

На правах рукописи

Фельк Владимир Александрович

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА
ФЕРРОМАГНИТНЫЙ И СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНСЫ
МЕТОДОМ КОГЕРЕНТНОГО ПОТЕНЦИАЛА

01.04.07 – физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Красноярск – 2008

Работа выполнена в Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Игнатченко В.А.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Медведев М. В.
(Институт электрофизики УрО РАН
г. Екатеринбург)

доктор физико-математических наук,
профессор Исхаков Р. С.
(Институт физики им. Л. В. Киренского
СО РАН г. Красноярск)

Ведущая организация: Институт физики металлов УрО РАН
(г. Екатеринбург)

Защита состоится «24» октября 2008 г. в 14.30 час. на заседании диссертационного совета Д 003.055.02 при Институте физики им. Л. В. Киренского СО РАН по адресу: 660036, г. Красноярск, Академгородок, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН.

Автореферат разослан «4» сентября 2008 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук

Втюрин А. Н.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

Актуальность темы. Аморфные и нанокристаллические магнитные сплавы обладают рядом преимуществ (низкой коэрцитивной силой, высокой восприимчивостью, узкой линией магнитного резонанса и т. д.) перед поликристаллическими средами наряду с простой технологией их получения по сравнению с монокристаллами. Это открывает широкий спектр возможностей для использования их при разработке целого ряда устройств магнитной записи информации и высокочастотной техники.

С точки зрения теории аморфные и нанокристаллические магнитные сплавы характеризуются двумя основными свойствами: а) неоднородностью всех параметров спинового гамильтониана (параметров обмена, магнитной анизотропии и т.д.) и б) протяженными корреляциями этих неоднородностей, корреляционный радиус которых может меняться в широких пределах (десятки и сотни межатомных расстояний). Наличие длинных корреляционных радиусов делает невозможным использование хорошо развитых теоретических методов, учитывающих влияние некоррелированных неоднородностей для расчета ряда эффектов в этих материалах.

Влияние неоднородностей с произвольными радиусами корреляций на спектр и затухание спиновых волн в модели сплошной среды было учтено в работе В. А. Игнатченко и Р. С. Исхакова [1] в первом исчезающем приближении теории возмущений. Затем, в этом же приближении влияние коррелированных неоднородностей на спектр спиновых волн было учтено в решеточной модели ферромагнетика [2] и снова в модели сплошной среды [3]. Главный результат теории [1] заключается в том, что в окрестности корреляционного волнового числа, должна наблюдаться модификация законов дисперсии и затухания и эта модификация имеет различную форму для неоднородностей разных физических параметров. На основе этой теории был развит экспериментальный метод корреляционной спин-волновой спектроскопии, с помощью которого были измерены корреляционные радиусы неоднородностей для многих аморфных и нанокристаллических сплавов [4]. При этом было установлено, что между теоретически предсказанной и экспериментально наблюдаемой модификацией закона дисперсии наблюдается хорошее согласие. Однако между теоретически предсказанной модификацией закона затухания и экспериментально наблюдаемой шириной линии спин-волнового резонанса имеется резкое расхождение. Это расхождение обусловлено тем, что в ширину резонансной линии в неоднородных средах вносят вклад как процессы релаксации магнитного момента, так

и стохастический разброс резонансных частот, и во многих случаях последний механизм является преобладающим. Корректный учет влияния обоих этих механизмов может быть проведен только в рамках теории, учитывающей процессы многократного рассеяния волн на неоднородностях. Построение теории ширины линии магнитных резонансов, обусловленной неоднородностями, является актуальной задачей, так как ширины резонансных линий являются основными эксплуатационными характеристиками магнитных материалов при их использовании в технике высоких частот. Наиболее адекватным для такой теории является аппарат усредненных функций Грина, в рамках которого каким-либо приближенным методом проводится частичное суммирование диаграмм всех порядков по параметру среднеквадратичной флуктуации неоднородности. Наиболее хорошо обоснованным и широко используемым методом такого приближенного суммирования является приближение когерентного потенциала (СРА). Однако метод СРА в своей классической форме [5,6] применим только к некоррелированным неоднородностям параметров диагональных (локальных) членов гамильтониана, таких как магнитная анизотропия для спиновых волн или плотность вещества для упругих волн. Различные обобщения этого метода на случай коррелированных неоднородностей локальных членов гамильтониана и на случай неоднородностей параметров недиагональных (нелокальных) членов (таких как параметр обмена для спиновых волн и силовые константы для упругих волн) не являются достаточно хорошо обоснованными и не рассматриваются в настоящее время как вполне удовлетворительные [7].

Цель работы: обобщение метода когерентного потенциала на длинноволновые коррелированные неоднородности как диагональных (локальных), так и недиагональных (нелокальных) членов гамильтониана и расчет формы и ширины линий ферромагнитного и спин-волнового резонансов в ферромагнетике с неоднородностями параметров магнитной анизотропии и обмена.

Для достижения этой цели решались следующие **задачи:**

- Обобщение и обоснование метода СРА для случая длинноволновых коррелированных неоднородностей параметров как диагональных (локальных), так и недиагональных (нелокальных) членов гамильтониана;

- применение полученных обобщений метода CPA к построению теории ширины линии ферромагнитного и спин-волновых резонансов в ферромагнетике с неоднородностями параметров магнитной анизотропии и обмена, обладающими произвольными радиусами корреляций.

Научная новизна работы определяется тем, что в ней

- впервые проведено обоснование варианта метода CPA, пригодного для длинноволновых коррелированных неоднородностей диагональных (локальных) членов гамильтониана;
- впервые ширины линий ФМР и СВР рассчитаны для всего диапазона изменений величины корреляционного радиуса 1D и 3D неоднородностей магнитной анизотропии;
- впервые выведен вариант метода CPA, позволяющий учитывать влияние длинноволновых коррелированных неоднородностей недиагональных (нелокальных) членов гамильтониана;
- с использованием этого варианта CPA влияние коррелированных длинноволновых 1D неоднородностей параметра обмена рассчитано с учетом многократного рассеяния волн на неоднородностях, что позволило обнаружить новые особенности на кривых зависимостей частот и ширин линий от волновых чисел.

Научная и практическая ценность представленных в диссертации результатов определяется тем, что

- впервые проведено последовательное обобщение метода CPA на случай длинноволновых коррелированных неоднородностей как диагональных (локальных), так и недиагональных (нелокальных) членов гамильтониана. Развита формализм функций Грина для этих случаев и показано, какие типы диаграмм учитывает предложенное обобщение в каждом порядке разложения массового оператора по степеням корреляционных функций неоднородностей;
- впервые влияние неоднородностей магнитной анизотропии и обмена на форму и ширину линии ФМР и СВР в ферромагнетике исследовано с учетом многократного рассеяния волн в широком диапазоне изменений корреляционного радиуса неоднородностей;

- полученное в диссертации сильное обменное сужение линий ФМР и СВР с уменьшением корреляционного радиуса неоднородностей является теоретическим обоснованием основного преимущества нанокристаллических и аморфных материалов над поликристаллами с той же величиной локальной магнитной анизотропии при использовании их на высоких частотах;
- практическая ценность развитой в диссертации теории заключается в том, что она связывает основную эксплуатационную характеристику аморфных и нанокристаллических материалов — ширину линии магнитного резонанса — со структурночувствительными внутренними характеристиками этих материалов — среднеквадратичными флуктуациями и корреляционными радиусами неоднородностей их магнитных параметров.

Достоверность результатов определяется корректностью использования математического аппарата, контролируемостью применяемых приближений, а также правильностью предельных переходов к известным результатам.

Положения, выносимые на защиту:

1. Обоснование варианта метода СРА, примененного для учета коррелированных неоднородностей диагональных (локальных) параметров гамильтониана.
2. Расчет этим методом влияния на форму и ширину линий ФМР и СВР неоднородностей магнитной анизотропии, имеющих произвольный радиус корреляций.
3. Развитие формализма функций Грина и вывод варианта метода СРА, примененного для учета длинноволновых коррелированных неоднородностей недиагональных (нелокальных) членов гамильтониана.
4. Применение развитого в диссертации варианта метода СРА для исследования влияния на форму и ширину линий ФМР и СВР неоднородностей параметра обмена, имеющих произвольный радиус корреляций.

Апробация работы. Основные результаты данной работы были доложены на конференциях: Moscow International Symposium on Magnetism (Moscow, 2002), Девятая Всероссийская Научная Конференция Студентов-Физиков и молодых ученых (Красноярск, 2003), Euro-Asian Symposium “Trend in magnetism” (Krasnoyarsk, 2004), Euro-Asian Symposium “Magnetism on a Nanoscale” (Kazan, 2007), International Symposium “Spin Waves 2007” (Saint Petersburg, 2007) а также докладывались и обсуждались на научных семинарах Института Физики им. Л. В. Киренского СО РАН.

Публикации. Основные результаты диссертации изложены в 4 печатных работах и в тезисах Международных и Всероссийских конференций.

Отдельные этапы работы выполнялись при поддержке РФФИ (гранты N. 04-02-16174, 04-04-16174), фонда некоммерческих программ "Династия", ККФН (грант 12F0013С), Президента Российской Федерации (грант SS-6612.2006.3).

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Содержание работы изложено на 98 страницах, включая 15 рисунков и списка литературы из 61 наименования.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ.

В **первой главе** представлен обзор теоретических и экспериментальных работ по исследованию влияния длинноволновых неоднородностей параметров спинового гамильтониана на закон дисперсии и затухания спиновых волн. Показана ограниченность подхода теории возмущений для расчета спектров спиновых волн в таких системах и ее расхождения с рядом экспериментальных данных. Приводится краткий обзор классического варианта приближения когерентного потенциала (CPA), обсуждаются его достоинства и недостатки.

Во **второй главе** исследована форма и ширина линий однородного ФМР и спин-волновых резонансов в ферромагнетике со случайно-неоднородной магнитной анизотропией. Рассмотрены одномерные (1D) и трехмерные (3D) неоднородности. Исследование проведено методом усредненных функций Грина в рамках варианта CPA, учитывающего

корреляции неоднородностей. В диссертации предложено обоснование этого варианта СРА. Для этого используется классическое уравнение Дайсона для усредненной функции Грина $\bar{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)$

$$\bar{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) = G_0(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) + \iint G_0(\mathbf{x}, \mathbf{x}') Q(\mathbf{x}', \mathbf{x}'') \bar{G}(\mathbf{x}'', \mathbf{x}_0) d\mathbf{x}' d\mathbf{x}'' \quad (1)$$

в котором массовый оператор $Q(\mathbf{x}', \mathbf{x}'')$ приближенно представляется в виде [8]

$$Q(\mathbf{x}', \mathbf{x}'') \approx \eta^2 K(\mathbf{x}', \mathbf{x}'') \bar{G}(\mathbf{x}', \mathbf{x}''), \quad (2)$$

где η – среднеквадратичная флуктуация, а $K(\mathbf{x}', \mathbf{x}'')$ – нормированная корреляционная функция неоднородностей. Подстановка (2) в (1) приводит к замкнутому самосогласованному интегральному уравнению для функции Грина $\bar{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)$, а в \mathbf{k} – пространстве система уравнений (1), (2) принимает вид

$$\bar{G}_{\mathbf{k}} = \frac{1}{(2\pi)^d} \frac{1}{\nu - k^2 - M_{\mathbf{k}}}, \quad (3) \quad M_{\mathbf{k}} = \eta^2 \int \frac{S(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) d\mathbf{k}_1}{\nu - k_1^2 - M_{\mathbf{k}_1}}, \quad (4)$$

где $M_{\mathbf{k}} = (2\pi)^d Q(\mathbf{k})$, d – размерность неоднородностей. Спектральная плотность $S(\mathbf{k})$ связана с $K(\mathbf{x}', \mathbf{x}'')$ преобразованием Фурье, $\nu = (\omega - \omega_0) / \alpha g M$, ω_0 – частота однородного ФМР, α – параметр обмена, g – гиромагнитное отношение M – намагниченность. Проведенный в диссертации вывод уравнения самосогласования в форме (4) показывает, что оно учитывает в выражении для массового оператора $Q(\mathbf{x}', \mathbf{x}'')$ бесконечную сумму диаграмм всех порядков по η^2 , но только те из них, в которых имеются корреляции между крайними точками \mathbf{x} и \mathbf{x}_0 , наряду со всеми возможными корреляциями между промежуточными точками.

Корреляционные свойства неоднородностей моделировались экспоненциальной корреляционной функцией, которая приводит к выражениям для спектральной плотности в виде

$$S(k) = \frac{1}{\pi} \frac{k_c}{k^2 + k_c^2} \quad \text{и} \quad S(k) = \frac{1}{\pi^2} \frac{k_c}{(k^2 + k_c^2)^2}, \quad (5)$$

для 1D и 3D неоднородностей, соответственно. Здесь k_c – корреляционное волновое число неоднородностей ($r_c = k_c^{-1}$ – корреляционный радиус; для поли- или нанокристаллов $2r_c$ равен размеру зерна D_0). Для аналитического и численного анализа интегральное уравнение (4) пред-

ставлялось в виде бесконечной цепной дроби пропорциональных η^2 интегральных выражений, или, что эквивалентно, в виде рекуррентной формулы

$$M_{\mathbf{k}}^{(n+1)} = \eta^2 \int \frac{S(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) d\mathbf{k}_1}{\nu - k_1^2 - M_{\mathbf{k}_1}^{(n)}}. \quad (6)$$

Расчет последовательных приближений массового оператора $M_{\mathbf{k}}$ проводился по формуле (6) двумя методами, отличающимися выбором массового члена первого приближения. В стандартном методе полагается $M_{\mathbf{k}_1}^{(0)} = 0$, затем результат интегрирования подставляется в подынтегральную функцию, проводится второе интегрирование и т. д., пока функция $M_{\mathbf{k}}^{(n+1)}$ не будет практически отличаться от $M_{\mathbf{k}_1}^{(n)}$. Этот метод обладает довольно медленной сходимостью. Поэтому в диссертации предложен другой метод, названный методом алгебраических уравнений. В этом методе для нахождения 1-го приближения в уравнении (4) полагается $M_{\mathbf{k}_1} \approx M_{\mathbf{k}}$ и $M_{\mathbf{k}}^{(1)}$ находится из алгебраических уравнений (5-ой степени для 1D и 4-ой степени для 3D неоднородностей), которые получаются из (4) после выполнения первого интегрирования. Далее по формуле (6) вычисляются последующие приближения. Предложенный метод алгебраических уравнений обладает очень быстрой сходимостью, особенно при малых величинах k_c . Если в стандартном методе при малых k_c требуется проведение нескольких десятков или даже сотен последовательных интегрирований, то в методе алгебраических уравнений достаточно ограничиться несколькими интегрированиями. Однако в некоторых областях параметров ν и k при использовании метода алгебраических уравнений могут возникать трудности с отбором физических корней этих уравнений. Поэтому для нахождения функции Грина в диссертации использовались оба эти метода.

Исследованы зависимости ширины и формы резонансной линии, а также величины сдвига резонансного максимума от корреляционного волнового числа k_c и среднеквадратичных флуктуаций неоднородностей магнитной анизотропии η как для ФМР, так и для спиновых волн в ферромагнетике.

Ферромагнитный резонанс. На Рис. 1 показана рассчитанная форма линии ферромагнитного резонанса ($k = 0$) для трех значений нормированного корреляционного волнового числа 3D неоднородностей

$k_c / \sqrt{\eta}$. Предполагается, что какие-либо другие процессы релаксации, кроме рассеяния спиновых волн на неоднородностях, отсутствуют. Поэтому при $k_c = 0$ линия полностью определяется стохастическим распределением резонансных частот. При $k_c > 0$ включается эффект обменного сужения линии ФМР, связанный с усреднением магнитной анизотропии из-за наличия обменной связи между кристаллитами. Одновременно с этим при $k_c > 0$ включается механизм уширения линии ФМР, обусловленный рассеянием спиновых волн на неоднородностях. Однако эффект обменного сужения в суммарной ширине линии ФМР преобладает. Рассеяние на неоднородностях приводит к асимметрии резонансной кривой. Это обусловлено тем, что в нашей модели левая часть линии ФМР ($\nu < 0$) находится вне пределов закона дисперсии спиновых волн $\nu = k^2$, в то время как в области $\nu > 0$ идут процессы распада однородной прецессии на спиновые волны с $k \neq 0$, которые и приводят к уширению правой части линии ФМР. На Рис.2 показана зависимость ширины линии ФМР ΔH от величины корреляционного волнового числа k_c для случаев 1D (крестики) и 3D (кружки) неоднородностей. Для расширения обсуждаемого диапазона значений k_c приведены зависимости $\Delta \nu$ как от $k_c / \sqrt{\eta}$ (Рис. 2а), так и от обратной величины $\sqrt{\eta} / k_c$ (Рис. 2б). Это один из основных результатов работы, так как он впервые иллюстрирует эффект обменного сужения линии ФМР во всем диапазоне корреляционных волновых чисел k_c . При $k_c = 0$ ширина линии максимальна и соответствует классическому результату Шлемана [11] для предельного случая независимых зерен в поликристалле.

С ростом k_c происходит сужение линии ФМР, причем для случая 3D неоднородностей эффект обменного сужения проявляется значительно сильнее, чем для 1D неоднородностей. Для $k_c / \sqrt{\eta} \ll 1$ линия сужается линейно по k_c . В противоположном случае больших k_c оказалось, что наши результаты описываются зависимостями, следующими из размерных соображений [9]: $\Delta H \propto D_0^{2/3}$ для 1D и $\Delta H \propto D_0^6$ для 3D неоднородностей (штриховые кривые на Рис. 2б).

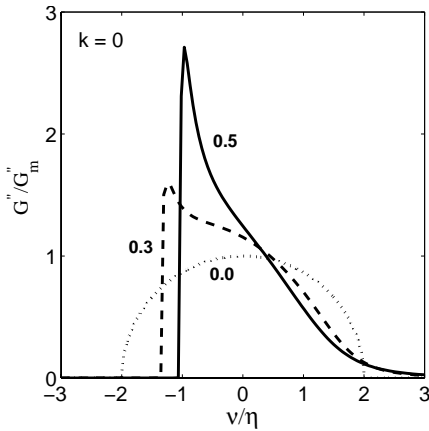


Рис. 1. Зависимость мнимой части усредненной функции Грина G'' при $k=0$ (ФМР) от нормированной частоты ν/η для различных значений нормированного корреляционного волнового числа 3D неоднородностей $k_c/\sqrt{\eta} = 0.0, 0.3, 0.5$, которые показаны около соответствующих кривых.

При $k_c \neq 0$ происходит также смещение резонансного максимума в сторону меньших значений частоты, т. е. отрицательных значений ν . С ростом k_c это смещение сначала нарастает, а потом убывает, стремясь к нулю с различной скоростью для 1D и 3D неоднородностей.

Спин-волновой резонанс. Исследованы зависимости мнимой части G'' от частоты ν для случаев $k \neq 0$, описывающие восприимчивость спин-волновых резонансов (Рис. 3). Асимметрия резонансной линии $G''(\nu)$, характерная для $k=0$, уменьшается с ростом k , так как спин-волновой резонанс при больших k лежит внутри спектра спиновых волн $\nu = k^2$ и процессы распада резонансной прецессии происходят на обоих склонах резонансной линии. Эффект обменного сужения резонансной линии с ростом k_c имеет место и в этом случае. Качественный характер зависимостей $\Delta\nu(k_c)$ одинаков для любых k , хотя количественные различия могут быть весьма велики.

На Рис. 4 показана зависимость ширины резонансной линии $\Delta\nu$ от волнового числа k для 1D (крестики) и 3D (кружки) неоднородностей. Здесь же для сравнения штриховой кривой показана зависимость от k удвоенной величины затухания $2\nu''$ для случая 3D неоднородностей, которое рассчитывалось ранее [1] методом теории возмущений. Видно, что в области больших k , соответствующих выполнению неравенства $k/\sqrt{\eta} \gg 1$, имеется хорошее согласие между этими величинами: $2\nu'' \approx \Delta\nu$.

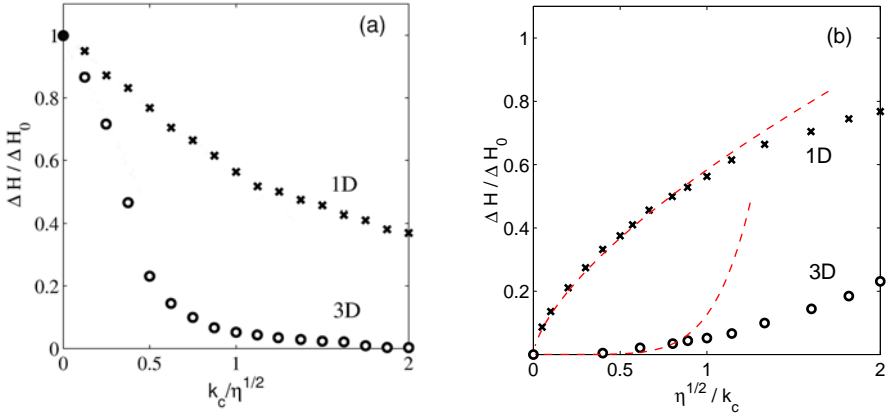


Рис. 2а, б. Ширина линии ФМР ΔH как функция нормированного корреляционного волнового числа $k_c/\sqrt{\eta}$ (а) и обратного значения этого числа $\sqrt{\eta}/k_c$ (б) для 1D (крестики) и 3D (кружки) неоднородностей. Штриховые кривые соответствуют приближенным аппроксимациям, полученным из размерных соображений в работе [9].

Однако в области $k/\sqrt{\eta} < 1$ наблюдается резкое отличие между функциями $\Delta\nu(k)$ и $2\nu''(k)$, как количественное так и качественное: если функция $\nu''(k)$ при $k \rightarrow 0$ убывает до нуля пропорционально первой степени k , то $\Delta\nu(k)$ стремится к конечной ширине линии однородного ФМР, соответствующей данному k_c . Это иллюстрирует тот факт, что при малых k ширина линии резонанса в основном определяется стохастическим разбросом частот, а не релаксационными процессами в системе.

На Рис. 5 показана зависимость ширины линии спиновых волн $\Delta\nu/\eta$ как функция нормированного волнового числа для различных значений корреляционного волнового числа 3D неоднородностей $k_c/\sqrt{\eta}$. Видно, что для малых k_c зависимость $\Delta\nu(k)$ монотонна, а с ростом k_c на этой зависимости появляется максимум. Рассчитанные эффекты обменного сужения линий ФМР и спин-волновых резонансов связывают между собой основные структурные характеристики неоднородностей k_c и η с основной эксплуатационной характеристикой материала — шириной линии магнитного резонанса. Сильное сужение ширины линий ФМР и спин-волновых резонансов с ростом k_c является

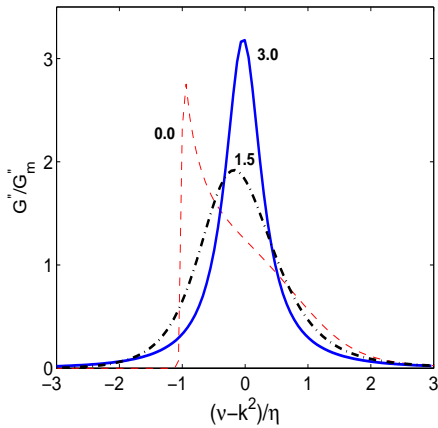


Рис.3. Зависимость G'' от нормированной частоты $(\nu - k^2) / \eta$ спиновых волн при $k_c / \sqrt{\eta} = 0.5$ (3D случай) для различных значений нормированного волнового числа $k / \sqrt{\eta} = 0.0, 1.5, 3.0$, которые показаны около соответствующих кривых.

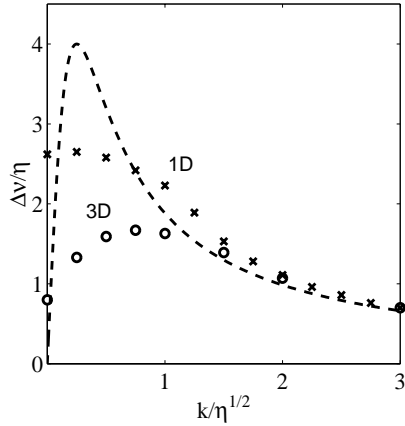


Рис.4. Нормированная ширина линии спиновых волн $\Delta \nu / \eta$ как функция нормированного волнового числа $k / \sqrt{\eta}$ для 1D (крестики) и 3D (кружки) неоднородностей при корреляционном волновом числе $k_c / \sqrt{\eta} = 0.5$. Штриховой кривой показана зависимость удвоенного значения затухания $2\nu''$, рассчитанного для 3D случая ранее [1] в рамках теории возмущений.

теоретическим обоснованием основного преимущества нанокристаллических и аморфных материалов над поликристаллами с той же величиной локальной магнитной анизотропии при использовании их на высоких частотах.

В последнем разделе этой главы проводится сравнение используемого здесь самосогласованного метода (3), (4) со стандартным методом CPA.

В **третьей главе** выводится уравнение CPA для неоднородностей нелокальных параметров континуальной среды, которое затем используется для исследования влияния 1D неоднородностей константы обмена на спектр спиновых волн в ферромагнетиках. Для этого развивается формализм функции Грина для случая длинноволновых неоднородностей нелокальных характеристик сплошной среды, таких как константа обмена в ферромагнетике или силовая константа в упругой сре-

де. Для выделения принципиальных сторон этой проблемы мы рассматриваем простейшие модели спиновых и упругих волн, для которых волновые уравнения имеют идентичную форму, отличаясь только

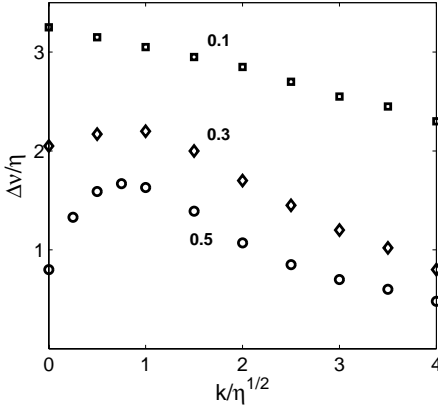


Рис. 5. Нормированная ширина линии спиновых волн $\Delta v/\eta$ для 3D случая как функция нормированного волнового числа $k/\sqrt{\eta}$ для различных значений $k_c/\sqrt{\eta} = 0.1, 0.3, 0.5$, которые показаны около соответствующих кривых.

переобозначением параметров. Поэтому уравнение для функции Грина $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)$ имеет один и тот же вид для обеих рассматриваемых ситуаций.

Представление усредненной функции Грина \bar{G} в виде ряда по корреляторам в этом случае, вместо произведений исходных функций Грина G_0 , содержит произведения их производных, которые суммируются по дважды повторяющемуся индексу. Выведен аналог уравнения Дайсона, который имеет вид

$$\bar{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) = G_0(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) + \iint \frac{\partial G_0(\mathbf{x}, \mathbf{x}')}{\partial x_i'} Q_{i'j''}(\mathbf{x}', \mathbf{x}'') \frac{\partial \bar{G}(\mathbf{x}'', \mathbf{x}_0)}{\partial x_j''} dx' dx'' . \quad (7)$$

От стандартного уравнения Дайсона (1) это уравнение отличается тем, что а) в него входят не только функции \bar{G} и G_0 , но и их пространственные производные, б) оно содержит матричный массовый оператор, в который

входят вторые производные функций Грина

$$Q_{i'j''}(\mathbf{x}', \mathbf{x}'') = \gamma^2 \frac{\partial^2 G_0(\mathbf{x}', \mathbf{x}'')}{\partial x_i' \partial x_j''} K(\mathbf{x}', \mathbf{x}'') + \gamma^4 \iint \frac{\partial^2 G_0(\mathbf{x}', \mathbf{x}_1)}{\partial x_i' \partial x_1^k} \frac{\partial^2 G_0(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)}{\partial x_1^k \partial x_2^l} \frac{\partial^2 G_0(\mathbf{x}_2, \mathbf{x}'')}{\partial x_2^l \partial x_j''} \times \quad (8)$$

$$\times [K(\mathbf{x}', \mathbf{x}_2)K(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}'') + K(\mathbf{x}', \mathbf{x}'')K(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)] dx_1 dx_2 + \dots$$

в) как в уравнении (7), так и в выражении для массового оператора (8) производится суммирование по дважды повторяющимся индексам.

В работе вводятся оригинальные диаграммные обозначения, ко-

торые позволяют представить разложение функции \bar{G} , компоненты массового оператора $Q_{i'j''}$ и аналога уравнения Дайсона в графической форме. Для вывода приближенной самосогласованной системы для компонент массового оператора $Q_{i'j''}$ мы воспользуемся подходом, который был использован во второй главе для вывода системы уравнений (3), (4). Для $Q_{i'j''}$ это соответствует выполнению требования

$$Q_{i'j''}(\mathbf{x}', \mathbf{x}'') \approx \gamma^2 \frac{\partial^2 \bar{G}(\mathbf{x}', \mathbf{x}'')}{\partial x_{i'} \partial x_{j''}} K(\mathbf{x}', \mathbf{x}''), \quad (9)$$

где γ – среднеквадратичная флуктуация неоднородностей. Приближенное равенство (9), как и приближенное равенство (2), означает, что мы принимаем во внимание в графическом уравнении только те диаграммы, которые имеют корреляции между начальной точкой \mathbf{x}_0 и конечной точкой \mathbf{x} , наряду со всеми другими возможными корреляциями. В \mathbf{k} – пространстве мы получаем аналог уравнения Дайсона в виде

$$\bar{G}(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^d} \frac{1}{\nu - k^2 - (2\pi)^d k^i k^j Q_{ij}(\mathbf{k})} \quad (10)$$

и систему из девяти связанных уравнений для компонент матрицы массового оператора вида

$$Q_{ij}(\mathbf{k}) \approx \frac{\gamma^2}{(2\pi)^d} \int \frac{k_1^i k_1^j S(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) d\mathbf{k}_1}{\nu - k_1^2 - (2\pi)^d k_1^i k_1^j Q_{ij}(\mathbf{k}_1)}. \quad (11)$$

Домножая уравнение (11) на $(2\pi)^d k^i k^j$, суммируя по дважды повторяющимся индексам и вводя скалярную характеристику массового оператора

$$T_{\mathbf{k}} = (2\pi)^d k^i k^j Q_{ij}(\mathbf{k}) \quad (12)$$

получаем окончательно систему уравнений СРА для случая длинноволновых коррелированных неоднородностей нелокальных параметров гамильтониана в виде

$$\bar{G}_{\mathbf{k}} = \frac{1}{(2\pi)^d} \frac{1}{\nu - k^2 - T_{\mathbf{k}}}, \quad (13) \quad T_{\mathbf{k}} = \gamma^2 \int \frac{(\mathbf{k}\mathbf{k}_1)^2 S(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) d\mathbf{k}_1}{\nu - k_1^2 - T_{\mathbf{k}_1}}. \quad (14)$$

Эти уравнения учитывают как диагональный, так и недиагональный беспорядок нелокальных параметров гамильтониана, так как полный скалярный потенциал взаимодействия $T_{\mathbf{k}}$ есть сумма всех компонент матрицы $k^i k^j Q_{ij}(\mathbf{k})$.

Во второй части Главы 3 мы используем общие уравнения (13) и

(14) к исследованию влияния 1D неоднородностей параметра обмена на спектр спиновых волн в ферромагнетике. При численном решении уравнения самосогласования СРА (14) мы использовали два метода: стандартный метод, когда мы полагаем $T_k^{(0)} = 0$ и метод алгебраических уравнений, предложенный в Главе 2 диссертации.

На рассчитанных кривых зависимости резонансной частоты ν_m мнимой части функции Грина G_k'' от k^2 имеются изгибы при $(k/k_c)^2 = 0.25$ и 2.7 (Рис. 6а, б). Положение первого изгиба совпадает с точкой изгиба на зависимости собственной частоты ν' от k^2 , который был впервые предсказан в работе [1] в рамках теории возмущений. Следует отметить, что с того времени, когда этот эффект был найден, он играет важную роль в экспериментальном исследовании аморфных и нанокристаллических магнитных сплавов, позволяя определять корреляционный радиус неоднородностей методами спин-волновой спектроскопии. Теоретические результаты полученные в работе [1] были неоднократно подтверждены в последующих теоретических статьях также в рамках теории возмущений [2, 3]. Во всех этих работах на кривой $\nu'(k^2)$ обнаруживалась одна особенность в точке $(k/k_c)^2 = 0.25$. Вторая особенность в точке $(k/k_c)^2 = 2.7$ получена в диссертации впервые благодаря учету процессов многократного рассеяния волн в рамках СРА.

На рассчитанной зависимости ширины резонансной линии $\Delta\nu$ от k^2 также имеются два изгиба в окрестностях тех же точек $(k/k_c)^2 = 0.25$ и 2.7 (Рис. 7а, б). Точка первого изгиба совпадает с аналогичной точкой на кривой $\nu''(k^2)$ рассчитанной ранее [1] в первом порядке теории возмущений, второй изгиб найден в данной диссертации впервые.

Особый интерес представляет закон $\Delta\nu \propto k^2$, полученный в диссертации как в интервалах между точками изгибов, так и при $k \gg k_c$. Затухание ν'' , рассчитанное ранее [1] для неоднородностей параметра обмена или модуля намагниченности, описывается законом $\nu'' \propto k^3$ для $(k/k_c)^2 \gg 0.25$ (штриховая кривая на Рис. 7а, б).

Экспериментальные исследования ширины линии спин-волнового резонанса [10] дали для зависимости $\Delta\nu(k)$ закон $\Delta\nu \propto k^p$,

где степень $p \propto 1$ для аморфных и $p \propto 2$ для нанокристаллических сплавов. Полученная в данной работе зависимость $\Delta v \propto k^2$ может объяснить экспериментальные результаты для нанокристаллических сплав-

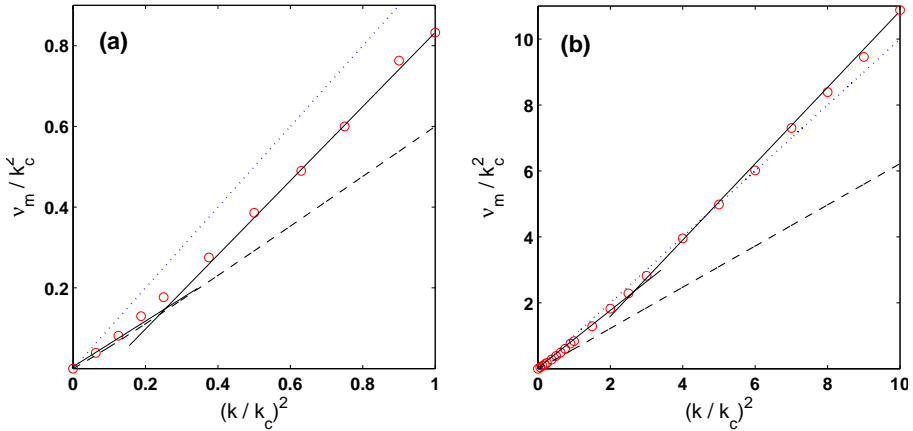


Рис. 6а, б. Рассчитанная зависимость частоты резонансного максимума v_m функции Грина $G''(v)$ от k^2 (кружки), дисперсионная кривая $v'(k^2)$, соответствующая формуле работы [1] (штриховая кривая) и невозмущенная кривая $v = k^2$ (пунктир) для двух различных интервалов изменения $(k/k_c)^2 : (0, 1) - a$ и $(k/k_c)^2 : (0, 10) - b$. Сплошные прямые линии – касательные к кривой $v_m(k^2)$ при малых и больших k по сравнению с $(k/k_c)^2 = 0.25$ (а) и $(k/k_c)^2 = 2.7$ (б).

ов тем, что в ширине линии этих сплавов преобладает вклад не затухания, а стохастического распределения резонансных частот, который учитывается развитой здесь теорией. Экспериментальная зависимость $\Delta v \propto k$ для аморфных сплавов не может быть объяснена в рамках данной теории.

Следует подчеркнуть, что сравнение результатов этой главы с существующими экспериментальными данными может носить только качественный характер, так как экспериментально исследовались 3D неоднородности.

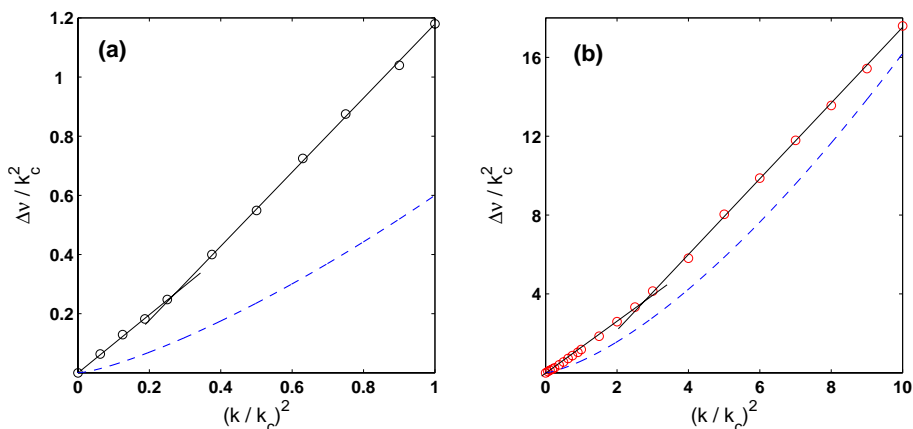


Рис. 7а, б. Зависимость ширины линии $\Delta\nu$ резонансной кривой $G_k''(\nu)$ от k^2 (кружки) и удвоенная величина затухания $\nu''(k^2)$ рассчитанная в работе [1] (штриховая кривая). Сплошные прямые линии – касательные к кривой $\Delta\nu(k^2)$ при малых и больших значениях k^2 по сравнению с $(k/k_c)^2 = 0.25$ (а) и $(k/k_c)^2 = 2.7$ (б).

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ.

1. Развита теория обменного сужения линий ферромагнитного и спин-волнового резонансов в ферромагнетике со случайно-неоднородной магнитной анизотропией. Расчет проведен методом усредненных функций Грина в рамках варианта приближения когерентного потенциала (СРА), учитывающего корреляции неоднородностей. Предложено обоснование этого варианта СРА, обсуждены его достоинства и налагаемые им ограничения.
2. Эффект обменного сужения линий для одно- и трехмерных неоднородностей рассчитан во всей области изменения корреляционного волнового числа k_c . Показано, что при $k_c = 0$ рассчитанная ширина линии максимальна и совпадает с хорошо известным результатом Шлемана, а в противоположном пределе сильно взаимодействующих зерен (больших k_c) соответствует закономерностям, полученным для этого предела из скейлинговых соображений. Сильное сужение ширин линий ФМР и спин-волновых резонансов с ростом

k_c является теоретическим обоснованием основного преимущества нанокристаллических и аморфных материалов над поликристаллами с той же величиной локальной магнитной анизотропии при использовании их на высоких частотах.

3. Предложен метод численного решения интегрального уравнения СРА, при котором 1-е приближение получается в результате решения соответствующего алгебраического уравнения (4-ой степени для 3D неоднородностей и 5-ой степени для 1D неоднородностей). Метод обладает более быстрой сходимостью по сравнению со стандартным методом.
4. Развита формализм усредненных функций Грина в сплошной среде с неоднородностями нелокальных параметров классического гамильтониана (константы обмена и упругих силовых констант). Выведен аналог уравнения Дайсона для таких ситуаций. От классического интегрального уравнения Дайсона это уравнение отличается тем, что оно является интегро-дифференциальным и содержит матричный массовый оператор, компонентами которого являются интегральные ряды, состоящие не из произведений функций Грина, а из произведений их вторых производных. На основе этого уравнения выведено интегральное уравнение СРА для нелокальных параметров гамильтониана. В отличие от стандартного уравнения СРА, выведенное уравнение учитывает в длинноволновом приближении взаимодействие с окружением, а также диагональный и недиагональный беспорядок в системе.
5. Выведенное уравнение СРА для нелокальных параметров среды использовано для расчета функции Грина и исследования влияния одномерных неоднородностей константы обмена на спектр спиновых волн в ферромагнетике. Показано что на кривых зависимостей частоты и ширины линии спин-волнового резонанса от квадрата волнового вектора должны наблюдаться два характерных излома, положения которых определяется корреляционным волновым числом неоднородностей. Один из этих изломов был найден ранее в рамках

теории возмущений, второй обнаружен в диссертации впервые.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

а). Статьи в реферируемых журналах.

1. Ignatchenko V.A. and Felk V.A. Exchange narrowing of magnetic resonance linewidths in inhomogeneous ferromagnets // Phys. Rev. B. – 2005. – V. 71, N9. - P. 094417-1 – 094417-12.
2. Ignatchenko V.A. and Felk V.A. Effects of long-wave inhomogeneities of the exchange and elastic force constants in the framework of the coherent potential approximation // Phys. Rev. B. – 2006. – V. 74, N17. – P. 174415-1–174415-9.
3. Ignatchenko V.A. and Felk V.A. Exchange narrowing of the FMR linewidth in ferromagnetic nanocrystals // The Physics of Metals and Metallography. – 2005. – V. 100, Suppl. 1. – P. S63–S65.

б). Другие публикации.

1. Игнатченко В.А., Фельк В.А. Расчет функции Грина спиновых волн в ферромагнетике с неоднородной магнитной анизотропией // Вестник КрасГУ. Физико-математические науки. – 2002. – N. 1. – С. 39-46.
2. Игнатченко В.А., Фельк В.А. Расчет функции Грина спиновых волн в ферромагнетике с неоднородной магнитной анизотропией // Тезисы докладов научной конференции студентов-физиков, Красноярск, 4 апреля 2001, С. 36.
3. Ignatchenko V.A., Felk V.A. Spin waves in a ferromagnet with inhomogeneities of the magnetic anisotropy // Book of Abstracts of the Moscow International Symposium on Magnetism, Moscow, June 20-24 2002, P. 307.
4. Игнатченко В.А., Фельк В.А. Форма линии магнитного резонанса в

ферромагнетике с неоднородной магнитной анизотропией // Сборник тезисов Девятой Всероссийской Научной Конференции Студентов-Физиков и молодых ученых, Красноярск, 28 марта - 3 апреля 2003, С. 119.

5. Ignatchenko V.A., Felk V.A. Exchange narrowing of the FMR linewidth in ferromagnetic nanocrystals // Abstract Book of the Euro-Asian Symposium "Trends in magnetism", Krasnoyarsk, Russia, August 24-27 2004, P. 210.
6. Ignatchenko V.A., Mankov Yu.I., and Felk V.A. Spin waves in partially randomized superlattices and inhomogeneous ferromagnets // Abstracts of the International Symposium "Spin waves 2007", Saint Petersburg, Russia, June 16 – 21 2007, P. 48.
7. Ignatchenko V.A., Mankov Yu.I., Felk V.A.. Waves and magnetic resonances in randomized superlattices and nanocrystals // Abstract Book of the Euro-Asian Symposium "Magnetism on a Nanoscale", Kazan, Russia, August 23-26 2007, P. 64.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.

1. Игнатченко В.А., Исахаков Р.С. Спиновые волны в случайно неоднородной анизотропной среде // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 72, N. 3. – С. 1005-1017.
2. Медведев М. В. // ФТТ. – 1980. – Т. 23, С. 1943.
3. Handrich K., Ottking R. Self-energy and damping of long-wavelength magnons in amorphous ferromagnets // Phys. stat. sol. (b) . – 1999. – V.216, P. 1073-1088.
4. Игнатченко В.А., Исахаков Р.С. Стохастическая магнитная структура и спиновые волны в аморфном ферромагнетике // ФММ. – 1983. – Новосибирск: Наука, – С. 3-32.
5. Soven P. Contribution to the theory of disordered alloys // Phys. Rev. B. – 1967. – V.156, P. 809.
6. Taylor D. W. Vibrational properties of imperfect crystals with large defect concentrations // Phys. Rev. B. – 1967. – V.156, P. 1017.
7. Economou E. N. Green's functions in quantum physics. Springer Verlag, 2006.
8. Kraichnan R. H. // J. Math. Phys. – 1961. – V.2. – P. 124.
9. Rubistein M., Harris V. G., Lubitz P. Ferromagnetic resonance in nanocrystalline $Fe_{73.5}CuNb_3Si_{13.5}B_9$ (Finemet) // J. Magn. Magn. Mat. – 2001. – V.234. – P. 306-312.
10. Исахаков Р. С., Чеканов А. С., Чеканова Л. А. Особенности релаксационных характеристик спектров СВР в пленках аморфных и микрористаллических ферромагнитных сплавов // ФТТ. – 1988. – Т. 30, N. 4. – С. 970-978.
11. Schlomann E. // J. Phys. Chem. Solids – 1958. – V. 6. – P. 257.

Подписано в печать 16.07.2008.

Формат 60x84/16. Уч.-изд. л. 1,3

Тираж 70. Заказ № 15.

Отпечатано в типографии Института физики СО РАН.
660036, Красноярск, Академгородок, ИФ СО РАН.

