бы приложить к металлу сильное электрическое поле. Полученные здесь результаты для коэффициента поглощения спиновых волн могут играть существенную роль при экспериментальном изучении антиферромагнитного резонанса в металлах и полуметаллах. Вследствие скин-эффекта электромагнитное поле проникает в металл на глубину скин-слоя, из-за чего рассмотренные выше резонансные явления в поглощении спиновых волн будут проявляться в особенностях поверхностного импеданса, определяющего отражение и поглощение электромагнитных волн металлом. Так, осцилляции в поглощении (131) приводят к осцилляциям в полуширине, положении и виде кривой поглощения электромагнитной волны в условиях антиферромагнитного резонанса и могут быть обнаружены экспериментально. Из выражения для магнитной восприимчивости (38) следует, что s-f-обменный вклад в восприимчивость целиком обусловлен ее дисперсией. Как известно, учет дисперсии в условиях магнитного резонанса в металлах может играть основную роль в формировании вида и положения кривой поглощения электромагнитных волн [39]. В этих условиях в антиферромагнитных металлах возможно наблюдение радиоэлектрического эффекта (радиоэлектрического тока, см. раздел 8) и, в частности, согласно полученным в этом разделе результатам, осцилляции радиоэлектрического тока.

## 6. Теория с несколькими типами носителей

В предыдущих разделах был рассмотрен случай магнитоупорядоченных кристаллов с одним типом носителей. В настоящем разделе полученные ранее результаты обобщаются на случай, когда в кристалле имеется несколько типов носителей.

### 6.1. Обобщение на два типа носителей

Ниже будет рассмотрен наиболее важный случай, когда в кристалле имеются носители противоположных знаков — электроны и дырки, взаимодействующие посредством s-f-обмена с намагниченностью кристалла. Функционал полной энергии антиферромагнетика  $\tilde{\Phi}$  с учетом электронов и дырок принимает вид

$$\tilde{\Phi} = \Phi - \frac{A_e}{2} \int (S_1^z + S_2^z) n_e(r) d^3 r - \frac{A_h}{2} \int (S_1^z + S_2^z) n_h(r) d^3 r, \quad (132)$$

где  $n_e(r)$ ,  $n_h(r)$  — концентрации электронов и дырок,  $A_e$ ,  $A_h$  — соответствующие обменные константы.

Для обобщения полученных для магнитной восприимчивости выражений (36), (38) на случай двух (и большего числа) различных типов носителей будем рассматривать силу, действующую на электроны и дырки со стороны спиновой волны, как дополнительное электрическое поле в выражении для тока. С использованием (132) полная система уравнений, описывающая взаимодействие электронов и дырок со спиновой волной, имеет вид

$$-i\omega \mathbf{m}_1 = g \left( \mathbf{M}_{10} \times [\mathbf{h} + A_s^e n'_e \mathbf{l}_z + A_s^h n'_h \mathbf{l}_z - (\delta_0 + \alpha k^2) \mathbf{m}_1 - (\delta_0 + \alpha_{12} k^2) \mathbf{m}_2] \right), \\ -i\omega \mathbf{m}_2 = g \left( \mathbf{M}_{20} \times [\mathbf{h} + A_s^e n'_e \mathbf{l}_z + A_s^h n'_h \mathbf{l}_z - (\delta_0 + \alpha k^2) \mathbf{m}_2 - (\delta_0 + \alpha_{12} k^2) \mathbf{m}_1] \right); \quad (133)$$

$$ik\sigma_e \left[ E_{\sim} - \frac{A_s^e}{|e|} (m_1 + m_2) ik \right] - i\omega \rho'_e = 0, \\ ik\sigma_h \left[ E_{\sim} + \frac{A_s^h}{|e|} (m_1 + m_2) ik \right] - i\omega \rho'_h = 0; \quad (134)$$

$$A_s^{e,h} = A^{e,h} \frac{a^3}{4\mu_0}, \quad ikeE_{\sim} = -|e|n'_e + |e|n'_h. \quad (135)$$

Здесь уравнения (133) представляют собой обобщение уравнений (22) на случай двух типов носителей. Уравнения (134) представляют уравнения непрерывности для электронного и дырочного токов, причем в соответствии со сказанным выше в рассматриваемом подходе выражения для токов имеют вид

$$j_e = \sigma_e \left[ E_{\sim} - \frac{A_s^e}{|e|} (m_1 + m_2) ik \right], \\ j_h = \sigma_h \left[ E_{\sim} + \frac{A_s^h}{|e|} (m_1 + m_2) ik \right]. \quad (136)$$

Наконец, уравнение (135) представляет уравнение Пуассона для двух типов носителей. Исключая из (134), (135) поле  $E_{\sim}$ , получим для неравновесной добавки концентрации электронов и дырок, обусловленной их взаимодействием со спиновой волной, выражение

$$n'_e = k^2 (m_1 + m_2) \frac{-\sigma_e \sigma_h / \varepsilon + A_s^e + A_s^h + i\omega \sigma_e A_s^e}{(i\omega e^2 / \varepsilon)(\sigma_e + \sigma_h) + \omega^2 e^2} \quad (137)$$

и аналогичное выражение для  $n'_h$  с заменой индекса e на h в (137). Подстановка (137) в (133) приводит к дисперсион-

ному уравнению, имеющему тот же вид, что и (42), с тем отличием, что величина  $F$  теперь равна

$$F = gM_0 \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}} \frac{k^2}{e^2} \times \\ \times \left[ \frac{\sigma_e \sigma_h}{\varepsilon} (A_s^e + A_s^h)^2 + i\omega \sigma_e (A_s^e)^2 + i\omega \sigma_h (A_s^h)^2 \right] \times \\ \times \left[ \frac{i\omega(\sigma_e + \sigma_h)}{\varepsilon} + \omega^2 \right]^{-1}. \quad (138)$$

Выражения (36), (38), (138) полностью определяют тензор магнитной восприимчивости антиферромагнетика с двумя типами носителей.

Полагая  $kv_s/\omega = 1 + i\alpha$ , для коэффициента поглощения спиновых волн из (42), (138) в общем виде получим

$$\text{Re } \alpha = -\frac{P_1 k^4}{2\omega^3 |\varepsilon(\omega, k)|^2} \left\{ A_e^2 \left[ \left| \varepsilon - \frac{\sigma_h}{i\omega} \right|^2 \text{Re } \sigma_e + \right. \right. \\ \left. \left. + |\sigma_e|^2 \frac{\text{Re } \sigma_h}{\omega^2} \right] + A_h^2 \left[ \left| \varepsilon - \frac{\sigma_e}{i\omega} \right|^2 \text{Re } \sigma_h + |\sigma_h|^2 \frac{\text{Re } \sigma_e}{\omega^2} \right] + \right. \\ \left. + 2A_h A_e \left[ \frac{|\sigma_h|^2 \text{Re } \sigma_h}{\omega^2} + \frac{|\sigma_e|^2 \text{Re } \sigma_e}{\omega^2} - 2 \frac{\varepsilon}{\omega} \text{Im}(\sigma_e \sigma_h) \right] \right\}, \quad (139)$$

где

$$\varepsilon(\omega, k) = \varepsilon - \frac{1}{i\omega} (\sigma_e + \sigma_h), \quad (140)$$

$$P_1 = v_s \sqrt{\frac{\alpha - \alpha_{12}}{2\sigma_0}} gM_0 \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}} \frac{1}{e^2} \left( \frac{a^3}{4\mu_0} \right)^2. \quad (141)$$

Из (139)–(141) следует, что в случае двух типов носителей выражение (139) для поглощения спиновых волн при  $A_h = 0$ , т.е. когда со спиновой волной взаимодействуют только электроны, отличается от ранее полученного для одного типа носителей. Это связано с тем, что взаимодействие электронов со спиновой волной приводит к нарушению локальной плотности электронов и, соответственно, к появлению электрического поля, с которым взаимодействуют дырки.

В отсутствие магнитного поля реализовать условие усиления в случае двух типов носителей гораздо труднее, чем в случае одного типа. Это связано с тем, что под влиянием дрейфового электрического поля электроны и дырки движутся в противоположных направлениях. Таким образом, в случае двух типов носителей учет влияния дырок обуславливает усиление спиновых волн. В этом случае оно возможно только, если электронная часть усиления окажется больше затухания, вносимого дырками. В заключение отметим, что в низкочастотном пределе, когда выполнено условие  $|\sigma| \gg \omega$ , из (139)–(141) вытекает следующее выражение для коэффициента поглощения спиновых волн:

$$\text{Re } \alpha = -\frac{1}{8} \frac{a^3 \omega^3}{v_s^3} \frac{a}{e^2} \frac{1}{\hbar \omega} \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}} S(A_e + A_h)^2 \frac{1}{\omega} \text{Re } \frac{\sigma_e \sigma_h}{\sigma_e + \sigma_h}, \quad (142)$$

которое будет использовано в дальнейшем.

## 6.2. Усиление в скрещенных полях

Как было отмечено выше, в отсутствие магнитного поля в системе с двумя типами носителей осуществить усиление намного труднее, чем для одного типа носителей. В этом случае в полной аналогии с усилением звука [38] для того, чтобы в системе все же имело место усиление как за счет электронной, так и за счет дырочной компонент, нужно приложить скрещенные электрическое и магнитное поля так, чтобы электроны и дырки дрейфовали в направлении распространения спиновой волны. В этом случае магнитное поле должно быть сильным как для электронов, так и для дырок:

$$\omega_{c,e,h}^e \tau_{c,e,h}^e \gg 1. \quad (143)$$

При выполнении условия (143) электронная и дырочная проводимости определяются выражением

$$\sigma_{e,h} = \sigma_0^{e,h} \left[ 1 - \frac{kv_D^{e,h}}{\omega} + i \frac{k^2 (v_T^{e,h})^2}{\omega v_{\text{eff}}^{e,h}} \right]^{-1}, \quad (144)$$

где

$$v_T^{e,h} = \sqrt{\frac{T}{m_{e,h}}}, \quad v_D^{e,h} = \frac{cE}{H}, \\ v_{\text{eff}}^{e,h} = \omega_{c(e,h)}^2 \tau_{e,h}, \quad \sigma_0^{e,h} = \frac{e^2 n_{e,h}}{m_{e,h} v_{e,h}}. \quad (145)$$

В дальнейшем ограничимся случаем собственных полупроводников и полуметаллов с равной концентрацией носителей тока и низкочастотным пределом:

$$|\sigma^{e,h}(\omega, k)| \gg \omega \varepsilon. \quad (146)$$

При выполнении условия (146) коэффициент усиления спиновых волн определяется выражением (142). В результате подстановки (145) в (142) получим для коэффициента усиления в вырожденном случае

$$\text{Re } \alpha = -\frac{1}{8} \frac{a^3 \omega^3}{v_s^3} \frac{a}{e^2} \frac{1}{\hbar \omega} \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}} S(A_e + A_h)^2 \frac{1}{\omega} \frac{\sigma_0^e \sigma_0^h}{\sigma_0^e + \sigma_0^h} \times \\ \times \left( 1 - \frac{v_D}{v_s} \right) \left[ \left( 1 - \frac{v_D}{v_s} \right)^2 + \left( \frac{k^2 p_F^2 c^2}{3\omega e^2 H^2} \frac{m_e + m_h}{m_e \tau_e + m_h \tau_h} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (147)$$

где  $p_F$  — фермиевский импульс, при равной концентрации одинаковый для электронов и дырок. Соответственно, в невырожденном случае

$$\text{Re } \alpha = -\frac{1}{8} \frac{a^3 \omega^3}{v_s^3} \frac{a}{e^2} \frac{1}{\hbar \omega} \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}} S(A_e + A_h)^2 \frac{1}{\omega} \frac{\sigma_0^e \sigma_0^h}{\sigma_0^e + \sigma_0^h} \times \\ \times \left( 1 - \frac{v_D}{v_s} \right) \left[ \left( 1 - \frac{v_D}{v_s} \right)^2 + \left( \frac{k^2 T}{\omega} \frac{c^2}{e^2 H^2} \frac{m_e + m_h}{m_e \tau_h + m_h \tau_e} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (148)$$

## 6.3. Усиление в слабом магнитном поле

Развитый в этом разделе подход можно использовать для исследования случая одного типа носителей в слабом магнитном поле, т.е. в случае

$$\frac{A}{2} (S_1^z + S_2^z) < \varepsilon, \quad (149)$$

где  $\varepsilon = k_B T$  для невырожденного случая, и  $\varepsilon = \varepsilon_F$  для вырожденного полупроводника. Особый интерес исследования случая (149) состоит в том, что выполнение обратного неравенства часто требует использования достаточно сильного магнитного поля (как правило,  $H \gg 10$  кЭ), усложняя тем самым условия эксперимента. В рассматриваемом здесь макроскопическом подходе обобщение на случай, когда в полупроводнике имеются электроны с обеими проекциями спина на направление магнитного поля, достигается следующей модификацией выражения для полной энергии:

$$\tilde{\Phi} = \Phi - \frac{A_{\uparrow}}{2} \int (S_1^z + S_2^z) n_{\uparrow}(r) d^3r - \frac{A_{\downarrow}}{2} \int (S_1^z + S_2^z) n_{\downarrow}(r) d^3r, \quad (150)$$

где  $n_{\uparrow}, n_{\downarrow}$  — концентрации электронов с проекцией спина вдоль и против направления магнитного поля соответственно.

Таким образом, в условиях, когда выполняется неравенство (149), рассматриваемый случай одного типа носителей можно рассматривать как случай двух типов носителей с концентрациями  $n_{\uparrow}, n_{\downarrow}$  в отличие от рассмотренного выше случая электронно-дырочной плазмы, обладающих зарядом одного знака. Соответственно, система уравнений (133)–(135) приобретает вид

$$\begin{aligned} -i\omega \mathbf{m}_1 &= g(\mathbf{M}_{10} \times [\mathbf{h} + A_{\uparrow} n'_{\uparrow} \mathbf{l}_z + A_{\downarrow} n'_{\downarrow} \mathbf{l}_z - \\ &\quad - (\delta_0 + \alpha k^2) \mathbf{m}_1 - (\delta_0 + \alpha_{12} k^2) \mathbf{m}_2]), \\ -i\omega \mathbf{m}_2 &= g(\mathbf{M}_{20} \times [\mathbf{h} + A_{\uparrow} n'_{\uparrow} \mathbf{l}_z + A_{\downarrow} n'_{\downarrow} \mathbf{l}_z - \\ &\quad - (\delta_0 + \alpha k^2) \mathbf{m}_2 - (\delta_0 + \alpha_{12} k^2) \mathbf{m}_1]); \end{aligned} \quad (151)$$

$$\begin{aligned} ik\delta_{\uparrow} \left( E_{\sim} - \frac{A_{s\uparrow}}{|e|} (m_1 + m_2) ik \right) - i\omega |e| n'_{\uparrow} &= 0, \\ ik\delta_{\downarrow} \left( E_{\sim} - \frac{A_{s\downarrow}}{|e|} (m_1 + m_2) ik \right) - i\omega |e| n'_{\downarrow} &= 0; \end{aligned} \quad (152)$$

$$A_{s\uparrow, \downarrow} = A_{\uparrow, \downarrow} \frac{a^3}{4\mu_0}, \quad ik\varepsilon E_{\sim} = -|e| n'_{\uparrow} - |e| n'_{\downarrow}. \quad (153)$$

Решение системы (151)–(153) приводит к дисперсионному уравнению (42), в котором величина  $F$  равна

$$\begin{aligned} F &= gM_0 \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}} \frac{k^2}{e^2} \times \\ &\times \left[ -\frac{\sigma_{\uparrow}\sigma_{\downarrow}}{\varepsilon} (|A_{s\downarrow}|^2 - |A_{s\uparrow}|^2) + i\omega (\sigma_{\uparrow}|A_{s\uparrow}|^2 - \sigma_{\downarrow}|A_{s\downarrow}|^2) \right] \times \\ &\times \left[ \frac{i\omega(\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow})}{\varepsilon_0} + \omega^2 \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (154)$$

Полагая в дальнейшем  $A_{\uparrow} = -A_{\downarrow} = A$ , вместо (154) получим

$$F = igM_0 \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_c^2}} \frac{k^2}{e^2} \frac{\varepsilon_0 A_s^2}{\omega \varepsilon(\omega, k)} (\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}). \quad (155)$$

В результате для коэффициента усиления спиновых волн получим выражение (48), в котором вместо  $\tilde{A}$  фигурирует

величина  $\tilde{\tilde{A}}$ , связанная с  $\tilde{A}$  соотношением

$$\tilde{\tilde{A}} = \tilde{A} \frac{n_{\uparrow}^0 - n_{\downarrow}^0}{n_{\uparrow}^0 + n_{\downarrow}^0}, \quad (156)$$

где  $n_{\uparrow}^0, n_{\downarrow}^0$  — равновесные концентрации носителей тока со спином вдоль и против направления магнитного поля соответственно. В пределе слабых магнитных полей соотношение (156) может быть представлено в виде

$$\tilde{\tilde{A}} = \tilde{A} \tanh \frac{ASH}{2H_c T} \quad (157)$$

для невырожденного полупроводника и

$$\tilde{\tilde{A}} = \tilde{A} \frac{AS}{\varepsilon_F} \frac{H}{H_c} \quad \left( \frac{ASH}{H_c} \ll \varepsilon_F \right) \quad (158)$$

для вырожденного полупроводника.

Из (157), (158) следует, что в отсутствие внешнего магнитного поля коэффициент усиления обращается в нуль; соответственно, в нуль обращается вклад электронов в магнитную восприимчивость (36), (38).

## 7. Усиление спиновых волн в неупорядоченных магнетиках

К неупорядоченным магнетикам относятся аморфные ферромагнетики (рис. 1д), спиновые стекла (рис. 1е), неупорядоченные ферро- и антиферромагнетики. Аморфный магнетик является стохастической системой, параметры которой — случайные функции координат. При этом в веществе возникает структурный и химический беспорядок [40].

### 7.1. Общие замечания

Ряд выводов, касающихся вклада s–f-обмена в поглощение спиновых волн в неупорядоченных магнетиках, непосредственно вытекает из самых общих соображений о сохранении полного момента (раздел 3). Так, из требования сохранения полного момента следует, что вклад s–f-обмена в поглощение (усиление) спиновых волн в случае аморфных ферромагнетиков (рис. 1д) вследствие полной ориентационной упорядоченности магнитных моментов тождественно обращается в нуль. Аналогичный результат может быть получен и в том случае, когда спиновые волны обусловлены изменением модуля намагниченности аморфного ферромагнетика при колебаниях плотности его вещества.

Совершенно иной оказывается ситуация в неупорядоченных ферромагнетиках и антиферромагнетиках. В этом случае закон сохранения полного момента уже не запрещает возбуждение в них в результате s–f-обмена волны спиновой плотности. Принципиальные трудности, возникающие при решении этих вопросов, наиболее выражены в случае спинового стекла (рис. 1е). В отсутствие магнитного поля суммарный магнитный момент в такой системе равен нулю. В отличие от рассмотренных случаев изотропного и анизотропного антиферромагнетиков изложенная для них схема расчета эффектов, обусловленных s–f-обменом (применимая для систем с любым конечным числом подрешеток), принципиально неприменима в случае спинового стекла, которое не может быть описано с помощью конечного числа подрешеток.

В этом случае целесообразно обратиться к общей феноменологической теории, не связанной с введением модельных представлений о подрешетках, движения которых описываются уравнениями Ландау–Лифшица. Последовательное изложение такой, использующей лишь общие представления о симметрии состояния магнетика, теории дается в [41]. При этом динамические уравнения, описывающие колебания намагниченности, возникают как уравнения Лагранжа с плотностью лагранжиана, получаемой из соображений инвариантности энергии магнетика относительно преобразований симметрии. Результаты такого подхода будут ниже использованы для расчета спектра спиновых волн в спиновом стекле в условиях s–f-обмена.

### 7.2. Спиновое стекло в отсутствие носителей тока

Согласно [41], динамику спинового стекла можно описать с помощью лагранжиана

$$L_0 = \frac{a}{2} g_{\alpha\beta}(\phi) \left( \frac{1}{c^2} \dot{\phi}^\alpha \dot{\phi}^\beta - \frac{\partial \phi^\alpha}{\partial x_i} \frac{\partial \phi^\beta}{\partial x_i} \right), \quad (159)$$

где  $\phi^\alpha$  ( $\alpha = 1, 2, 3$ ) — параметры, осуществляющие параметризацию группы спиновых вращений спинового стекла;  $g_{\alpha\beta}$  — метрический тензор, имеющий вид

$$g_{\alpha\beta} = \frac{\delta_{\alpha\beta}}{1 + \phi^2} - \frac{\phi^\alpha \phi^\beta}{(1 + \phi^2)^2}, \quad \phi_\alpha = n_\alpha \phi; \quad (160)$$

$n_\alpha$  — компоненты единичного вектора, направленного вдоль оси вращения;  $a, c$  — феноменологические константы.

Динамические уравнения, отвечающие (159), имеют вид

$$\ddot{\phi}^\alpha - c^2 \Delta \phi^\alpha + \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha \left( \dot{\phi}^\beta \dot{\phi}^\gamma - c^2 \frac{\partial \phi^\beta}{\partial x_i} \frac{\partial \phi^\gamma}{\partial x_i} \right) = 0, \quad (161)$$

где  $\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha$  — символы Кристоффеля, соответствующие метрике  $g_{\alpha\beta}$ . Линеаризованные уравнения (161) определяют спектр спиновых волн в отсутствие электронов проводимости:

$$\omega = ck. \quad (162)$$

### 7.3. s–f-обменный механизм усиления спиновых волн в спиновом стекле

В наиболее общем виде лагранжиан системы проводящих электронов в изотропном спиновом стекле имеет вид

$$L = L_0 + L_1, \quad (163)$$

$$L_1 = M_\alpha H_\alpha, \quad (164)$$

$$M_\alpha = \frac{\alpha_\gamma}{2c^2} \frac{\dot{\phi}^\alpha + e_{\alpha\beta\gamma} \phi_\beta \dot{\phi}_\gamma}{1 + \phi^2}, \quad (165)$$

$$H_\alpha = A_1 \int \text{tr}(\hat{\sigma}_\alpha \hat{\rho}) d\mathbf{P}. \quad (166)$$

Здесь  $M_\alpha$  — намагниченность спинового стекла,  $e_{\alpha\beta\gamma}$  — единичный антисимметричный тензор,  $\hat{\sigma}_\alpha$  — матрицы Паули,  $\hat{\rho}$  — матрица функции распределения электронов в зоне проводимости,  $\gamma$  — гидромагнитное отношение.

Величина  $H_\alpha$ , определенная выражением (166), имеет смысл эффективного магнитного поля, создаваемого электронами проводимости ( $A_1$  — эффективная константа s–f-обмена). В (166) интегрирование ведется по импульсам электронов. Соотношения (159), (160) и (163)–(166) определяют динамику спинового стекла в присутствии электронов проводимости. Для получения замкнутой системы их следует дополнить уравнениями Максвелла

$$e_{\alpha\beta\gamma} \frac{\partial H_\alpha}{\partial x_\beta} = 0, \quad (167)$$

$$\frac{\partial H_\alpha}{\partial x_\alpha} = -4\pi \frac{\partial M_\alpha}{\partial x_\alpha}, \quad (168)$$

$$\frac{\partial D_\alpha}{\partial x_\alpha} = -e \text{tr} \int d\mathbf{P} \hat{\rho} \quad (169)$$

и уравнением движения для матрицы плотности

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} + \frac{1}{\hbar} \left\{ \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial r} \frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial k} \right\} - \frac{1}{\hbar} \left\{ \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial k} \frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial r} \right\} + \frac{eE}{\hbar} \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial k} - \frac{i}{\hbar} [\hat{\varepsilon}, \hat{\rho}] = I, \quad (170)$$

где  $\hat{\varepsilon}(k, r)$  — оператор энергии электрона,  $I$  — интеграл столкновений. Уравнения (167)–(170) определяют электродинамику ферми-жидкости для частиц со спином.

При макроскопическом описании s–f-обменного взаимодействия электронов проводимости будем исходить из того, что при распространении спиновой волны на электрон действует сила, которой можно сопоставить напряженность возникающего при этом поля:

$$\varepsilon_\alpha = \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} H_{\text{int}}, \quad (171)$$

$$D_\alpha = \varepsilon E_\alpha + \frac{\varepsilon}{e} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} H_{\text{int}}, \quad (172)$$

$$H_{\text{int}} = A_1 n_\alpha M_\alpha. \quad (173)$$

Уравнения (167)–(170) и (171)–(173) полностью определяют динамику электронов и магнитных моментов, связанных s–f-обменом в гидродинамическом приближении.

Оценку для коэффициента поглощения спиновых волн проще всего получить, если предположить, что матрица  $\hat{\rho}$  содержит только одну отличную от нуля компоненту, соответствующую спину "вверх".

В этом случае из (170) вытекают уравнения гидродинамики:

$$\dot{\mathbf{v}}^\alpha = -\frac{e}{m} E^\alpha - \mathbf{v}^\alpha \nabla, \quad (174)$$

$$\mathbf{v}^\alpha = \text{tr} \int d\mathbf{P} \hat{\rho} v^\alpha, \quad (175)$$

$$\frac{\partial j^\alpha}{\partial x_\alpha} + \text{tr} \int d\mathbf{P} \hat{\rho} = 0. \quad (176)$$

В (174) для простоты опущен вклад тензора внутреннего давления. Для малых отклонений от равновесных значений входящих в (167)–(170) и (174)–(176) величин

$$\delta M, \delta \hat{\rho}, \delta \phi, \delta \mathbf{v} \sim \exp(ikr - i\omega t)$$

получим из (167)–(170) и (174)–(176) дисперсионное уравнение

$$(\omega^2 - k^2 c^2)[v\omega_R + (\omega - kv_0)(kv_0 - \omega - iv)] = k^2 \omega^2 \Gamma_0, \quad (177)$$

$$\Gamma_0 = \gamma^2 A_1^2 \frac{a}{2c^2} \frac{n_0}{m}. \quad (178)$$

Из (177), (178) вытекает следующее выражение для коэффициента поглощения спиновых волн:

$$\alpha(\omega) \sim \frac{\Gamma_0 \omega (v_0/c - 1)}{vc^2 [\omega_R^2/\omega^2 + (v_0/c - 1)^2]}. \quad (179)$$

Из (179) следует, что при скорости  $v_0$ , большей фазовой скорости спиновых волн в спиновом стекле  $c$ , затухание  $\alpha(\omega)$  сменяется усилением.

Полученные выше результаты дают для коэффициента усиления спиновых волн в спиновом стекле по порядку величины такое же значение, как для изотропных антиферромагнетиков. Это позволяет указать на целый класс материалов, перспективных с точки зрения возможности реализации в них условий усиления — так называемых полумагнитных полупроводников с общей формулой  $A_x B_{1-x} C$ , где  $A$  — (Mn, Fe, Ni),  $B$  — (Hg, Cd, Zn),  $C$  — (Te, Se, S). Основным преимуществом полумагнитных полупроводников перед обычными магнитными полупроводниками является высокая подвижность носителей тока и, как следствие, возможность реализовать в них условие черенковского излучения. Так, например, в  $Mn_x Hg_{1-x} Te$ ,  $Mn_x Cd_{1-x} Te$  при  $x < 0,1$  подвижность достигает значений  $u \sim 10^5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  [42, 43]. Существование, что в области  $x \sim 0,1$  полученные полупроводники, как правило, обладают магнитной структурой спинового стекла с контролируемыми электронными свойствами [42, 43], что и позволяет надеяться на возможность их использования для усиления спиновых волн.

Большой интерес с точки зрения приложения полученных результатов представляют низкоразмерные (одно- или двумерные) магнетики, многие из которых являются антиферромагнетиками и спиновыми стеклами. К их числу можно отнести квазиодномерный антиферромагнетик  $(CH_3)_4NMnCl_3$  [44].

В таких системах можно ожидать резко анизотропные свойства (например, для явлений, связанных с радиоэлектрическим эффектом (раздел 8)).

## 8. Радиоэлектрический эффект в антиферромагнетиках

В разделах 3 и 4 были рассмотрены эффекты увлечения и усиления объемных спиновых волн электронным дрейфом в антиферромагнетиках, обусловленные  $s$ – $f$ -обменным взаимодействием потока электронов с намагниченностью. При этом одним из наиболее жестких условий реализации усиления является выполнение черенковского условия. Поэтому особый интерес представляют эффекты, связанные с идентификацией взаимодействия электронов и спиновых волн, для которых выполнение черенковского условия не является необходимым. Одним из таких эффектов является обратный к рассмотренным в разделах 3 и 4 эффект увлечения спиновой волной носителей тока.

Как известно, в обычных немагнитных кристаллах радиоэлектрический эффект (увлечение электронов фотонами) в силу малой величины требует для своего наблюдения достаточно мощных источников излучения [45]. Совершенно иной оказывается ситуация в магнитоупорядоченных кристаллах, где основной вклад в эффект вносит увлечение носителей тока спиновой волной, возбуждаемой в нем внешней электромагнитной волной. Особенно большим этот эффект должен быть в антиферромагнетиках. Как показано в разделах 3 и 4, коэффициент усиления спиновых волн в антиферромагнетике обусловлен  $s$ – $f$ -обменным взаимодействием и на несколько порядков превосходит соответствующую величину в ферромагнетиках.

Величину эффекта в антиферромагнетике можно оценить из условия баланса между переданным волной импульсом носителям тока и возникающим при этом электрическим полем  $E$ :

$$E = \frac{I}{nev_s} \text{Im } k, \quad (180)$$

где  $I$  — плотность потока энергии, переносимой спиновой волной,  $n$  — концентрация носителей тока.

Соотношение (180) аналогично тому, которое было получено для звука [46]. Оно остается в силе и для анизотропных антиферромагнетиков; при этом фазовая скорость спиновой волны становится зависящей от угла  $\theta$  между направлением магнитного поля и осью анизотропии:  $v_s = v_s(\theta)$  (в случае одноосных антиферромагнетиков).

Еще более важным с точки зрения практической реализации эффекта является учет зависимости фазовой скорости от волнового вектора:  $v_s = v_s(\theta, \mathbf{k})$ . Наличие щели в спектре анизотропного антиферромагнетика приводит к тому, что  $v_s \rightarrow \infty$  при  $k \rightarrow 0$ . Отсюда следует, что в условиях однородного антиферромагнитного резонанса ( $k \rightarrow 0$ ) радиоэлектрический эффект, обусловленный  $s$ – $f$ -обменом, обращается в нуль (180). Реально в условиях однородного резонанса электромагнитной волной возбуждаются спиновые волны с  $k < 10^2 \text{ см}^{-1}$ . Согласно результатам раздела 4.1, это делает возможным наблюдение эффекта и в случае однородного резонанса при соответствующем выборе волнового вектора: для легкoplоскостного антиферромагнетика типа  $\text{EuTe}$  — это направление вдоль оси анизотропии (с учетом анизотропии в базисной плоскости в этом случае  $k \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$  соответствует  $v_s \sim 10^7 \text{ см с}^{-1}$ ).

В общем случае для наблюдения радиоэлектрического эффекта требуется возбуждать спиновые волны с большими  $k$ . С этой целью могут быть использованы различные способы: параметрическое возбуждение при продольной или поперечной накачке [47–50], генерация спиновых волн в неоднородном постоянном магнитном поле [51–53] и многие другие.

Оценим величину разности потенциалов  $U$ , возникающую в образце при прохождении спиновой волны:

$$U = \int E(z) dz = \frac{uI}{\sigma_0 v_s} \frac{\text{Im } k}{\text{Im } k + Y v_s^{-1}}. \quad (181)$$

Так, например, в  $\text{EuTe}$  волновым векторам  $k > 10^5 \text{ см}^{-1}$  соответствует  $v_s \sim 10^5 - 10^6 \text{ см с}^{-1}$ . При  $u \sim 10^2 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  и  $\sigma \sim 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ ,  $\text{Im } k \sim Y/v_s$ ,  $I = 1 \text{ Вт см}^{-2}$  получим

для разности потенциалов, создаваемой спиновой волной, величину  $U \sim 1 - 10$  В. Найденные значения соответствуют тем, которые получаются при исследовании акустоэлектрического эффекта в сульфиде кадмия [46] с соответствующей концентрацией носителей тока, вызванной освещением образца (как правило,  $n \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ). Как и в случае акустоэлектрического эффекта, в поперечном внешнем магнитном поле возможен поперечный радиоэлектрический эффект. При наличии внешнего электрического поля вблизи его порогового значения (когда  $v_s = v_d$ ) происходит смена знака радиоэлектрического эффекта. Этот эффект может быть использован для идентификации усиления спиновых волн.

Наличие в кристалле двух типов носителей противоположного знака уменьшает эффект. В отсутствие дополнительного механизма рассеяния (помимо рассеяния магнонов на электронах) при равенстве концентраций электронов и дырок происходит компенсация и эффект обращается в нуль. Отличный от нуля результат в этом случае получается, если внешнее магнитное поле направить перпендикулярно направлению распространения волны.

В заключение отметим, что эффекты, связанные с увлечением спиновой волной носителей тока, неоднократно наблюдались в ферромагнетиках [54–58] (магнитоэлектрический, или резонансный гальваномагнитный эффект). В [59] этот эффект наблюдался в гибридных системах типа феррит–полупроводник. Во всех перечисленных случаях эффект обусловлен индукционным (релятивистским) взаимодействием. В случае антиферромагнетиков вопрос теоретически рассматривался в работе [60].

## 9. Квантовая теория усиления спиновых волн

В предыдущих разделах был изложен макроскопический подход к проблеме взаимодействия спиновых волн с носителями тока в магнитоупорядоченных кристаллах.

В настоящем разделе будет изложен подход, основанный на квантовомеханическом рассмотрении спинов магнитных атомов. В качестве примера будет рассмотрен случай черенковского усиления спиновых волн в антиферромагнетике с анизотропией типа легкая ось.

### 9.1. Гамильтониан s–f-обмена в одноосном антиферромагнетике

В общем виде гамильтониан, описывающий движение электрона проводимости в анизотропном антиферромагнетике, помещенном в магнитное поле, имеет вид [7]

$$H = H_e + H_{\text{int}} + H_M, \quad (182)$$

$$H_e = \frac{1}{2m} \left( \hat{\mathbf{P}} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2,$$

$$H_{\text{int}} = - \sum_{m, m'} A(R_m - R_{m'}) (S_m, \sigma_{m'}),$$

$$H_M = - \frac{1}{2} \sum_{i, m_1 \neq m'_1} I_{m_1 m'_1}^i S_{m_1}^i S_{m'_1}^i - \frac{1}{2} \sum_{i, m_2 \neq m'_2} I_{m_2 m'_2}^i S_{m_2}^i S_{m'_2}^i - \sum_{i, m_1} I_{m_1 m_2}^i S_{m_1}^i S_{m_2}^i - \sum_{i, m_1} S_{m_1}^i H_i - \sum_{i, m_2} S_{m_2}^i H_i,$$

где  $H_e$  описывает движение электрона в магнитном поле с векторным потенциалом  $\mathbf{A}$ ;  $H_{\text{int}}$  отвечает взаимодействию электрона проводимости с магнитной подсистемой кристалла с константой s–f-обмена, которую в дальнейшем будем полагать равной  $A_{mm'} = A\delta_{mm'}$ ;  $H_M$  — обменный гамильтониан анизотропного антиферромагнетика, помещенного в магнитное поле  $H$  ( $H$  в энергетических единицах). Для одноосного антиферромагнетика с осью анизотропии, направленной вдоль оси  $y$ , интегралы обмена имеют вид

$$I_{mm'}^x = I_{mm'}^z = I_{mm'}, \quad I_{mm'}^y = I_{mm'} + \Delta I_{mm'}. \quad (183)$$

Ограничиваясь в дальнейшем случаем, когда имеется взаимодействие только между двумя эквивалентными подрешетками, введем обозначение

$$\sum_{m_1, m_2} I_{m_1 m_2} S^2 = NJ_{12}, \quad \sum_{m_1, m_2} \Delta I_{m_1 m_2} S^2 = N\Delta J_{12}, \quad (184)$$

где  $N$  — число магнитных атомов в подрешетке.

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  направлено вдоль оси  $z$ , т.е. перпендикулярно оси анизотропии. В этом случае во всем интервале изменения  $\mathbf{H}$  вектор намагниченности антиферромагнетика направлен вдоль поля ( $\Delta J_{12} < 0$ ). Считая поле достаточно сильным, так что спин электрона полностью поляризован в направлении поля, и переходя в  $H_M$ ,  $H_{\text{int}}$  к представлению операторов рождения и уничтожения магнонов  $\xi^+$ ,  $\xi$  и операторов рождения и уничтожения электронов  $a^+$ ,  $a$ , получим вместо (182)

$$\tilde{H} = \tilde{H}_e + \tilde{H}_{\text{int}}^{(1)} + \tilde{H}_{\text{int}}^{(2)} + \tilde{H}_M; \quad (185)$$

$$\tilde{H}_e = \sum_{\alpha} \varepsilon_{\alpha} a_{\alpha}^+ a_{\alpha}, \quad \tilde{H}_M = \sum_{j, q} \hbar \omega_{qj} \xi_{qj}^+ \xi_{qj},$$

$$\tilde{H}_{\text{int}}^{(1)} = \sum_{\alpha \alpha' q} A^{(j)}(\alpha \alpha' q) a_{\alpha}^+ a_{\alpha'} (\xi_{-qj}^+ \xi_{qj}),$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{\text{int}}^{(2)} = & \sum_{\alpha \alpha' q q' j} B^{(j)}(\alpha \alpha' q q' j) a_{\alpha}^+ a_{\alpha'} \xi_{-qj}^+ \xi_{q'j} + \\ & + \sum_{\alpha \alpha' q q' j} C^{(j)}(\alpha \alpha' q q' j) a_{\alpha}^+ a_{\alpha'} (\xi_{-qj}^+ \xi_{-q'j} + \xi_{qj} \xi_{q'j}), \end{aligned}$$

где  $j = 1, 2$  отвечает двум ветвям магнонов в анизотропном антиферромагнетике. Матричные элементы  $A$ ,  $B$ ,  $C$  имеют вид

$$\begin{aligned} A^{(j)}(\alpha, \alpha', q) &= Q_q \langle \alpha | \exp(iqr) | \alpha' \rangle \delta_{j, 2}, \\ B^{(j)}(\alpha, \alpha', q, q') &= \Gamma_{qq'}^{(j)} \langle \alpha | \exp[i(q + q')r] | \alpha' \rangle, \\ C^{(j)}(\alpha, \alpha', q, q') &= Z_{qq'}^{(j)} \langle \alpha | \exp[i(q + q')r] | \alpha' \rangle. \end{aligned} \quad (186)$$

Индекс  $\alpha$  в (185), (186) нумерует собственные функции оператора кинетической энергии электрона в магнитном поле  $\tilde{H}_e$  с собственными значениями

$$\varepsilon_{P_z, n} = \frac{P_z^2}{2m} + \hbar \omega_c \left( n + \frac{1}{2} \right)$$

и включает в себя квантовые числа  $n$ ,  $P_z$ ,  $P_y$ , где  $n$  — номер уровня Ландау;  $P_z$ ,  $P_y$  — компоненты импульса электрона вдоль соответствующих осей (калибровка  $A_x = 0$ ,  $A_y = Hx$ ,  $A_z = 0$ ). В частности, входящие в (186) коэффициенты  $Q$ ,  $\Gamma$ ,  $Z$  для принятой здесь модели антиферромагнетика в случае  $j = 2$ , имеют вид

$$\begin{aligned}
Q_q &= A(SH_{11})^{1/2} \left(1 - \frac{H^2}{H_E^2}\right)^{3/4} \times \\
&\times \left\{ 4N \left[ H_E \left(1 - \frac{H^2}{H_E^2}\right) + 2H_a \right]^{1/2} \right\}^{-1}, \\
\Gamma_{qq'} &= AH \left[ H_E \left(1 - \frac{H^2}{H_E^2}\right) - H_a \right] \times \\
&\times \left[ 8NH_E H_{11} \left(1 - \frac{H^2}{H_E^2}\right) \right]^{-1/2}, \\
Z_{qq'} &= -AH \left[ H_E \left(1 - \frac{H^2}{H_E^2}\right) + H_a \right] \times \\
&\times \left[ 16NH_E H_{11} \left(1 - \frac{H^2}{H_E^2}\right) \right]^{-1/2}, \\
H_{11} &= (H_E H_a)^{1/2}, \tag{187}
\end{aligned}$$

где  $H_a$  — поле анизотропии,  $H_E$  — обменное поле схлопывания подрешеток. В длинноволновом приближении в (187) написаны только главные члены разложения по волновому вектору колебаний намагниченности. В этом же приближении в принятой здесь геометрии магнотные частоты имеют вид

$$\omega_{q1} = g\sqrt{H^2 + H_{EA}^2}, \tag{188}$$

$$\omega_{q2} = gH_{EA}\sqrt{1 - \frac{H^2}{H_E^2}}, \tag{189}$$

$$H_{EA} \sim H_{11}.$$

Фигурирующие в (187), (189) поля  $H_a$ ,  $H_E$  выражаются через обменные интегралы (184) и в случае  $|\Delta J_{12}| \ll |J_{12}|$  имеют вид

$$H_E \approx 4|J_{12}|, \quad H_a \approx 2|J_{12}|.$$

## 9.2. Коэффициент усиления спиновых волн в магнитном поле

Кинетическое уравнение для магнотной функции распределения, описывающее одно- и двухмагнотные процессы излучения и поглощения, соответствующие гамильтониану (185), имеет вид

$$\begin{aligned}
\frac{\partial m_q^{(j)}}{\partial t} &= \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\alpha, \alpha'} |A^{(j)}(\alpha, \alpha', q)|^2 [(m_q^{(j)} + 1)f_{\alpha'}(1 - f_{\alpha}) - \\
&- m_q^{(j)}f_{\alpha}(1 - f_{\alpha'})] \delta(\varepsilon_{\alpha'} - \varepsilon_{\alpha} - \omega_{qj}) - \\
&- \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\alpha, \alpha', q'} |B^{(j)}(\alpha', \alpha, -q', q)|^2 [f_{\alpha}m_q^{(j)} - m_q^{(j)}f_{\alpha'} - \\
&- f_{\alpha'}f_{\alpha}(m_q^{(j)} - m_{q'}^{(j)}) + (f_{\alpha} - f_{\alpha'})m_q^{(j)}m_{q'}^{(j)}] \times \\
&\times \delta(\varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\alpha'} + \omega_{qj} - \omega_{q'j}) + \\
&+ \frac{8\pi}{\hbar} \sum_{\alpha, \alpha', q'} |C^{(j)}(\alpha, \alpha', -q, -q')|^2 \times \\
&\times [(m_q^{(j)} + m_{q'}^{(j)} + 1)f_{\alpha}(1 - f_{\alpha'}) + (f_{\alpha} - f_{\alpha'})m_q^{(j)}m_{q'}^{(j)}] \times \\
&\times \delta(\varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\alpha'} - \omega_{qj} - \omega_{q'j}) + I_d\{m_q^{(j)}\}, \tag{190}
\end{aligned}$$

где  $m_q^{(j)}$  и  $f_{\alpha}$  — магнотная и электронная функции распределения;  $I_d\{m_q^{(j)}\}$  — интеграл столкновений, включающий в себя все оставшиеся (помимо электрон-магнотного) механизмы рассеяния.

Рассмотрим отклонение  $m_{qzj}^{(1)}$  от стационарного распределения магнотнов  $\tilde{m}_q^{(j)}$ , которое устанавливается в результате дрейфа электронов с функцией распределения:

$$\tilde{f}_{\alpha} = \left\{ \exp \left[ \beta \left[ \varepsilon_{\alpha} + \frac{1}{2m} (P_z - mv_D)^2 - \mu \right] + 1 \right] \right\}^{-1}, \tag{191}$$

где  $v_D$  — скорость дрейфа электронов вдоль оси  $z$ ,  $\mu$  — химический потенциал. Полагая  $m_q^{(j)} = \tilde{m}_q^{(j)} + m_{qzj}^{(1)}$  и  $f_{\alpha} = \tilde{f}_{\alpha}$ , получим из (191) следующее уравнение для  $m_{qzj}^{(1)}$ :

$$\frac{\partial m_{qzj}^{(1)}}{\partial t} = R_1^{(j)}(q_z)m_{qzj}^{(1)} + R_2^{(j)}(q_z)m_{qzj}^{(1)} + I_d\{m_q^{(j)}\}, \tag{192}$$

$$R_1^{(j)}(q) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\alpha, \alpha'} |A^{(j)}(\alpha, \alpha', q)|^2 (\tilde{f}_{\alpha'} - \tilde{f}_{\alpha}) \delta(\varepsilon_{\alpha'} - \varepsilon_{\alpha} - \omega_{qj}), \tag{193}$$

$$\begin{aligned}
R_2^{(j)}(q) &= -\frac{8\pi}{\hbar} \sum_{\alpha, \alpha', q'} |C^{(j)}(\alpha', \alpha, -q, -q')|^2 [\tilde{f}_{\alpha}(1 - \tilde{f}_{\alpha'}) + \\
&+ \tilde{m}_{q'}^{(j)}(\tilde{f}_{\alpha} - \tilde{f}_{\alpha'})] \delta(\varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\alpha'} - \omega_{qj} - \omega_{q'j}). \tag{194}
\end{aligned}$$

При выводе (192), (193) было учтено, что в принятом здесь длинноволновом приближении  $\omega_{qj} = \omega_{0j}$  вклад члена  $\sim |B|^2$  в правой части (190) в интеграл столкновений в рассматриваемом ниже пределе квантующего магнитного поля обращается в нуль, так как процессы одновременного рождения и уничтожения магнотна с энергией  $\omega_{0j}$  не изменяют стационарного распределения. Введенная в (192) величина  $R^{(j)}(q) = R_1^{(j)} + R_2^{(j)}$  определяет коэффициент усиления спиновых волн  $j$ -й ветви. При произвольной величине внешнего магнитного поля матричные элементы  $\langle \alpha | \exp(iqr) | \alpha' \rangle$ , входящие в (186), (193), имеют вид

$$\begin{aligned}
\langle \alpha | \exp(iqr) | \alpha' \rangle &= \delta_{p_y, \alpha', p_y + q_y} \delta_{p_z, \alpha', p_z + q_z} \sqrt{n!n'} \times \\
&\times \exp \left( -\frac{q_{\perp}^2 \varrho_0^2}{4} \right) \left( \frac{q_{\perp}^2 \varrho_0^2}{2} \right)^{|n' - n|/2} L_n^{|n' - n|} \left( \frac{q_{\perp}^2 \varrho_0^2}{2} \right), \tag{195}
\end{aligned}$$

где  $q_{\perp}^2 = q_x^2 + q_y^2$ ,  $L_n^{|n' - n|}$  — обобщенные полиномы Лагерра,  $\varrho_0 = (2\mu_0 c \hbar / e H)^{1/2}$  — магнитная длина.

## 9.3. Коэффициент усиления спиновых волн в ультраквантовом пределе

Рассмотрим условия усиления низкочастотной ветви ( $j = 2$ ). В квантовом пределе, когда  $\hbar \omega_{qj} \gg \hbar \omega_0$ ,  $T$ , в выражениях (192), (195) можно ограничиться приближением первого уровня Ландау. Полагая в этом случае  $n = n' = 0$ , из (186), (195) получим

$$|A^{(2)}(\alpha, \alpha', q_z)|^2 = Q^2 \delta_{q_z, p'_z - p_z} \delta_{p'_x, p_x}, \tag{196}$$

$$\begin{aligned}
|C^{(2)}(\alpha, \alpha', -q - q_z)|^2 &= \\
&= Z^2 \exp \left( \frac{q_{\perp}^2 \varrho_0^2}{2} \right) \delta_{p'_z - p_z, -q_z - q'_z} \delta_{p'_x - p_x, -q'_x}, \tag{197}
\end{aligned}$$

где  $Q_q = Q$ ,  $Z_{qq'}^{(2)} = Z$ , не зависят от  $q, q'$ . Подставляя (196) в (193) и учитывая, что суммирование по  $p_x$  приводит к появлению фактора  $L_x L_y m \omega_c / 2\pi \hbar$ , получим для  $R_1(q_z)$  следующее выражение:

$$R_1(q_z) = \frac{Q^2 V m \omega_c}{2\pi \hbar^4 |q_z|} \Delta, \quad (198)$$

$$\Delta = f^0 \left( p_z = \frac{m \omega_0}{q_z} - p_D + \frac{\hbar q_z}{2} \right) - f^0 \left( p_z = \frac{m \omega_0}{q_z} - p_D - \frac{\hbar q_z}{2} \right), \quad (199)$$

где  $f^0$  — равновесная функция распределения электронов,  $V$  — объем системы. В случае, когда волновой вектор удовлетворяет условию  $\hbar^2 q_z^2 / 8mT \ll 1$ , для невырожденного электронного газа вместо (199) получим

$$\Delta \approx \exp \left( \frac{\mu - \hbar \omega_c}{T} \right) \frac{\hbar \omega_0}{T} \left( 1 - \frac{q_z v_D}{\omega_0} \right) \times \times \exp \left[ -\frac{\omega_0^2 m}{2q_z^2 T} \left( 1 - \frac{q_z v_D}{\omega_0} \right)^2 \right]. \quad (200)$$

Относительно величины  $R_2$  отметим, что, поскольку входящая в выражение для  $R_2$  (194) стационарная функция распределения магнов из-за наличия члена  $I_d\{m_q\}$  в общем случае неизвестна, ее можно оценить лишь приближенно. Считая, что  $\tilde{m}_q$  в условиях дрейфа электронов мало отличается от равновесной величины, т.е. полагая  $\tilde{m}_q \approx m_q^0$  и  $m v_D^2 / 2 \ll T$ , с использованием (197) для  $R_2$  из (194) получим

$$R_2(q_z) = -\frac{\omega_c}{\pi^3} \frac{m V^2 Z^2}{\varrho_0^2 \hbar^4} \exp \left( \mu - \frac{\hbar \omega_c}{2} \right) K_0 \left( \frac{\hbar \omega_0}{T} \right), \quad (201)$$

где  $K_0(x)$  — функция Макдональда. Из (198)–(201) следует, что  $R_1(q_z) < 0$  при  $\omega_0 - q_z v_D > 0$  и  $R_1(q_z) > 0$  при  $\omega_0 - q_z v_D < 0$ , в то время как функция  $R_2(q_z)$  в рассматриваемом случае всегда отрицательна. Отсюда, в частности, следует, что высокочастотная ветвь оказывается при сделанных предположениях всегда затухающей. Таким образом, для усиления спиновых волн необходимо, чтобы при  $\omega_0 - q_z v_D < 0$  выполнялось условие

$$A = \frac{|R_1(q_z)|}{|R_2(q_z)|} > 1. \quad (202)$$

В практически интересном случае, когда  $H^2 / H_E^2 \ll 1$  (типичные значения  $H_E$  в антиферромагнетике составляют  $\sim 10^6 - 10^7$  Э) при выполнении условия  $q_z v_D > \omega_0$  с использованием формул (198)–(201) и соотношений (187) для  $Q$  и  $Z$  получим для  $A$  следующее выражение:

$$A \approx \frac{4\pi^2 S}{K_0(\omega_0/T)} \frac{\hbar v_D}{aT} \left( \frac{\varrho_0}{a} \right)^2 \frac{H_{\parallel}^2}{H^3}, \quad (203)$$

$a$  — постоянная решетки. Величина магнитного поля в (202), (203) ограничена снизу требованием  $H \gg H_{\parallel}$  ( $\omega_c \gg \omega_0$ ). Так, например, при  $T = 20$  К,  $H_{\parallel} = 5 \times 10^4$  Э,  $H = 5 \times 10^5$  Э,  $v \approx 10^6$  см с<sup>-1</sup>,  $a = 3 \times 10^{-8}$  см,  $\omega_0 = 10^{-3}$  эВ,  $S = 2$  имеем  $A \sim 20$ , т.е. критерий усиления (202) выполняется с большим запасом. На практике

более жесткое условие для усиления спиновых волн представляет требование

$$\eta > \gamma, \quad (204)$$

где  $\eta = (R_1 + R_2) / \omega_0$  — инкремент усиления спиновых волн,  $\gamma$  — декремент затухания, определяемый интегралом столкновений  $I_d\{m_q\} \sim \gamma m_q$ . Если при тех же значениях параметров, которые были взяты для оценки  $A$ , выбрать  $H_E = 10^6$  Э,  $A = 0,5$  эВ и концентрации носителей тока  $n \sim 5 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, для величины  $\eta$  получим  $\eta \approx R_1 / \omega_0 \sim 10^{-1}$ , т.е.  $\eta$  на порядок превосходит декремент затухания  $\gamma \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ , взятый из оценок затухания спиновых волн в иттриевых ферритах [4].

#### 9.4. Усиление в некантующих полях

В случае некантующего магнитного поля из кинетического уравнения для магнотной функции распределения (190) вытекает следующее выражение для  $R_1(q)$ :

$$R_1 = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k, k'} |A(k, k', q)|^2 (\tilde{f}_k - \tilde{f}_{k'}) \delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'} - \omega_q), \quad (205)$$

$$A(k, k', q) = Q_q \langle k | \exp(iqr) | k' \rangle.$$

Для волновых функций, отвечающих пределу некантующего магнитного поля, матричные элементы  $A(k, k', q)$  имеют вид

$$A(k, k', q) = Q_q \delta_{k', k-q}. \quad (206)$$

Из (205), (206) следует выражение для  $R_1$ :

$$R_1 = \frac{Q}{\pi} \left( \frac{ma^2}{\hbar^2} \right)^2 \frac{1}{qa} (qv_D - \omega_0) \exp \left[ -\left( \frac{\hbar q}{2} + \frac{m\omega_0}{q} \right)^2 \frac{1}{2mT} \right]. \quad (207)$$

Для оценки вклада в суммарный коэффициент усиления квадратичной части гамильтониана (185) рассмотрим вклад, обусловленный членом  $\sim |c|^2$  в кинетическом уравнении (190):

$$R_2 = \frac{8\pi}{\hbar} \sum_{k, k', q} |C(k', k, -q, -q')|^2 [\tilde{f}_k (1 - \tilde{f}_{k'}) + + \tilde{m}_{q'} (\tilde{f}_k - \tilde{f}_{k'})] \delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'} - \omega_q - \omega_{q'}). \quad (208)$$

Для волновых функций, отвечающих пределу некантующего магнитного поля, матричные элементы  $C(k, k', q, q')$  имеют вид

$$C(k, k', q, q') = Z \delta_{k', k-q-q'}. \quad (209)$$

При тех же предположениях относительно магнотной функции распределения, что и в разделе 9.3, с использованием соотношений (208), (209) получим для  $R_2$  следующее выражение:

$$R_2 = \frac{32\Gamma(3/2)}{\pi^3 \sqrt{\pi}} \frac{Z^2 T^2}{\hbar} \left( \frac{ma^2}{\hbar^2} \right)^3 \frac{\omega_0}{T} K_1 \left( \frac{\omega_0}{T} \right). \quad (210)$$

Здесь  $K_1(x)$  — модифицированная функция Бесселя,  $\Gamma(x)$  — гамма-функция. Условие усиления спиновых волн состоит в требовании  $R_1 > R_2$ , а также условия (204). Как и в случае кантующего магнитного поля, непосредственное сравнение вкладов (207) и (210) при-



водит к выполнению условия  $R_1 > R_2$  для широкой области изменения параметров, входящих в (207)–(210).

Полученные в разделах 9.3 и 9.4 результаты отвечают на вопрос об условиях усиления спиновых волн в легкоосном антиферромагнетике. Подчеркнем, что рассмотренный в этом разделе бесстолкновительный предел  $ql \gg 1$  предполагает антиферромагнетик с достаточно высокой подвижностью носителей тока (например,  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  в антиферромагнитной фазе). При наличии в кристалле достаточно медленной электромагнитной волны (например, в антиферромагнетике с большой диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon \sim 10^4$ , как в случае сегнетомагнетика) полученные результаты одновременно определяют условия усиления электромагнитных волн.

Преобразование усиленных спиновых волн в электромагнитные должно происходить вблизи антиферромагнитного резонанса (АФМР), который в рассматриваемом случае имеет место на обеих ветвях колебаний намагниченности антиферромагнетика. При этом усиливается электромагнитная волна с компонентой, направленной вдоль магнитного поля. Электромагнитная волна с перпендикулярной магнитной компонентой взаимодействует с первой резонансной ветвью, что приводит к обычному поглощению волны при АФМР. Такой же вид имеют условия усиления и во всех других случаях, для которых вектор антиферромагнетизма перпендикулярен магнитному полю: усиление имеет место лишь для волн с продольной магнитной компонентой.

Отметим также качественные различия в условиях генерации спиновых волн в столкновительном и бесстолкновительном пределах. Так, например, если генерация спиновых волн осуществляется в образце конечных размеров в пределе  $ql \ll 1$ , возможна реализация многопролетного механизма, т.е. возбуждение спиновых волн при их многократном отражении от границ образца. В рассмотренном в этом разделе бесстолкновительном пределе возможен только однопролетный механизм, т.е. усиление должно достигаться за время прохождения спиновой волны образца. При невыполнении этого условия общим результатом всегда является поглощение спиновой волны. Реализовать многопролетный механизм в бесстолкновительном пределе можно только с использованием импульсного дрейфового электрического поля, направление которого должно изменяться на противоположное при каждом отражении волны от границы образца.

## 10. Заключительные замечания

Развитая схема макроскопического описания  $s$ – $f$ -обменного взаимодействия электронной и магнитной подсистем кристалла дает регулярный способ расчета различных эффектов, обусловленных этим взаимодействием. Одним из наиболее интересных приложений такого взаимодействия представляется возможность усиления спиновых волн электронным дрейфом. Результаты, полученные в разделах 3 и 4, представляют теоретическую основу для практической реализации усиления в антиферромагнетиках и ферримагнетиках [61]. К числу важных приложений эффекта усиления спиновых волн следует отнести возможность создания усилителя электромагнитных волн. Это представляется тем более интересным, что во многих антиферромагнетиках и ферритах

характерные частоты спиновых волн лежат в малоосвоенном современной техникой диапазоне длин волн  $10^{13} - 10^{14}$  Гц. К достоинствам такого усилителя следует отнести и возможность перестройки частоты простым изменением внешнего магнитного поля.

Широкие возможности для практического использования представляет обратный эффект (раздел 9), на основе которого возможно создание различных систем обработки информации, линий задержки, фильтров, новой элементной базы интегральных КВЧ схем. Помимо чисто практического интереса, исследование различных эффектов, сопровождающих явление усиления спиновых волн, представляет и общезначимый интерес. Это стимулирует развитие новых способов генерации спиновых волн (в связи с гигантским значением обменного усиления в высокочастотном диапазоне особую актуальность приобретает генерация коротковолновых магнонов), а также средств идентификации явления усиления спиновых волн. Для идентификации усиления спиновых волн и разогрева магнонов при электронном дрейфе могут быть использованы: а) рассеяние нейтронов на спиновых волнах; б) мандельштам-бриллюэновское рассеяние электромагнитных волн на спиновых; в) осцилляции тока и неомическое поведение в режиме генерации спиновых волн; г) релаксация ядерных спиновых волн на электронных; д) второй звук в газе магнонов и многие другие.

## Список литературы

1. Платцман Ф, Вольф П *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела* (М.: Мир, 1975)
2. Стил М, Вюраль Б *Взаимодействие волн в плазме твердого тела* (М.: Атомиздат, 1973)
3. Пожела Ю К *Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках* (М.: Наука, 1977)
4. Ахиезер А И, Барьяхтар В Г, Пелетминский С В *Спиновые волны* (М.: Наука, 1967)
5. Туров Е А *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов* (М.: Изд-во АН СССР, 1963)
6. Гуревич А Г *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках* (М.: Наука, 1973)
7. Вонсовский С В *Магнетизм* (М.: Наука, 1971)
8. Нагаев Э Л *Физика магнитных полупроводников* (М.: Наука, 1979)
9. Ахиезер А И, Барьяхтар В Г, Пелетминский С В *ЖЭТФ* **45** 337 (1963)
10. Лахно В Д *ФТТ* **26** 2547 (1984)
11. Лахно В Д *ФТТ* **24** 2787 (1982)
12. Махмудов З З, Барьяхтар В Г *ФТТ* **7** 2082 (1965)
13. Веселаго В Г, Рудашевский Е Г *ФТТ* **8** 2862 (1966)
14. Vural B *J. Appl. Phys.* **37** 1030 (1966)
15. Coutinho Filho M D, Miranda L C M, Rezende S M *Phys. Stat. Sol. (B)* **57** 85 (1973)
16. Robinson B B, Vural B, Parekh I P *IEEE Trans. ED* **17** 224 (1970)
17. Coutinho Filho M D, Miranda L C M, Rezende S M *Phys. Stat. Sol. (B)* **65** 689 (1974)
18. Толстихин В И *Письма в ЖТФ* **14** 1403 (1978)
19. Vural B, Thomas E E *Appl. Phys. Lett.* **12** 14 (1968)
20. Schneider B *Appl. Phys. Lett.* **13** 405 (1968)
21. Васьковский А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **16** 4 (1972)
22. Смоленский Г А и др. *Письма в ЖЭТФ* **2** 774 (1976)
23. Gomes M A F, Miranda L C M *Phys. Rev. B* **12** 3788 (1975)
24. Гуляев Ю В, Олейник И Н, Шавров В Г *ЖЭТФ* **92** 1357 (1987)
25. Лахно В Д *ФТТ* **27** 2920 (1985)
26. Лахно В Д, в сб. *Взаимодействие электромагнитных волн с полупроводниковыми и полупроводниково-диэлектрическими структурами и проблемы создания интегральных КВЧ схем Ч. 2* (Саратов: СГУ, 1985)

27. Лахно В Д Препринт (Пушино: НЦБИ АН СССР, 1986)
28. Лахно В Д *ФТТ* **29** 2781 (1987)
29. Буздин А И, Булаевский Л Н *УФН* **149** 45 (1986)
30. Mertsching J *Phys. Stat. Sol.* **37** 465 (1970)
31. Jones В К *Phys. Stat. Sol.* **24** 297 (1967)
32. Пелетминский С В *ЖЭТФ* **37** 452 (1959)
33. Толстихин В И *ФТТ* **22** 145 (1980)
34. Боровик-Романов А С и др. *ЖЭТФ* **88** 1348 (1985)
35. Shapira Y et al. *Phys. Rev. B* **5** 2647 (1972)
36. Демокритов С О, Крейнс Н М, Кудинов В И *ЖЭТФ* **92** 689 (1987)
37. Ауслендер М И, Фальковская Л Д *ФТТ* **33** 840 (1991)
38. Пустовойт В И *УФН* **97** 257 (1969)
39. Бланк Л Я, Каганов М И *УФН* **92** 583 (1967)
40. Хандерих К, Кобе С *Аморфные ферро- и ферримангнетики* (М.: Мир, 1982)
41. Андреев А Ф, Марченко В И *УФН* **130** 39 (1980)
42. Jan A, Gaj J. *Phys. Soc. Jpn.* **49** 797 (1980)
43. Ляпилин И И, Цидильковский И М *УФН* **146** 35 (1985)
44. Kinoshita M *High Polim. Jpn.* **30** 830 (1981)
45. Зеегер К *Физика полупроводников* (М.: Мир, 1977)
46. Бонч-Бруевич В Л, Калашников С Г *Физика полупроводников* (М.: Мир, 1977)
47. Suhl H J. *Phys. Chem. Sol.* **1** 209 (1957)
48. Schlömann E, Green J J, Milano U J. *Appl. Phys.* **31** 385S (1960)
49. Kasuya T, Le Craw R C *Phys. Rev. Lett.* **6** 223 (1961)
50. Кведер В В, Котюжанский Б Я, Прозорова Л А *ЖЭТФ* **63** 220 (1972)
51. Schlömann E J. *Appl. Phys.* **35** 159 (1964)
52. Schlömann E, Joseph R I J. *Appl. Phys.* **35** 2382 (1964)
53. Гуревич А Г и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **30** 1002 (1966)
54. Egan W G, Juretschke H J J. *Appl. Phys.* **34** 1477 (1963)
55. Toda M *Appl. Phys. Lett.* **17** (1970)
56. Салыганов В И, Яковлев Ю М, Шилльников Ю Р *ЖЭТФ* **18** 366 (1973)
57. Карпович В И, Гуревич А Г *ФТТ* **17** 247 (1975)
58. Гуревич А Г и др. *ФТП* **9** 3 (1975)
59. Вашковский А В и др. *ЖЭТФ* **68** 1066 (1975)
60. Колганов В А *ФММ* **40** 482 (1975)
61. Лахно В Д, Смирнов-Руэда Р В *ФТТ* **31** 122 (1989)

### Spin wave amplification in magnetically ordered crystals

V.D. Lakhno

*Institute of Mathematical Problems of Biology, Russian Academy of Sciences*

*142292 Pushchino, Moscow Region, Russia*

*Tel. (7-095) 923-35 58*

*Fax (7-095) 938-19 14*

*E-mail: com@impb.serpukhov.su*

The review deals with the macroscopic approach to the s–f exchange interaction of electrons in ordered and disordered magnets. Attention is focused on the exchange amplification of spin waves in a crystal with antiferromagnetic order under electron drift. Various accompanying effects as well as the radioelectric effect due to s–f exchange and magnetoplasma phenomena, are treated. A microscopic theory is constructed to explain the amplification of spin waves in a quantizing magnetic field.

PACS numbers: 75.30.Ds, **72.30.+q**

Bibliography — 61 references

*Received 23 January 1996*