МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ
ДОНЕЦКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

ШЕДЖУРИ Кадхум Джавад

РАСЧЕТ СПЕКТРА СПИНОВЫХ ВОЛН В МАГНЕТИКАХ С ПРОСТРАНСТВЕННО-МОДУЛИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ПАРАМЕТРА СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ

01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

ДОНЕЦК — 1993

ЛННБ України ім.В.Стефаника
00825865 (Y)

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ
ДОНЕЦКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

ШЕДЖУРИ Кадхум Джавад

РАСЧЕТ СПЕКТРА СПИНОВЫХ ВОЛН В МАГНЕТИКАХ С ПРОСТРАНСТВЕННО - МОДУЛИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ПАРАМЕТРА СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ

01.04.02 - теоретическая физика

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

ДОНЕЦК - 1993

Работа выполнена в Донецком государственном университете

Научные руководители: доктор физико-математических наук, профессор, академик АИН Украины Горобец Ю.И.

кандидат физико-математических наук Зюбанов А.Е.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук Стефановский Е.П.

кандидат физико-математических наук Львов В.А.

Ведущая организация: Симферопольский государственный университет им. М.В.Фрунзе

Защита состоится "24" марта 1993 г. в 15^{00} часов на заседании специализированного совета К 068.06.01 при Донецком государственном университете (340055, г.Донецк-55, ул.Университетская, 24).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Донецкого государственного университета.

Автореферат разослан "23" февраля 1993 г.

Ученый секретарь специализированного совета
кандидат физико-математических наук А.Е.Зюбанов

ЛНБ ім. В. Стефаника
АН України

АВ-26.807

Актуальность. Проблема исследования динамических явлений в магнитных средах является одной из фундаментальных проблем физики магнитных явлений. Она включает в себя широкий круг вопросов, связанных с изучением резонансных свойств, магнитостатических волн, спиновых волн в магнитных материалах и прежде всего в тонкопленочных материалах, наиболее широко применяемых в настоящее время. Решение этих вопросов имеет не только научное, но и важное практическое значение, в связи с бурным развитием магнитной СВЧ-электроники. В настоящее время, уже созданы на основе тонкопленочных магнитных материалов, например, такие устройства как дисперсионные и бездисперсионные линии задержки, трансверсальные, полосовые и резонансные фильтры, однонаправленные ответвители, фильтры сжатия сигнала, частотно-избирательные шумоподавители и целый ряд других устройств.

При исследовании тонкопленочных материалов, разработке и проектировании устройств встают проблемы решения существенно нелинейных уравнений магнитодинамики, поэтому поиск новых форм записи уравнений, описывающих динамические процессы в магнетиках, а также получение дисперсионных соотношений для спиновых волн в мультислойных системах, пространственно-неоднородных магнетиках является весьма актуальным.

Целью данной работы является описание динамических процессов в ферромагнетике в рамках формализма параметра спиновой плотности (ПСП), вывод уравнения динамики ПСП с учетом диссипативных процессов, изучение спиновых волн в мультислойных системах модулированной анизотропией и в магнетиках с локально-неоднородной анизотропией на основе уравнения для ПСП.

Научная новизна В диссертационной работе впервые получены следущие результаты, выносимые на защиту:

1. В рамках лагранжевого формализма получены уравнения динамики для ПСП ферромагнетика с учетом диссипативных процессов, показано что из этих уравнений может быть получено уравнение динамики намагниченности (уравнение Ландау-Лифшица) с диссипативным слагаемым в форме Гильберта.

2. На основе уравнения динамики ПСП найден закон дисперсии спиновых волн в мультислойной системе ферромагнетиков с анизотропией типа легкая ось и пространственно-модулированной анизотропией. Показано, что в материалах с периодически модулированной анизотропией спектр имеет зонную структуру, причем размеры щелей в спектре определяются параметрами модуляции и толщинами слоев. Для частных случаев: кусочно-постоянного распределения анизотропии и слабо модулированной периодической анизотропии получены аналитические выражения для величин щелей в спектре, а также аналитические соотношения, связывающие

параметры слоев системы с параметрами щелей спектра.

3. Показано, что учет диссипации приводит к затуханию амплитуды свободных колебаний с течением времени и к конечному времени жизни возбужденного состояния, величина которого зависит от параметра затухания, частоты.

4. Для ферромагнетика с локально-неоднородным распределением анизотропии решено уравнения динамики ПСП, найдены условия существования дискретного спектра состояний. Показано что число таких состояний зависит от ширины неоднородности, ее величины и константы обменного взаимодействия.

Практическая ценность работы определяется, в первую очередь, возможными применениями полученных результатов для определения параметров мультислойных систем, параметров неоднородности анизотропии, а так же при проектировании устройств на спиновых волнах в мультислойных системах.

Апробация работы. Основные результаты диссертации были представлены и обсуждались на школе-семинаре "Новые материалы микроэлектроники" (г.Симферополь, 1990 г.), Международной конференции по гиромагнитной электронике и электродинамике (г.Алушта, 1992 г.), а также на научных конференциях преподавателей и студентов Донецкого госуниверситета, совместных семинарах кафедры теоретической физики и отдела "Физики магнитных явлений и высокотемпературной сверхпроводимости" университета.

Публикации : По материалам диссертации опубликовано четыре работы.

Обьем и структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка литературы из 101 наименования и двух приложений. Полный объем работы, включая 11 рисунков, составляет 98 страниц машинописного текста.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснован выбор темы исследования, сформулирована цель диссертационной работы, описан порядок распределения материала по главам.

Первая глава имеет обзорный характер. В ней, на основе имеющихся литературных данных, приведены основные виды взаимодействия в ферромагнетиках [1], уравнения динамики намагниченности записанные в различных формах и с различными видами диссипативного слагаемого [2,3,4,5,6].

Вторая глава. В этой главе для ПСП, предложенного в работе [7] получены уравнения динамики с учетом диссипации. Согласно [6,7] динамику спиновой системы можно описывать с помощью двухкомпонентной функции, зависящей от времени и координат

$$\psi(\vec{r},t) = \begin{bmatrix} \psi_1(\vec{r},t) \\ \psi_2(\vec{r},t) \end{bmatrix} \qquad (1)$$

$$\psi^+(\vec{r},t) = \left[\psi_1^*(\vec{r},t) \quad \psi_2^*(\vec{r},t)\right]$$

связанной с намагниченностью соотношением

$$\vec{M}(\vec{r},t) = \mu_B \psi^+(\vec{r},t)\, \vec{\sigma}\psi(\vec{r},t) \qquad (2)$$

Компоненты параметра спиновой плотности ψ_1 и ψ_2 можно интерпретировать как величины описывающие распределение спинов с проекцией 1/2 на выделенную ось OZ - $|\psi_1|^2$ и -1/2 - $|\psi_2|^2$.

Для получения уравнений динамики ПСП запишем плотность функции Лагранжа $\mathcal{L}$ рассматриваемой системы.

В общем случае

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} i\hbar(\dot{\psi}^+\psi - \psi^+\dot{\psi}) - \omega(\psi) \qquad (3)$$

где точка обозначает дифференцирование по времени, а $\omega(\psi)$ - плотность термодинамического потенциала. Выражение для термодинамического потенциала должно быть скалярной величиной и зависит только от инвариантных комбинаций параметра порядка спиновой плотностьи и его производных по пространственным координатами

$$\omega\{\psi\} = a_1|\psi|^2 + \omega_0(\vec{M}) + i a_2\{\psi^+\sigma_i\nabla_i\psi - \nabla_i\psi^+\sigma_i\psi\} + \frac{\hbar^2}{2m^*}(\nabla_i\psi^+)(\nabla_i\psi) \qquad (4)$$

здесь $\omega_0(\vec{M})$ – плотность термодинамического потенциала в приближении параметра порядка типа намагниченности , которая для основного магнетика имеет вид [8]

$$\omega_0(\vec{M}) = \frac{\alpha_{ik}}{2}\frac{\partial\vec{M}}{\partial x_i}\frac{\partial\vec{M}}{\partial x_k} - \frac{\beta}{2}(\hat{n}\vec{M})^2 + \frac{H_m^2}{8\pi} + f(\vec{M}^2) \qquad (5)$$

$a_1, a_2, \beta, \alpha_{ij}$ – феноменологические параметры, $\hat{n}$ – единичный вектор, задающий направление оси легкого намагничивания, $\vec{H}$ – магнитостатическое поле, подчиняющееся уравнениям Максвелла.

Согласно вариационного принципа Эйлера-Лагранжа действие магнетика минимально, при условии, что $\mathscr{L}$ подчиняется уравнению

$$\frac{\partial\mathscr{L}}{\partial\psi_\alpha} - \partial_\nu\frac{\partial\mathscr{L}}{\partial\psi_{\alpha,\nu}} = 0 \qquad (6)$$

или явном виде уравнения динамики для ψ и ψ^+ получим

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\mu_B\vec{H}_э\vec{\sigma}\psi + a_1\psi + 2ia_2(\vec{\sigma}\cdot\vec{\nabla})\psi - \frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi$$

(7)

$$i\hbar \frac{\partial \psi^+}{\partial t} = \mu_B \vec{H}_э \psi^+ \vec{\sigma} - a_1 \psi^+ + 2i a_2 \vec{\nabla} \psi^+ \vec{\sigma} + \frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi^+$$

с граничными условиями

$$n_i \left\{ \alpha_{ik} \mu_B \frac{\partial M_j}{\partial x_k} \psi^+ (\sigma_\bullet \sigma_j - \sigma_j \sigma_\bullet) \psi \right\} \Big|_B = 0$$

$$n_i \left\{ \alpha_{ik} \ \mu_B \frac{\partial M_j}{\partial x_k} \ \psi^+ 2\varepsilon_{\bullet j,} \ \sigma_p \psi \right\} \Big| = 0 \qquad (8)$$

В частном случае, когда

$$\omega\{\psi\} = \omega_0 \{\vec{M}(\psi)\} \qquad (9)$$

уравнения (7) в правой части содержат только первое слагаемое и могут быть сведены к уравнению Ландау-Лифшица без диссипации.

Для получения уравнений динамики для ПСП ψ, ψ^+ с учетом диссипации выбираем плотность диссипативной функции в виде

$$\mathcal{F} = \lambda \left(\dot{\psi}^+ \vec{\sigma} \psi - \psi^+ \vec{\sigma} \dot{\psi} \right)^2 / 2 \qquad (10)$$

а уравнения динамики получаем исходя из уравнения Эйлера-Лагранжа с диссипацией имеющего вид

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi_\alpha} - \partial_\nu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi_{\alpha,\nu}} - \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \dot{\psi}_\alpha} = 0 \qquad (11)$$

При выполнении условия (9) из (11) получим

$$i\hbar \frac{\partial\psi}{\partial t} = - \mu_B H_{эi}\sigma_i\psi - \lambda\sigma_i\psi \, (\dot\psi^+\sigma_i\psi + \psi^+\sigma_i\dot\psi)$$

$$i\hbar \frac{\partial\psi^+}{\partial t} = \mu_B H_{эi}\psi^+\sigma_i + \lambda(\dot\psi^+\sigma_i\psi + \psi^+\sigma_i\dot\psi)\psi^+\sigma_i \qquad (12)$$

Уравнения (12) можно преобразовать к уравнению Ландау-Лифшица с диссипативным слагаемым в форме Гильберта, что позволяет найти связь λ и параметра затухания Гильберта α_G.

$$\lambda = \frac{\hbar^2}{4}\alpha_G$$

В третьей главе уравнения динамики ПСП применяются для исследования спектра спиновых волн в мультислойной ферромагнитной системе с периодически модулированной анизотропией и для ферромагнитно" пленки с локально-неоднородной анизотропией.

Рассмотрим систему чередующихся однородно намагниченных ферромагнитных слоев типа легкая ось с толщинами d_1 и d_2, одинаковыми намагниченностями и константами обменного взаимодействия α, анизотропия, которых модулирована кусочно-постоянной функцией

$$
\beta(x) = \begin{cases} \beta_1, & nd<x<d_1+nd \\ \beta_2, & d_1+nd<x<(n+1)d \end{cases} \qquad (13)
$$

где $n=0,1,2,\ldots$; $d = d_1+d_2$. Ось OX направлена перпендикулярно слоям и оси легкого намагничивания. В случае постоянной по величине намагниченности

$$
\vec{M}^2 = M_o^2 = \mathrm{const} \qquad (14)
$$

выберем

$$
\psi = \sqrt{M_o/\mu_B}\,\varphi, \text{ тогда}
$$

$$
\vec{M} = -M_o \varphi^+ \vec{\sigma} \varphi \qquad (15)
$$

и уравнения (12) для φ

$$
\begin{aligned}
&i\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \mu_B \vec{H}_э \vec{\sigma} \varphi \\
&i\hbar \frac{\partial \varphi^+}{\partial t} = -\mu_B \varphi^+ \vec{\sigma} \vec{H}_э
\end{aligned} \qquad (16)
$$

$$
\vec{H}_э = -\left[\alpha_{ij} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} - \beta\right] M_o \varphi^+ \vec{\sigma} \varphi - M_o \beta \vec{n} (\varphi^+ \vec{\sigma} \varphi \vec{n}) \qquad (17)
$$

Представим φ в виде $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1$, где φ_0 – описывает основное состояние магнетика, однородно намагниченного вдоль оси OZ, φ_1 – малые отклонения от основного состояния. Выберем

$$\varphi_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \varphi_1 = \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix}$$
$$\varphi_0^+ = \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \varphi_1^+ = \begin{pmatrix} \xi^* & \chi^* \end{pmatrix} \tag{18}$$

где ξ, χ -комплексно значные функции координат и времени. Условие постоянства $\vec{M}^2$ сводится, с точностью до линейных по ξ и ξ^* слагаемых, к

$$\xi + \xi^* = 0 \tag{19}$$

а линеаризованные уравнения (10) записанные через ξ и χ к

$$\left\{ \begin{aligned} &\frac{i\hbar}{\mu_B} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \xi \\ \chi \end{pmatrix} = -2M_0 \left[\alpha \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} - \beta \right] \chi \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &\frac{i\hbar}{\mu_B} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \xi^* & \chi^* \end{pmatrix} = 2M_0 \left[\alpha \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} - \beta \right] \chi^* \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \right. \tag{20}$$

В силу условия (19) и из уравнений (20) следует, что ξ можно положить равным нулю.

Для того, чтобы решить уравнение (20) для $\chi(\vec{r}, t)$ представим его в виде

$$\chi(\vec{r},t) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t}\, \chi_\omega(\vec{r})\, d\omega \qquad (21)$$

Тогда (20) сводится к следующему уравнению

$$\Omega\chi_\omega = -\left[\alpha\,\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} - \beta(x)\right]\chi_\omega \qquad (22)$$

где
$$\Omega = \frac{\omega\hbar}{2\mu_B M_0}$$

Так как $\beta=\beta(x)$, то применим к $\chi_\omega(\vec{r})$ преобразование Фурье в плоскости слоев

$$\chi_\omega(\vec{r}) = \int d^2\vec{\varkappa}\, e^{i\vec{\varkappa}\vec{\rho}}\, \chi_{\omega,\vec{\varkappa}}(x)$$

где $\vec{\varkappa} = (0,\varkappa_y,\varkappa_z)$ – волновой вектор, $\vec{\rho} = (0,y,z)$.
Подставив (23) в (22) и приравняв коэффициенты при $e^{i\vec{\varkappa}\vec{\rho}}$, получим

$$\frac{\partial^2\chi_{\omega,\vec{\varkappa}}}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha}\left[\beta + \alpha\varkappa^2 - \Omega\right]\chi_{\omega,\vec{\varkappa}} = 0 \qquad (24)$$

Полученное уравнение эквивалентно стационерному уравнению Шредингера для движения электрона в периодическом кусочно-постоянном потенциале. Будем искать его решение в виде

$$\chi_{\omega,\vec{k}}(x) = e^{i\varkappa x} u_{\omega,\vec{k},\varkappa}(x) \qquad (25)$$

Тогда (24) можно переписать для $u_{\omega,\vec{k},\varkappa}$

$$u''_{\omega,\vec{k},h} + 2i\varkappa\, u'_{\omega,\vec{k},h} - \frac{1}{\alpha}\left[\beta_i + \alpha\varkappa^2 - \Omega\right] u_{\omega,\vec{k},\varkappa} - \varkappa^2 u_{\omega,\vec{k},\varkappa} = 0 \qquad (26)$$

Решение уравнения (26) ищем в виде

$$u_{\omega,\vec{k},\varkappa} \sim \exp\left\{-(ih \pm \gamma)x\right\} \qquad (27)$$

где $\gamma = \sqrt{(\beta_i + \alpha\varkappa^2 - \Omega)\alpha}, \quad \beta_i = \beta_1, \beta_2$

Для мультислойной системы состоящей из периодически повторяющихся двухферромагнитных слоев запишем общее решение (26)

$$u_{\omega,\vec{k},\varkappa} = A_1 \exp\left\{-(ih + \gamma_1)x\right\} + B_1 \exp\left\{(ih - \gamma_1)x\right\}, \; 0<x<d_1$$

$$(28)$$

$$u_{\omega,\vec{k},\varkappa} = A_2 \exp\left\{-(ih + \gamma_2)x\right\} + B_2 \exp\left\{-(ih - \gamma_2)x\right\}, d_1<x<d_1+d_2$$

Постоянные A_i и B_i (i=1,2) выбираются из условия непрерывности функции $u_{\omega,\tilde{z},\kappa}$ и ее производных при $x=0$; $x=d_1$, $x=d_2$ и для определения A_i и B_i получаем систему четырех линейных уравнений

$$\begin{cases} A_1+B_1=A_2+B_2 \\ (ih+\gamma_1)A_1+(ih-\gamma_1)B_1=(ih+\gamma_2)A_2+(ih-\gamma_2)B_2 \\ A_1e^{-(ih+\gamma_1)d_1}+B_1e^{-(ih-\gamma_1)d_1}=A_2e^{(ih+\gamma_2)d_2}-B_2e^{(ih-\gamma_2)d_2} \\ (ih+\gamma_1)A_1e^{-(ih+\gamma_1)d_1}+(ih-\gamma_1)B_1e^{-(ih+\gamma_1)d_1}= \\ =(ih+\gamma_2)A_2e^{(ih+\gamma_2)d_2}+(ih-\gamma_2)B_2e^{(ih-\gamma_2)d_2} \end{cases} \tag{29}$$

Система (29) имеет нетривиальное решение, если ее определитель равен нулю. Вычислив который, получаем дисперсионное соотношение

$$\frac{\gamma_1^2+\gamma_2^2}{2\gamma_1\gamma_2}\,\mathrm{sh}(\gamma_2 d_2)\,\mathrm{sh}(\gamma_1 d_1)+\mathrm{ch}(\gamma_1 d_1)\,\mathrm{ch}(\gamma_2 d_2)=$$

$$=\cos\left[h(d_1+d_2)\right] \tag{30}$$

Как и в случае движения электрона в кусочно-постоянном

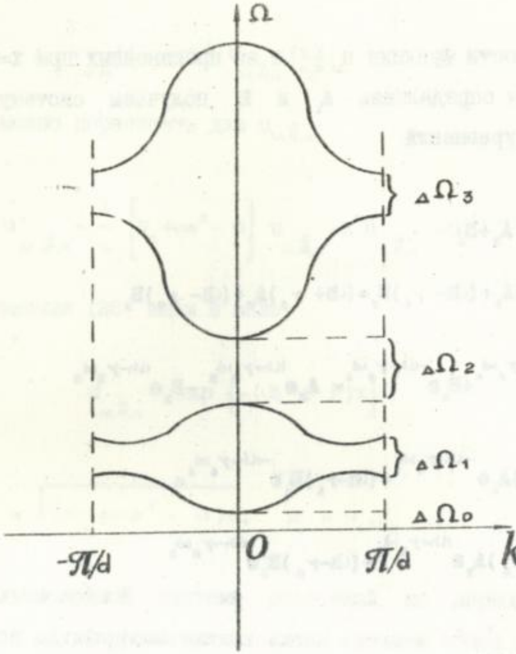

Рис.1 Зонная структура спектра мультислойной системы с периодически модулированной анизотропией.

потенциале, спектр спиновых волн (30) имеет зонную структуру и для приведенной зоны Бриллюэна изображен на рис.1.

В силу существенной нелинейности уравнения (30) аналитическое исследование спектра и определение по нему параметров мультислойного магнетика затруднено.

Однако следуя [9] можно найти простые выражения для частот на границах зон Бриллюэна при слабой модуляции. В этом подходе периодическая модуляция $\beta(x)$ рассматривается как возмущение, которое приводит к расщеплению спектра на границах зон и появлению запрещенных зон, ширина которых определяется амплитудой модуляции. Если $\Delta\beta = |(\beta_1-\beta_2)| \ll \beta_1$, то

$$\Delta\Omega_0 = \frac{\Delta\beta d_2}{2(d_1+d_2)}$$

$$\Delta\Omega_1 = \frac{2\Delta\beta}{\pi}\sin\left(\frac{\Delta\beta d_2}{2(d_1+d_2)}\right) \qquad (31)$$

$$\Delta\Omega_2 = \frac{2\Delta\beta}{\pi}\sin\left(\frac{\Delta\beta d_2}{2(d_1+d_2)}\right)$$

где $\Delta\Omega_0$ смещение нижней границы спектра, $\Delta\Omega_{1,2}$ - размеры первых двух щелей в спектре, обусловленные периодической модуляцией анизотропии.

Системы уравнений (31) можно решить относительно параметров материала

ЛНБ ім. В. Стефаника
АН України

$$\beta_1 = \Delta\Omega_0 - \frac{2(\Delta\Omega_1)^2}{(\Delta\Omega_1)^2 - (\Delta\Omega_2)^2} \arccos\left[\frac{\Delta\Omega_2}{\Delta\Omega_1}\right]$$

$$\beta_2 = \beta_1 + \frac{2\pi(\Delta\Omega_1)^2}{(\Delta\Omega_1)^2 - (\Delta\Omega_2)^2} \qquad (32)$$

$$\frac{d_2}{d_1 + d_2} = \frac{1}{\pi} \arccos\left[\frac{\Delta\Omega_2}{\Delta\Omega_1}\right]$$

В случае слабой модуляции возможно решение уравнения (24) не только для кусочно-постоянной анизотропии, но и для произвольного периодического закона модуляции. Например, если

$$\beta(x) = \beta_1 + \Delta\beta \cos\left[2\pi \frac{x}{d}\right]$$

Уравнение (24) представляет собой уравнение Матье. Его точные решения имеют вид

$$\chi_{\omega,k}(x) = \begin{cases} \chi_0 ce_n(\pi x/d,\ \Delta\beta/2\alpha) \\ \chi_0 se_n(\pi x/d,\ (\Delta\beta/2\alpha) \end{cases} \qquad (13)$$

где ce_n, se_n периодические функции Матье первого рода.

Учет диссипативных процессов приводит к следующему уравнению для φ

$$i\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = - \mu_B H_э \vec{\sigma} \varphi - \tilde{\lambda} \left[\dot{\psi}^{+} \vec{\sigma} \varphi + \psi^{+} \vec{\sigma} \dot{\varphi} \right] \vec{\sigma} \varphi \quad (33)$$

где
$$\tilde{\lambda} = \frac{M_o}{\mu_B} \lambda$$

Выбирая $\varphi = \varphi_o + \varphi_1$, получим следующие уравнения для $\chi(\vec{r},t)$

$$\frac{i\hbar}{\mu_B M_o} \frac{\partial \chi}{\partial t} = - \left[\alpha \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} - \beta - \varkappa_o \right] \chi - \frac{2\tilde{\lambda}}{\mu_B M_o} \left[\frac{dx}{dt} - i\eta \dot{\chi} \right] \quad (34)$$

где $\varkappa_o = H_o / M_o$, $\quad \eta = -\mu_B H_o / \hbar$.

Решение уравнения (34) ищем в виде

$$\chi(\vec{r},t) = \chi_o(\vec{r},t)\, e^{-\delta t} \quad (35)$$

где $\chi_o(\vec{r},t)$ решение уравнения

$$\frac{i\hbar}{M_o \mu_B} \frac{\partial \chi}{\partial t} = - \left[\alpha \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} - \beta - \varkappa_o \right] \chi_i \quad (36)$$

Тогда подставив (35) в (34) получим уравнение для определения δ, решение которого имеет вид

$$\delta = \frac{\tilde{\lambda}}{\hbar} (\omega - \eta) + i \frac{\tilde{\lambda}}{\hbar} (\omega - \eta)$$

Таким образом наличие затухания приводит к конечному времени жизни возбужденных состояний параметра спиновой плотности.

Метод исследования спектра мультислойной системы, в третьей главе, используется для изучения особенностей спектра спиновых волн в одноосных ферромагнетиках с локально-неоднородной анизотропией типа

$$\beta(x) = \beta_o - \frac{\beta_1}{ch^2 ax}, \qquad (37)$$

где a - параметр обратной эффективной ширины неоднородности; β_o - постоянная одноосной анизотропии ферромагнетика без неоднородности анизотропии; β_1 - амплитуда изменения β_o в т. x=0.

Рассмотрим ферромагнетик, однородно намагниченный, вдоль оси легкого намагничивания, внешним магнитным полем H_o. Воспользуемся для изучения закона дисперсии спиновых в нем уравнением (22) с $\beta(x)$ вида (37) тогда

$$\frac{d^2\chi_{\omega,\vec{\varkappa}}}{dx^2} + \left[\frac{\Omega}{\alpha} - \varkappa^2 - \frac{\beta_o}{\alpha} - \frac{\varkappa_o}{\alpha} + \frac{\beta_1}{ch^2 ax}\right]\chi_{\omega,\vec{\varkappa}} = 0 \qquad (38)$$

Полученное уравнение эквивалентно уравнению Шредингера с модифицированной потенциальной ямой Пешля-Теллера.

Введя обозначения

$$K^2 = \frac{\Omega}{\alpha} - \varkappa^2 - \frac{\beta_o}{\alpha} - \frac{\varkappa_o}{\alpha}$$

$$\lambda = \frac{1}{2} + \left[\frac{1}{4} + \frac{\beta_1}{\alpha a^2}\right]^{1/2}$$

и переведя к новой переменной $y = ch^2 ax$ получим

$$(1-y)\,\frac{d^2\chi_{\omega,k}}{dy^2} + \left(\frac{1}{2} - y\right)\frac{d\chi_{\omega,k}}{dy} - \left[\kappa^2 + \frac{\lambda(\lambda-1)}{y}\right]\chi_{\omega,k} = 0 \qquad (39)$$

данное уравнение сводится к гипергеометрическому с помощью подстановки

$$\chi_{\omega,k} = y^{\lambda/2}\,\tilde{\chi}_{\omega,k}$$

$$y(1-y)\,\frac{d^2\tilde{\chi}_{\omega,k}}{dy^2} + \left[\left(\lambda + \frac{1}{2}\right) - \left(\alpha + 1\right)y\right] * \qquad (40)$$

$$* \frac{d\tilde{\chi}_{\omega,k}}{dy} - \frac{1}{4}\left(\lambda^2 + \frac{\kappa^2}{a^2}\right)\tilde{\chi}_{\omega,k} = 0$$

Решения уравнения (40) выражаются через гипергеометрические ряды. В случае, если $\kappa^2 < 0$, то уравнение (40) имеет решения соответствущие дискретным соотношениям, при этом закон дисперсии имеет вид

$$\omega = \gamma M_0\left[\alpha\kappa^2 + \beta_0 + \frac{H_0}{M_0} - \alpha a^2\left[\sqrt{\frac{1}{4} + \frac{\beta_1}{\alpha a^2}} - \frac{1}{2} - n\right]\right]$$

где n=0,1,2,.. и должно удовлетворять условию

$$n < \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{\beta_1}{\alpha a^2}} - \frac{1}{2}$$

Таким образом, в случае наличия в ферромагнетике области с локально-неоднородной анизотропией спектр спиновых волн может иметь дискретные уровни, количество, которых определяется параметрами β_1,α и a.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в работе:

1. В рамках формализма параметра порядка спиновой плотности, получено уравнение динамики ферромагнетика с учетом диссипации. Показано, что в частном случае, уравнения динамики ПСП с диссипацией сводится к уравнению Ландау-Лифшица с диссипативным слагаемым в форме Гильберта.

2 На основе уравнения динамики ПСП решена задача, о распространении спиновых волн в ферромагнетике ипа легкая ось с пространственно-модулированной анизотропией. Показано, что закон дисперсии имеет зонную структуру с запрещенными зонами, размеры которых зависят от параметров модулированной анизотропии, толщины слоев. Для слабой кусочно-постоянной и периодической анизотропии получены аналитические выражения для размеров запрещенных зон, а также записаны соотношения связывающие параметры мультислойной системы и размеры запрещенных зон.

3. Показано, что в случае учета диссипации время жизни

возбужденных состояний конечно и найдено явное выражение для него.

4. Для ферромагнетика с локально-неоднородной анизотропией типа $\beta = \beta_o - \beta_1 / ch^2 ax$ решены линеаризованные уравнения динамики ПСП, показано, что при определенных условиях возможно появление в спектре спиновых волн дискретных уровней количество которых зависит от параметров неоднородности.

Цитируемая литература

I. Вонсовский С.В. Магнетизм.- М.: Наука, I97I.- I032 с.

2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел //Ландау Л.Д. Собрание трудов. Т.I.- М.:Наука, I969.- С.I28-I43.

3. GilbertT.L., Kelly J.M. Dynamics magnetization in ferromagnitics // Magnetism and magnetic materials, Pittsburgh, USA, AIEE Special Publication T.78, 1955.- P.253.

4. Korenman V., Prange R.E. Landau-Lifshitz equation in itinerant electron ferromagnets.// J.Appl.Phys.- 1979.- V.50, N3.- P.1779-1781.

5. Барьяхтар В.Г. Феноменологическое описание релаксационных процессов в магнетиках //ЖЭТФ.- I984.- 87, N4.- С.I50I-I508.

6. Скроцкий Г.В. Еще раз об уравнении Ландау-Лифшица //Успехи физ.наук.- I984.- т.I44, N4.- С.68I-68?.

7. Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Цилиндрические магнитные

домены и их решетки.- Киев: Наукова думка, 1988.- 168 с.
8. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны.- М.: Наука, 1967.- 368 с.
9. Титчмарш А.И. Разложения по собственным функциям связанные с дифференциальными уравнениями второго порядка. Т.2.- М: Изд-во ин.лит., 1961.- 555 с.

Материалы диссертации опубликованы в следующих работах

1. Горобец Ю.И., Зюбанов А.Е., Шеджури К.Д. Динамика магнитного момента в приближении спиновой плотности.// Тез.докл. конф. "Новые магнитные материалы для микроэлектроники", Симферополь, 1990.- С.26.
2. Горобец Ю.И., Зюбанов А.Е., Шеджури К.Д. Диссипативная функция уравнения Ландау-Лифшица в приближении спиновой плотности.// Респ.сб. Физика твердого тела.- Киев, 1991, вып.20.- С.86-89.
3. Горобец Ю.И., Зюбанов А.Е., Кучко А.Н., Шеджури К.Д. Спектр спиновых волн в магнетиках с периодически модулированной анизотропией // ФТТ.- 1992.- т.34, N 5.- С.1486-1491.
4. Горобец Ю.И., Зюбанов А.Е., Кучко А.Н., Шеджури К.Д. Спектр спиновых волн в материалах с пространственно-модулированной анизотропией// Тез. докл. IX международной конф. по гиромагнитной электронике и электродинамике.- Алушта, 1992.- С.9.

Подп. в печать 16.02.93. Формат $60 \times 84^1/_{16}$. Бумага типограф. Офсетная печать. Усл. печ. л. 1,39. Усл. кр.-отт. 1,62. Уч.-изд. л. 1,0. Тираж 120 экз. Заказ 4-1283.
Донецкий государственный университет, 340055, Донецк, ул. Университетская, 24

ДМАПП, 340050, Донецк, ул. Артема, 96

AB 26.801
Ab 26.801