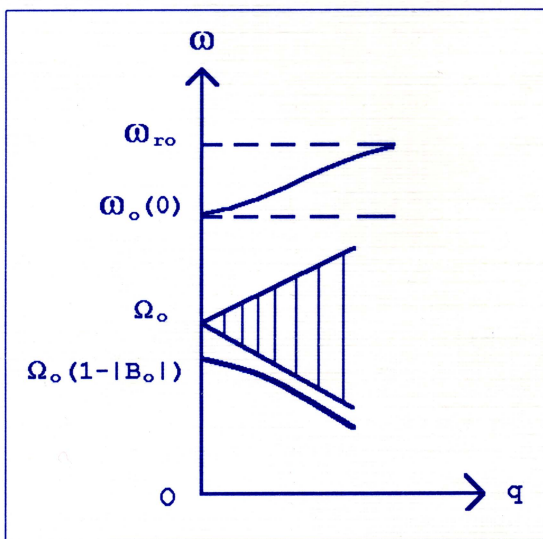


К 200-летию Харьковского университета

А. М. Ермолаев, Н. В. Ульянов

**СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ
В НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ
ПРОВОДНИКАХ С ПРИМЕСНЫМИ
СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ**



К 60-летию кафедры теоретической физики

А.М.Ермолаев, Н.В.Ульянов

**СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В
НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ
ПРОВОДНИКАХ С ПРИМЕСНЫМИ
СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ**

Харьков 2006

УДК 537.611.2
ББК 22.334
Е 74

Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Спиновые волны в неферромагнитных проводниках с примесными состояниями электронов. - Х.: ХНУ им. В.Н.Каразина, 2006. - 140 с.

ISBN 966-623-340-1

Рецензенты: доктор физ.-мат. наук, ведущий научн. сотр. ФТИНТ НАН Украины, профессор А.С. Ковалев;
доктор физ.-мат. наук, зав. отделом ИРЭ НАН Украины, профессор В.А. Ямпольский.

В монографии приведены результаты теоретического исследования свойств спиновых волн в неферромагнитных металлах и гетероструктурах с двумерным электронным газом при наличии примесных атомов, способных локализовать электроны. Рассмотрено влияние квазилокальных и магнитопримесных состояний электронов на динамическую спиновую восприимчивость электронного газа, на спектр и затухание спиновых волн. Предсказаны новые ветви в спектре спиновых волн, обусловленные примесными состояниями электронов. Предложены методы диагностики этих волн в опытах с медленными нейтронами.

Для научных работников, преподавателей вузов, аспирантов и студентов старших курсов физических специальностей, а также для всех, кто интересуется теорией твердого тела.

ISBN 966-623-340-1

© А.М.Ермолаев, Н.В.Ульянов, 2006

О Г Л А В Л Е Н И Е

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ	6
ВВЕДЕНИЕ	7
I. СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛОВ И ПРИМЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ.	12
1.1. Спиновые волны в ферми-жидкости неферромагнитных металлов	12
1.2. Квазилокальные и магнитопримесные состояния электронов	17
II. ТЕНЗОР ДИНАМИЧЕСКОЙ СПИНОВОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МЕТАЛЛОВ С КВАЗИЛОКАЛЬНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ	25
2.1. Динамическая спиновая восприимчивость электронов	25
2.1.1. Оператор спиновой намагниченности	25
2.1.2. Динамическая спиновая восприимчивость	26
2.1.3. Формула Кубо для восприимчивости	28

2.1.4. Двухчастичная функция Грина свободных электронов	.29
2.1.5. Динамическая спиновая восприимчивость свободного электронного газа 31
2.1.6. Восприимчивость в квантующем магнитном поле	. . . 32
2.2. Влияние квазилокальных состояний электронов на динамическую спиновую восприимчивость металлов в магнитном поле 34
2.3. Динамическая спиновая восприимчивость металлов с анизотропной поверхностью Ферми 43
2.4. Предельный случай $H = 0$ 47
III. СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ С КВАЗИЛОКАЛЬНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ	
3.1. Новый тип спиновых волн в металлах с квазилокальными состояниями электронов 54
3.2. Спиновые волны, распространяющиеся под углом к магнитному полю 64
3.3. Квантовые спиновые волны в ферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов 68

IV. МАГНИТНОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ В НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ С КВАЗИЛОКАЛЬНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ	82
4.1. Связь сечения магнитного рассеяния нейтронов с тензором динамической спиновой восприимчивости	82
4.2. Магнитное рассеяние нейтронов на спиновых волнах в неферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов	86
V. СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ СИЛИНА В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ	96
5.1. Динамическая спиновая восприимчивость двумерного электронного газа с примесными состояниями электронов	96
5.2. Спиновые волны в немагнитной двумерной электронной жидкости	105
5.3. Магнитное рассеяние нейтронов двумерным электронным газом с магнитопримесными состояниями электронов	114
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	118
ПРИЛОЖЕНИЯ	120
ЛИТЕРАТУРА	125
ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	135

ОСНОВНЫЕ

ε_F и v_F – энергия и скорость фермиевского электрона
 μ , μ_0 – спиновый магнитный момент электрона
 Ω , ω_c – циклотронная частота электрона
 Ω_0 – частота спинового резонанса
 T – температура и матрица перехода
 $f(\varepsilon)$ и n_w – функции распределения Ферми-Дирака и Планка
 ν , g – плотность электронных состояний
 n_i – концентрация примесных атомов
 G – функция Грина электронов
 ρ – спектральная плотность функции Грина
 F – преобразование Гильберта плотности состояний
 ε_r и Γ – положение и ширина квазилокального уровня
 Δ – расстояние между уровнем Ландау и магнитопримесным уровнем

ОБОЗНАЧЕНИЯ

r – вычет амплитуды рассеяния электронов примесным атомом в полюсе $\varepsilon_r - i\Gamma$
 $\chi_{\mu\nu}$ – тензор динамической спиновой восприимчивости электронов
 χ_0 , χ_p – паулиевская восприимчивость
 I – константа межэлектронного взаимодействия
 \vec{q} и ω – волновой вектор и частота спиновой волны
 γ – декремент затухания спиновой волны
 $a(q)$, α – сила осциллятора резонансного перехода
 $\Delta\omega_n$ – ширина n -й полосы прозрачности для спиновой волны
 $\frac{d^2\sigma}{dOde}$ – дифференциальное сечение рассеяния нейтронов

ВВЕДЕНИЕ

Примесные атомы в проводнике оказывают сложное воздействие на энергетический спектр квазичастиц. Они обуславливают сдвиг и размытие энергетических зон, перегруппировку плотности состояний, сопровождающуюся появлением как локальных, так и квазилокальных уровней.

Концепция локальных состояний в спектре колебаний неидеальной кристаллической решетки выдвинута в работах И.М.Лифшица [1], выполненных еще в 40-е годы прошлого столетия. Эти исследования были продолжены в статьях [2,3], где предсказаны квазилокальные колебания примесных атомов в решетке. Параллельно развивалась теория примесных состояний других квазичастиц - электронов и магнонов.

Однако, несмотря на то, что локальные состояния электронов в полупроводниках [4] известны давно, концепция квазилокальных состояний в примесных проводниках получила интенсивное развитие лишь за несколько последних десятилетий (см. статьи Фриделя Ж., Андерсона П., Вольфа П. и Клогстона А. в сб. [5], а также [6-10]).

В этих работах показано, что примесные уровни ε_r электронов в поле изолированных включений могут попадать в область сплошного спектра коллективизированных носителей. Находясь в резонансе с зонными состояниями, каждый из этих уровней расщепляется на два подуровня, которые, в свою очередь, также расщепляются, и т. д. Этот процесс сопровождается появлением конечной ширины квазилокальных уровней Γ . Можно считать, что электрон захватывается примесью на некоторое время $\tau = \hbar/\Gamma$ (\hbar - квантовая постоянная), а затем испускается. С точки зрения теории столкновений [11-13] такие состояния соответствуют комплексным полюсам $\varepsilon_r - i\Gamma$ амплитуды рассеяния, расположенным на нефизическом листе римановой поверхности. Они приводят к резкому

изменению на π фазы волн де Бройля, рассеянных примесным центром, к возрастанию сечения рассеяния в λ/r_0 раз (λ - длина волны электрона, r_0 - радиус рассеивающего центра), когда энергия электрона проходит через резонансное значение ε_r , [11].

Хотя такие резонансы в квантовой физике известны давно [11], их роль в физике твердого тела стала понятной лишь в последнее время.

В магнитном поле ситуация меняется. Появляются особые связанные состояния электронов, обусловленные действием на частицу примеси притяжения и магнитного поля. Идея магнитной локализации носителей на изолированных примесных атомах восходит к работам В.Г.Скобова [14] и Ю.А.Бычкова [15]. Там отмечается, что квантование Ландау приводит к "размножению" связанных состояний. Картина, которая при этом наблюдается, во многом напоминает случай собственных квазилокальных состояний. Физика магнитопримесных состояний получила свое развитие в работах [16-18].

Теория спиновых волн в ферромагнетиках и антиферромагнетиках разработана с исчерпывающей полнотой [19]. Спиновым волнам в неферромагнитных металлах в монографической литературе уделено меньше внимания. Здесь мы рассматриваем влияние резонансных состояний электронов в поле примесных атомов на свойства этих волн.

Резонансные состояния электронов оказывают существенное влияние на свойства спиновых волн в неферромагнитных металлах в магнитном поле. На возможность распространения таких волн указал В.П. Силин [20] в 1958 г. В 1967 г. они были обнаружены экспериментально [21,22].

Причиной существования спиновых волн в неферромагнитных металлах в магнитном поле является обменное взаимодействие коллективизированных носителей [23-27]. Волны, описанные в работах [24,25], существуют за счет спинового резонанса электронов проводимости [28], образующих вырожденную ферми-жидкость [24-27,29-32]. Другие резонансы приводят к новым ветвям спектра

коллективных возбуждений спиновой системы металла. Например, вблизи частот резонансных переходов электронов между спиново-расщепленными магнитопримесными уровнями и уровнями Ландау существуют слабозатухающие колебания спиновой намагниченности, названные магнитопримесными спиновыми волнами [33]. Они аналогичны магнитопримесным электромагнитным волнам [34-37]. Физической причиной существования этих волн является стимулированная магнитным полем локализация электронов на изолированных примесных атомах. Локализация ослабляет диссипативные процессы и приводит к возможности распространения новых электромагнитных и спиновых волн, которые в чистых образцах отсутствуют.

Волны такого типа должны существовать и в том случае, когда локализация электронов обусловлена лишь примесными атомами и не связана с магнитным полем. Поэтому предсказание таких спиновых волн, изучение их свойств и характеристик, а также рассмотрение методов их экспериментального обнаружения является важной задачей физики твердого тела.

С этой целью необходимо выяснить, как квазилокальные состояния электронов на примесных атомах в неферромагнитных металлах влияют на характеристики спиновых волн при наличии магнитного поля. Для достижения этой цели необходимо решить следующие задачи. С помощью метода температурных функций Грина необходимо вычислить новые резонансные вклады в компоненты тензора динамической спиновой восприимчивости электронов с квадратичным изотропным и анизотропным законом дисперсии, предсказать новые ветви спектра спиновых волн в неферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов в магнитном поле, рассмотреть магнитное рассеяние нейтронов на этих волнах в качестве метода экспериментального обнаружения новых типов спиновых волн.

В ходе выполнения этой работы рассчитаны компоненты тензора динамической спиновой восприимчивости электронов проводимости в неферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями носителей на примесных атомах в магнитном поле, которые содержат

новые резонансные вклады, обусловленные переходами электронов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау, индуцированными переменным магнитным полем. Обнаружены новые резонансные вклады у компонентов тензора динамической спиновой восприимчивости нормальных металлов с квазилокальными состояниями электронов, поверхность Ферми которых имеет вид эллипсоида вращения. Эти вклады зависят от угла между направлением вектора напряженности магнитного поля, в которое помещен металл, и осью вращения эллипсоида. При исследовании процессов распространения волн в неферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов на примесных атомах в магнитном поле предсказаны новые ветви в спектре поперечных спиновых волн. Полосы прозрачности этих волн лежат вблизи частот резонансных переходов электронов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау, сопровождающихся перебросом спина. Впервые вычислены характеристики новых типов волн: поляризация, спектр, декремент затухания. Впервые исследовано влияние квазилокальных состояний электронов на спектр и затухание квантовых спиновых волн в неферромагнитных металлах в магнитном поле. Показано, что в этом случае происходит перестройка спектра спиновых волн в области пересечения дисперсионной кривой спиновой волны с частотой резонансных переходов электронов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау, сопровождающихся перебросом спина. В окнах прозрачности появляются новые ветви квантовых спиновых волн. Вычислены спектр и затухание этих волн. В энергетическом спектре неупругого магнитного рассеяния нейтронов на спиновых волнах в нормальных металлах с квазилокальными состояниями электронов в магнитном поле обнаружены новые резонансные особенности. Впервые вычислено дифференциальное сечение магнитного рассеяния нейтронов с возбуждением спиновых волн нового типа.

Полученные результаты расширяют представления о коллективных спиновых возбуждениях в неферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов на примесных атомах в магнитном поле и дают вклад в развитие теории спиновых волн в

твердых телах. Практическое значение работы определяется возможностью использования развитых в ней положений о новых ветвях спектра спиновых волн, распространяющихся в неферромагнитных металлах, при разработке принципов создания новых функциональных материалов с заданными свойствами для твердотельной микроэлектроники.

Мы выражаем благодарность Н.В. Глейзер, А.Д. Рудневу и А.Д. Сердюку за обсуждение вошедших в монографию результатов, В.В. Ульянову за стимулы в работе, а также рецензентам А.С. Ковалеву и В.А. Ямпольскому за конструктивные замечания.

ГЛАВА I. СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛОВ И ПРИМЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

1.1. Спиновые волны в ферми-жидкости неферромагнитных металлов

В неферромагнитном металле спиновые волны могут распространяться за счет обменного взаимодействия электронов проводимости. Эти волны были предсказаны В.П.Силиным в 1958 г. [20]. Изучение спиновых волн проводится на основе кинетического уравнения для векторной спиновой плотности электронов [25,27]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta \vec{\sigma}}{\partial t} + (\vec{v} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \frac{e}{c} [\vec{v} \times \vec{H}]) \frac{\partial}{\partial \vec{p}} (\delta \vec{\sigma} - \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \delta \vec{\epsilon}_2) + \\ + \frac{2\gamma}{\hbar} (\vec{H} \times \delta \vec{\sigma} - \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \delta \vec{\epsilon}_2) = \left(\frac{\partial \delta \vec{\sigma}}{\partial t} \right)_{\text{ст}}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь \vec{H} - напряженность магнитного поля, направленного вдоль оси z , $\delta \vec{\sigma}$ - малая неравновесная добавка к спиновой плотности ($\delta \vec{\sigma} \perp \vec{H}$), \vec{p} и \vec{v} - импульс и скорость электрона, $f_0(\epsilon)$ - фермиевская функция распределения, γ - эффективный магнитный момент квазичастицы в вырожденной электронной жидкости,

$$\delta \vec{\epsilon}_2 = -\mu \delta \vec{H} + \int \frac{d\vec{p}'}{(2\pi\hbar)^3} \Psi(\vec{p}, \vec{p}') \delta \vec{\sigma}(\vec{p}', \vec{r}, t), \quad (1.2)$$

μ - магнитный момент электрона, $\delta \vec{H}$ - переменная магнитная индукция, Ψ - корреляционная функция, зависящая от угла между векторами \vec{p} и \vec{p}' , лежащими на сфере Ферми, \vec{r} и t - радиус-вектор и время, e - заряд электрона, c - скорость света, \hbar - квантовая постоянная. Индексом «ст» отмечен интеграл столкновений.

Если пренебречь интегралом столкновений в правой части (1.1), то для возмущений вида $\exp[i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)]$ это выражение становится равным

$$-i\omega\vec{g} + (i\vec{q}\vec{v} - \Omega\frac{\partial}{\partial\varphi})(\vec{g} + \delta\vec{\varepsilon}_2) + \frac{2\gamma}{\hbar}(\vec{H} \times \vec{g} + \delta\vec{\varepsilon}_2) = 0. \quad (1.3)$$

Здесь \vec{q} и ω - волновой вектор и частота возмущения, φ - угол в плоскости (x, y) , Ω - циклотронная частота, а функция \vec{g} определяется соотношением

$$\delta\vec{\sigma} = -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \vec{g}(\theta, \varphi), \quad (1.4)$$

где $g(\theta, \varphi) = \sum_{n,m} a_{n,m} Y_{n,m}(\theta, \varphi)$ - разложение функции g в ряд по сферическим гармоникам $Y_{n,m}$. Пренебрегая в кинетическом уравнении (1.1) пространственной дисперсией ($\vec{q} = 0$) и магнитным полем волны ($\delta\vec{H} = 0$), представим его в виде уравнений для компонент g_z и $g_{\pm} = g_x \pm ig_y$:

$$-i\omega g_z - \Omega\frac{\partial}{\partial\varphi}(g_z + \delta\varepsilon_{2z}) = 0, \quad (1.5)$$

$$-i\omega g_{\pm} - \Omega\frac{\partial}{\partial\varphi}(g_{\pm} + \delta\varepsilon_{2\pm}) \pm i\tilde{\omega}(g_{\pm} + \delta\varepsilon_{2\pm}) = 0, \quad (1.6)$$

$$\text{где } \tilde{\omega} = \frac{2\gamma H}{\hbar}.$$

Для функций g_z и g_{\pm} используем разложение

$$g = \sum_{n,m} b_{n,m} Y_{n,m}(\theta, \varphi).$$

Тогда для величин $\delta\varepsilon_{2z}$ и $\delta\varepsilon_{2\pm}$ с учетом соотношения (1.2) получаем $\delta\varepsilon_2 = \sum_{n,m} b_{n,m} B_n Y_{n,m}(\theta, \varphi)$. Здесь B_n - коэффициенты разложения спиновой части корреляционной функции Ландау в ряд по полиномам Лежандра [25-27]. Подставляя эти выражения в кинетические уравнения (1.5) и (1.6), находим собственные частоты продольных и поперечных колебаний намагниченности системы:

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_{nm}^z = -m\Omega(1 + B_n), \\ \omega &= \omega_{nm}^{\pm} = -(m\Omega \pm \tilde{\omega})(1 + B_n). \end{aligned} \quad (1.7)$$

При $n = 0$, $m = 0$ формула (1.7) с учетом выражения для эффективного магнитного момента квазичастиц $\gamma = \mu / (1 + B_0)$ дает

$$\omega_{00}^{\pm} = \mp \tilde{\omega}(1 + B_0) = \mp 2\mu H / \hbar = \mp \Omega_0, \quad (1.8)$$

где Ω_0 - частота спинового резонанса электронов проводимости [28].

Рассмотрим случай продольного распространения спиновых волн ($\vec{q} \parallel \vec{H}$) с поляризацией, соответствующей функции g_+ . При этом функция g_+ не зависит от угла Φ и, следовательно, для величины $\delta\varepsilon_{2+}$ справедливо $\delta\varepsilon_{2+} = B_0 g_0$, где g_0 получается интегрированием

величины g_+ по всем направлениям: $g_0 = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega g_+$. Кинетическое

уравнение при учете пространственной дисперсии принимает вид $-i\omega g_+ + iqv_F \cos\theta(g_+ + g_0 B_0) + i\tilde{\omega}(g_+ + g_0 B_0) = 0$, откуда

$$g_+ = g_0 B_0 (qv_F \cos\theta + \tilde{\omega})(\omega - qv_F \cos\theta - \tilde{\omega})^{-1}. \quad (1.9)$$

Здесь v_F - фермиевская скорость электрона. Интегрируя соотношение (1.9) по направлениям, получаем дисперсионное уравнение в виде

$$\frac{1}{B_0} = \frac{s}{2} \ln \frac{s - s_0 + 1}{s - s_0 - 1} - 1, \quad (1.10)$$

где $s = \frac{\omega}{qv_F}$, $s_0 = \frac{\tilde{\omega}}{qv_F}$.

Дисперсионное уравнение (1.10) вещественно при тех значениях ω и q , которые лежат вне области, ограниченной прямыми $\omega = \tilde{\omega} + qv_F$, $\omega = \tilde{\omega} - qv_F$, определяющими границы области одночастичных возбуждений, которые связаны с переворотом спина электрона. Иначе говоря, дисперсионная кривая спиновых волн должна лежать вне сектора Стонера, где волны испытывают затухание Ландау.

При малых значениях q логарифм в уравнении (1.10) можно разложить в ряд Тейлора. Это даст следующий закон дисперсии спиновых волн:

$$\omega = \tilde{\omega}(1 + B_0) \left(1 + \frac{\nu_F^2 q^2}{3B_0 \tilde{\omega}^2} + \dots\right). \quad (1.11)$$

Величина B_0 в металлах отрицательна [24,27]. Дисперсионная кривая (1.11) показана на рис.1. Отметим, что формула (1.8) приводит к предельной частоте спиновой волны, равной частоте спинового

резонанса.

Затухание волн определяется интегралом столкновений в правой части уравнения (1.1). В случае низких температур, которым ограничивается автор [25], существенными являются лишь столкновения электронов с примесями. При этом различают столкновения с перебросом спина, которые изменяют намагниченность, и столкновения с изменением импульса, не изменяющие намагниченность. Соответственно этому интеграл

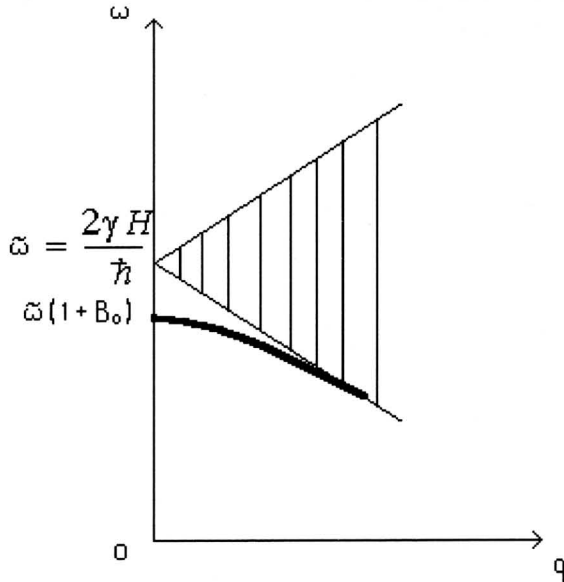


Рис.1. Дисперсионная кривая (1.11) для спиновых волн Силина ($B_0 < 0$) [26].

столкновений записывается в виде [25]

$$\left(\frac{\partial \delta \bar{\sigma}}{\partial t}\right)_{cr} = -\left(\frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau}\right) (\delta \bar{\sigma} - \frac{\mathcal{J}_0}{\partial \varepsilon} \delta \bar{\varepsilon}_2) + \frac{\mathcal{J}_0}{\partial \varepsilon} (\int d\bar{p}' \frac{\mathcal{J}_0}{\partial \varepsilon'})^{-1} \times \\ \times \int \frac{d\bar{p}'}{\tau(\theta)} [\delta \bar{\sigma}(\bar{p}') - \frac{\mathcal{J}_0}{\partial \varepsilon'} \delta \bar{\varepsilon}_2(\bar{p}')].$$

Здесь τ_0 и $\tau(\theta)$ характеризуют релаксацию импульса электронов, а τ - время переброса спина. Используем разложение [25]

$$\frac{1}{\tau(\theta)} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{\tau_l} (2l+1) P_l(\cos \theta),$$

где

$$P_l(z) = \frac{1}{2^l l!} \frac{d^l}{dz^l} (z^2 - 1)^l$$

- полиномы Лежандра. Частота столкновений электронов ν обратна времени релаксации. В окрестности частоты спинового резонанса электронов проводимости $\tau \gg \tau_{св}, \tau_l$, где $\tau_{св}$ - время свободного пробега электрона. Экспериментально спиновые волны со спектром (1.11) обнаружены в щелочных металлах Шултцем и Данифером в 1967 г. [21]. При достаточно высоких температурах или при достаточно большой частоте столкновений электронов в их экспериментах имеет место следующая физическая картина [21]. При проникновении в металл электромагнитное поле резко убывает в малой области скин-слоя, где оно ориентирует спиновые магнитные моменты электронов. Затем из скин-слоя в толщу металла диффундируют электроны с ориентированным магнитным моментом. Так как время переброса спина τ весьма велико ($\sim 10^{-6}$ с), намагничение, обусловленное диффундирующими электронами, диффундирует в глубь металла на расстояния, намного большие глубины скин-слоя. Такое явление возникает в малой окрестности частоты спинового резонанса. Ширина такой области селективной прозрачности металлической пленки определяется временем переброса спина [28,32].

При понижении температуры время релаксации импульса электронов возрастает, и коэффициент диффузии, во-первых, становится заметно зависящим от частоты, а во-вторых, в пределе $\omega \gg \nu$ он становится чисто мнимым. Последнее приводит к тому, что вместо диффузии намагничения возникает возможность распространения волн намагничения - спиновых волн - с законом дисперсии (1.11). В результате возникает прозрачность металлических пленок не только на частоте спинового резонанса, но также вблизи такой частоты на частотах спиновых волн.

Эксперименты [21] позволили определить значения параметров B_n , входящих в выражения (1.7). В случае натрия оказалось [27], что $B_0 = -0,215 \pm 0,03$.

В квантующем магнитном поле внутри сектора Стонера появляются окна прозрачности, внутри которых бесстолкновительное затухание

поперечных спиновых волн отсутствует. В этих окнах могут располагаться новые ветви так называемых квантовых спиновых волн. Их спектр в длинноволновом приближении линейный, а затухание определяется столкновениями электронов [38].

1.2. Квазилокальные и магнитопримесные состояния электронов

Рассмотрим проводник с одной группой носителей с законом дисперсии $\varepsilon(\vec{p}) = p^2 / 2m$ (m - эффективная масса электрона, \vec{p} - импульс), содержащий N_i примесных атомов, хаотически распределенных по N узлам кристаллической решетки. Будем считать концентрацию примесей N_i / N малой и ограничимся линейным по этому параметру приближением.

Обозначим потенциальную энергию a -го электрона в поле j -го примесного центра $v(\vec{r}_a - \vec{r}_j)$. Здесь \vec{r} с соответствующим индексом или без него - радиус-вектор. Плотность примесных атомов равна

$$\rho_i(\vec{r}) = \sum_{j=1}^{N_i} \delta(\vec{r} - \vec{r}_j), \quad (1.12)$$

Ее фурье-компонента

$$\int d^3r \rho_i(\vec{r}) e^{-i\vec{q}\vec{r}} = \sum_j e^{-i\vec{q}\vec{r}_j} = \rho_{\vec{q}}, \quad (1.13)$$

где \vec{q} - волновой вектор плоской волны. Гамильтониан взаимодействия электронов с примесями имеет вид $\sum_{a,j} v(\vec{r}_a - \vec{r}_j)$, а

компонента Фурье функции $v(\vec{r})$ равна

$$v_{\vec{q}} = \int d^3r v(\vec{r}) e^{-i\vec{q}\vec{r}}. \quad (1.14)$$

Поместим образец в квантующее магнитное поле напряженности \vec{H} с векторным потенциалом в калибровке Ландау $\vec{A} = (0, Hx, 0)$. Тогда удобными квантовыми числами, характеризующими состояние электрона в магнитном поле, являются, как следует из [11], орбитальные квантовые числа $\kappa = (n, p_y, p_z)$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) и спиновое квантовое число $\sigma = \pm 1$.

Гамильтониан электронов в поле примесей и в магнитном поле в представлении вторичного квантования имеет вид

$$\hat{H} = \sum_{\kappa\sigma} \varepsilon_{\kappa\sigma} \hat{a}_{\kappa\sigma}^+ \hat{a}_{\kappa\sigma} + \frac{1}{V} \sum_{\vec{q}} v_{\vec{q}} \rho_{\vec{q}} \sum_{\kappa_1 \kappa_2} I_{\kappa_1 \kappa_2}(\vec{q}) \hat{a}_{\kappa_1 \sigma}^+ \hat{a}_{\kappa_2 \sigma}, \quad (1.15)$$

где $\varepsilon_{\kappa\sigma}$ - энергия электрона в состоянии с кет-вектором $|\kappa\sigma\rangle$, $\hat{a}_{\kappa\sigma}$ и $\hat{a}_{\kappa\sigma}^+$ - операторы вторичного квантования, V - объем образца, $I_{\kappa_1 \kappa_2}(\vec{q}) = \langle \kappa_1 | e^{i\vec{q}\vec{r}} | \kappa_2 \rangle$ - матричные элементы плоской волны в базисе Ландау $\{|\kappa\rangle\}$ [39]. Учтена ортонормировка спиновых волновых функций: $\langle \sigma_1 | \sigma_2 \rangle = \delta_{\sigma_1 \sigma_2}$.

Введем одночастичную температурную функцию Грина электронов [40,41]:

$$G_{\kappa\kappa'}^{\sigma}(\tau) = -\langle T_{\tau} \{ \hat{a}_{\kappa\sigma}(\tau) \hat{a}_{\kappa'\sigma}^{\dagger}(0) \} \rangle, \quad (1.16)$$

где $-\beta \leq \tau \leq \beta$ ($\beta = 1/k_B T$, k_B - постоянная Больцмана, T - температура), $\langle \dots \rangle = \text{Sp}\{e^{-\beta\hat{H}'} \dots\} / \text{Sp}e^{-\beta\hat{H}'}$ - усреднение по большому каноническому ансамблю Гиббса ($\hat{H}' = \hat{H} - \mu\hat{N}$, μ - химпотенциал, \hat{N} - оператор числа электронов), T_{τ} - символ хронологического произведения операторов, $\hat{a}_{\kappa\sigma}(\tau) = e^{\tau\hat{H}'} \hat{a}_{\kappa\sigma}(0) e^{-\tau\hat{H}'}$ - мацубаровский оператор. Символ $\langle \dots \rangle$ включает также усреднение по положениям примесных атомов.

Воспользуемся связью фурье-компоненты $G_{\kappa\kappa'}^{\sigma}(i\zeta_s)$ ($\zeta_s = \frac{\pi}{\beta}(2s+1)$, $s = 0, \pm 1, \dots$) этой функции в базисе Ландау с оператором рассеяния:

$$G_{\kappa\kappa'}^{\sigma}(i\zeta_s) = G_{\kappa}^{(0)\sigma}(i\zeta_s) \delta_{\kappa\kappa'} + G_{\kappa}^{(0)\sigma}(i\zeta_s) T_{\kappa\kappa'}^{\sigma}(i\zeta_s) G_{\kappa'}^{(0)\sigma}(i\zeta_s), \quad (1.17)$$

где $G_{\kappa}^{(0)\sigma}(i\zeta_s) = 1/(i\zeta_s - \xi_{\kappa\sigma})$ - функция Грина электронов в чистом образце ($v_{\vec{q}} = 0$), $\xi_{\kappa\sigma} = \varepsilon_{\kappa\sigma} - \mu$, $T_{\kappa\kappa'}^{\sigma}(i\zeta_s)$ - мацубаровский оператор рассеяния электронов примесями. Последний удовлетворяет уравнению Липпмана-Швингера, которое в базисе Ландау имеет вид

Функция $G_{\kappa}^{\sigma}(i\zeta_s)$ связана с диагональным элементом усредненного маубаровского оператора рассеяния соотношением

$$G_{\kappa}^{\sigma}(i\zeta_s) = G_{\kappa}^{(0)\sigma}(i\zeta_s) + G_{\kappa}^{(0)\sigma}(i\zeta_s)T_{\kappa}^{\sigma}(i\zeta_s)G_{\kappa}^{(0)\sigma}(i\zeta_s). \quad (1.21)$$

Оставим для T_{κ}^{σ} лишь члены, пропорциональные N_i . Они описывают примесное рассеяние электронов центрами, действующими независимо:

$$\uparrow + \cancel{\uparrow} + \uparrow \rightarrow + \cancel{\uparrow} \rightarrow + \uparrow \rightarrow + \dots \quad (1.22)$$

Если примесь короткодействующая, то есть $v_{\vec{q}} \approx v_0$, получим:

$$T^{\sigma}(i\zeta_s) \approx \frac{N_i v_0 / V}{1 - \frac{v_0}{V} \sum_{\kappa} G_{\kappa}^{(0)\sigma}(i\zeta_s)} \quad (1.23)$$

(сумма геометрической прогрессии). В частности, для δ -потенциала

$$v(\vec{r}) = v_0 \delta(\vec{r}) \quad (1.24)$$

получаем

$$v_{\vec{q}} = \int d^3 r v(\vec{r}) e^{-i\vec{q}\vec{r}} = v_0. \quad (1.25)$$

Имея температурную функцию Грина G , можно получить запаздывающую G^+ и опережающую G^- функции Грина заменой $i\zeta_s$ на $\xi \pm i0$:

$$G_{\sigma}^{\pm}(\kappa, \xi) = G_{\sigma}^{(0)\pm}(\kappa, \xi) + [G_{\sigma}^{(0)\pm}(\kappa, \xi)]^2 T_{\sigma}^{\pm}(\xi), \quad (1.26)$$

где

$$T_{\sigma}^{\pm}(\xi) = \frac{n_i v_0}{1 - v_0 \{F_{\sigma}(\xi) \mp i\pi v_{\sigma}(\xi)\}}, \quad (1.27)$$

$$G_{\sigma}^{(0)\pm}(\kappa, \xi) = (\xi - \xi_{\kappa\sigma} \pm i0)^{-1}, \quad (1.28)$$

$$F_{\sigma}(\xi) = \text{Re} \frac{1}{V} \sum_{\kappa} G_{\sigma}^{(0)\pm}(\kappa, \xi); \quad (1.29)$$

$$v_{\sigma}(\xi) = \frac{1}{V} \sum_{\kappa} \delta(\xi - \xi_{\kappa\sigma}) \quad (1.30)$$

- плотность состояний (на единицу объема) электронов с данной ориентацией спина в магнитном поле, $n_i = N_i/V$ - концентрация примесных атомов. Функция (1.29) является преобразованием Гильберта плотности состояний.

Полусы функции (1.27) определяют положения и ширины примесных (локальных и квазилокальных) уровней энергии электронов. Локальные состояния соответствуют корням уравнения

$$1 - v_0 F_\sigma(\xi) = 0, \quad (1.31)$$

лежащим в области, где $v_\sigma = 0$. Уширение локального уровня в рассматриваемом приближении отсутствует. Квазилокальные состояния являются решениями этого уравнения, "погруженными" в сплошной спектр ($v_\sigma \neq 0$). Они обладают конечной шириной, обратно пропорциональной времени жизни электрона у примеси [6].

В общем случае корень $\varepsilon_{r\sigma}$ этого уравнения теряется в сплошном спектре положительных энергий. Однако в некоторых случаях (малая плотность состояний $v_\sigma(\varepsilon)$ в окрестности точки $\varepsilon_{r\sigma}$, большое значение $|v_0|$) почти связанное состояние существует и имеет положительную энергию [5]. Это состояние комбинирует резонансным образом с налагающимися на него состояниями сплошного спектра с той же энергией и расщепляется на два состояния с близкими энергиями. Оба эти состояния, в свою очередь, также резонируют с совпадающими с ними (по энергии) состояниями континуума и вновь расщепляются и т.д. Этот процесс приводит к некоторой ширине Γ_σ квазилокального уровня. Можно считать, что электроны захватываются на некоторое время $\tau \sim \hbar/\Gamma$ на квазилокальный уровень, а затем испускаются в случайном направлении. Волновые функции, дающие вклад в такие состояния, концентрируются около примеси и образуют почти локальное состояние.

Запишем спектральное представление средней функции Грина (1.26):

$$G_\sigma^\pm(k, \xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho_\sigma(k, \xi')}{\xi - \xi' \pm i0} d\xi', \quad (1.32)$$

где

$$\rho_{\sigma}(\kappa, \xi) = \mp \frac{1}{\pi} \text{Im} G_{\sigma}^{\pm}(\kappa, \xi) \quad (1.33)$$

- спектральная плотность. Для электронов в магнитном поле

$$\rho_{\sigma}^{(0)}(\kappa, \varepsilon) = \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\kappa\sigma}), \quad (1.34)$$

где $\varepsilon = \xi + \mu$, $\varepsilon_{\kappa\sigma} = \xi_{\kappa\sigma} + \mu$.

Зная спектральную плотность $\rho_{\sigma}(\varepsilon)$ средней функции Грина электронов в магнитном поле и в поле примесей, можно найти плотность состояний

$$g_{\sigma}(\varepsilon) = \frac{1}{V} \sum_{\kappa} \rho_{\sigma}(\kappa, \varepsilon). \quad (1.35)$$

Плотность состояний электронов только в магнитном поле равна

$$(1.30). \text{ Так как энергия электрона от } p_y \text{ не зависит, а } \sum_{p_y} 1 = \frac{L^2 |e| H}{2\pi c \hbar}$$

- кратность вырождения уровня $\varepsilon_{np_z\sigma}$ [11], то $\sum_{\kappa} = \frac{|e| HL^2}{2\pi c \hbar} \sum_{np_z}$

($|e|$ - величина заряда электрона, L - размер образца). Следовательно,

$$v_{\sigma}(\varepsilon) = \frac{|e| H}{(2\pi \hbar)^2 c} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \delta \left\{ \varepsilon - \hbar \Omega \left(n + \frac{1}{2} \right) - \frac{p_z^2}{2m} - \frac{g}{2} \mu_0 H \sigma \right\}, \quad (1.36)$$

где $\Omega = \frac{|e| H}{mc}$ - циклотронная частота, g - фактор Ланде, μ_0 - магнетон Бора. Отсюда получаем

$$v_{\sigma}(\varepsilon) = \frac{m^{3/2} \Omega}{2^{3/2} \pi^2 \hbar^2} \sum_{n=0}^{n_{\sigma}(\varepsilon)} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - \hbar \Omega \left(n + \frac{1}{2} \right) - \sigma \frac{g}{2} \mu_0 H}},$$

где $n_{\sigma}(\varepsilon)$ - максимальное значение n , при котором подкоренное выражение неотрицательно.

В линейном по n_i приближении

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho, \quad (1.37)$$

где

$$\delta\rho_\sigma(\kappa, \varepsilon) = -\frac{1}{\pi} \left[G_\sigma^{(0)+}(\kappa, \varepsilon) \right]^2 \text{Im} T_\sigma^+(\varepsilon). \quad (1.38)$$

Вблизи примесного уровня $\varepsilon_{r\sigma}$ (корня уравнения (1.31)) примесная добавка к спектральной плотности имеет вид

$$\delta\rho_\sigma(\kappa, \varepsilon) \approx \frac{n_i}{|F'_\sigma(\varepsilon_{r\sigma})|} \frac{1}{(\varepsilon_{r\sigma} - \varepsilon_{\kappa\sigma})^2} \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_\sigma}{(\varepsilon - \varepsilon_{r\sigma})^2 + \Gamma_\sigma^2}, \quad (1.39)$$

где $F'_\sigma(\varepsilon) = dF_\sigma / d\varepsilon$, а

$$\Gamma_\sigma = \frac{\pi v_\sigma(\varepsilon_{r\sigma})}{|F'_\sigma(\varepsilon_{r\sigma})|} \quad (1.40)$$

- ширина квазилокального уровня. В следующей главе будет показано, что особенность функции (1.39) при $\varepsilon_{\kappa\sigma} = \varepsilon_{r\sigma}$ не сказывается на свойствах новых ветвей в спектре спиновых волн в вырожденной электронной жидкости. Их характеристики связаны с резким пиком функции (1.39) при $\varepsilon = \varepsilon_{r\sigma}$.

Вклад в плотность состояний вблизи $\varepsilon_{r\sigma}$ получаем суммированием выражения (1.39) по κ :

$$\delta g_\sigma(\varepsilon) \approx \frac{N_i}{V} \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_\sigma}{(\varepsilon - \varepsilon_{r\sigma})^2 + \Gamma_\sigma^2}. \quad (1.41)$$

Вблизи локального уровня $\varepsilon_{l\sigma}$ ($\Gamma_\sigma \rightarrow 0$) находим

$$\delta g_\sigma(\varepsilon) = n_i \delta(\varepsilon - \varepsilon_{l\sigma}). \quad (1.42)$$

Функция $F_\sigma(\varepsilon)$ связана с v_σ дисперсионным соотношением

$$F_\sigma(\varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon' \frac{v_\sigma(\varepsilon')}{\varepsilon - \varepsilon'}, \quad (1.43)$$

где интеграл берется в смысле главного значения. Эта функция равна

$$F_\sigma(\varepsilon) = -\frac{\pi m^{3/2} \Omega}{2^{3/2} \pi^2 \hbar^2} \sum_n \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{n\sigma} - \varepsilon}}, \quad (1.44)$$

где

$$\varepsilon_{n\sigma} = \hbar\Omega \cdot \left(n + \frac{1}{2}\right) + \sigma \frac{g}{2} \mu_0 H$$

- уровни Ландау.

Входящая в (1.44) сумма расходится при больших n , что связано с использованием δ -потенциала. Способы устранения этой расходимости рассмотрены в статьях [15,42,43].

Если расстояние Δ от примесного уровня до уровня Ландау мало по сравнению с $\hbar\Omega$, можно в \sum_n оставить лишь сингулярное слагаемое

$$-\pi \frac{m^{3/2} \Omega}{2^{3/2} \pi^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{n\sigma} - \varepsilon}}.$$

Подставляя это выражение в уравнение (1.31), при $v_0 < 0$ получаем:

$$\Delta = \frac{e^2 m v_0^2 H^2}{8 \pi^2 c^2 \hbar^4} \quad (1.45)$$

- расстояние между уровнем Ландау и отщепленным от него примесным уровнем.

Из выражения (1.45) видно, что рассмотренные здесь примесные состояния обусловлены совместным действием на электрон примеси притяжения ($v_0 < 0$) и магнитного поля. По этой причине они называются магнитопримесными [17,18,35,44]. Помимо этих состояний в спектре электронов могут присутствовать собственные квазилокальные уровни [6], не связанные с магнитным полем. Они соответствуют комплексным полюсам оператора рассеяния $\varepsilon_{r\sigma} - i\Gamma_\sigma$, где $\varepsilon_{r\sigma}$ - положения резонансов, Γ_σ - их ширины. Мы будем считать, что имеется только один (спиново-расщепленный) резонанс. В следующей главе мы рассмотрим его влияние на динамическую спиновую восприимчивость металлов.

ГЛАВА II. ТЕНЗОР ДИНАМИЧЕСКОЙ СПИНОВОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МЕТАЛЛОВ С КВАЗИЛОКАЛЬНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

2.1. Динамическая спиновая восприимчивость электронов

Реакция системы на слабое переменное магнитное поле характеризуется тензором обобщенной магнитной восприимчивости $\chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \omega)$, зависящим от волнового вектора \vec{q} и частоты ω поля. Этот тензор играет фундаментальную роль в теории магнетизма. Он определяет спектр и затухание магнитных возбуждений системы, спектр тепловых флуктуаций намагниченности, сечение магнитного рассеяния нейтронов в магнетике и другие величины.

Рассмотрим отклик электронов проводимости парамагнитного металла на переменное магнитное поле $\vec{H}(\vec{r}, t)$. Последнее индуцирует как орбитальную, так и спиновую намагниченность. Ограничимся расчетом динамической спиновой восприимчивости. Используем для этого метод функций Грина.

2.1.1. ОПЕРАТОР СПИНОВОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Гамильтониан взаимодействия спиновых магнитных моментов электронов проводимости с переменным магнитным полем имеет вид:

$$\hat{V}(t) = -\int d^3r \hat{M}(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}, t), \quad (2.1)$$

где $\hat{M}(\vec{r})$ - оператор спиновой намагниченности. Интегрирование выполняется по объему проводника. Известно, что

$$\hat{M}(\vec{r}) = -\mu_0 \sum_a \hat{\sigma}_a \delta(\vec{r} - \vec{r}_a), \quad (2.2)$$

где \vec{r}_a - радиус-вектор a -го электрона, μ_0 - магнетон Бора, $\hat{\sigma}_\mu$ - матрицы Паули [11]. В дальнейшем нам потребуется пространственная компонента Фурье оператора (2.2)

$$\hat{M}(\vec{q}) = -\mu_0 \sum_a \hat{\sigma}_a e^{-i\vec{q}\vec{r}_a}. \quad (2.3)$$

В представлении вторичного квантования аддитивный оператор (2.3) имеет вид:

$$\hat{M}(\vec{q}) = -\mu_0 \sum_{\vec{k}\alpha_1\alpha_2} (\vec{\sigma})_{\alpha_1\alpha_2} \hat{a}_{(\vec{k}-\vec{q})\alpha_1}^+ \hat{a}_{\vec{k}\alpha_2}, \quad (2.4)$$

где $\hat{a}_{\vec{k}\alpha}$ и $\hat{a}_{\vec{k}\alpha}^+$ - операторы уничтожения и рождения электронов с волновым вектором \vec{k} и спиновым квантовым числом $\alpha = \pm 1$, $(\sigma^\mu)_{\alpha_1\alpha_2}$ - матричные элементы μ -й матрицы Паули.

2.1.2. ДИНАМИЧЕСКАЯ СПИНОВАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ

Из электродинамики известно, что в линейном приближении по слабому полю \vec{H} μ -я компонента тензора спиновой намагниченности электронов в точке \vec{r} в момент t равна

$$M_\mu(\vec{r}, t) = \sum_\nu \int d^3r' \int_{-\infty}^t dt' \times \\ \times \chi_{\mu\nu}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') H_\nu(\vec{r}', t'). \quad (2.5)$$

Предположим, что среда однородна и стационарна, поэтому тензор восприимчивости $\chi_{\mu\nu}$ зависит только от разностей пространственных $(\vec{r} - \vec{r}')$ и временных $(t - t')$ координат. Конечный верхний предел в интеграле по времени в (2.5) отражает существование принципа причинности, т.е. тот факт, что намагниченность в момент t определяется магнитным полем лишь в предыдущие моменты времени.

Фурье-преобразование (2.5) приводит к линейным соотношениям, связывающим пространственно-временные компоненты Фурье величин, входящих в (2.5):

$$M_\mu(\vec{q}, \omega) = \sum_\nu \chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \omega) H_\nu(\vec{q}, \omega). \quad (2.6)$$

Зависимость $\chi_{\mu\nu}$ от \vec{q} называется пространственной дисперсией восприимчивости, а от ω - временной.

Общие свойства тензора восприимчивости изложены в книге Р.Уайта [45]. Перечислим их.

Следствием инвариантности уравнения Шредингера для электронов относительно операции обращения времени являются соотношения Онсагера:

$$\chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \omega) = \chi_{\nu\mu}(-\vec{q}, -\omega). \quad (2.7)$$

Выражение принципа причинности – дисперсионные соотношения Крамерса-Кронига, связывающие вещественную и мнимую части восприимчивости:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}[\chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \omega) - \chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \infty)] &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{\operatorname{Im} \chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \omega')}{\omega' - \omega}, \\ \operatorname{Im} \chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \omega) &= -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega'}{\omega' - \omega} \operatorname{Re}[\chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \omega') - \chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \infty)]. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Связь восприимчивости с тепловыми флуктуациями намагниченности составляет содержание флуктуационно-диссипационной теоремы:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \left\langle \left\{ \hat{M}_{\mu}(\vec{q}, t) \hat{M}_{\nu}(-\vec{q}) \right\} \right\rangle_S &= \\ &= \hbar V c t h \frac{\beta \hbar \omega}{2} \operatorname{Im} \chi_{\mu\nu}^S(\vec{q}, \omega), \end{aligned} \quad (2.9)$$

Здесь

$$\hat{M}(t) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} \hat{H} t\right) \hat{M} \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \hat{H} t\right)$$

- оператор намагниченности в представлении Гейзенберга, \hat{H}' - гамильтониан электронов (без (2.1)), $\{\hat{a}\hat{b}\} = \frac{1}{2}(\hat{a}\hat{b} + \hat{b}\hat{a})$ - симметризованное произведение операторов, β - обратная температура, V - объем системы. Угловые скобки обозначают усреднение по большому каноническому ансамблю Гиббса. Индексом S отмечена симметричная часть тензора.

2.1.3. ФОРМУЛА КУБО ДЛЯ ВОСПРИИМЧИВОСТИ

В 1957 г. Р.Кубо получил общее выражение для тензора обобщенной восприимчивости, связывающее этот тензор с корреляционной функцией, собранной на операторах намагниченности. Получим формулу Кубо, следуя методу, изложенному в работах [19,41,46].

Спиновая намагниченность электронного газа в переменном поле \vec{H}

$$\vec{M}(\vec{r}, t) = Sp \left[\hat{\rho} \hat{M}_H(\vec{r}, t) \right], \quad (2.10)$$

где $\hat{\rho}$ - статистический оператор для большого канонического ансамбля; $\hat{M}_H(\vec{r}, t)$ - гейзенберговский (с учетом (2.1)) оператор намагниченности, связанный с оператором \hat{M}_D в представлении Дирака соотношением:

$$\hat{M}_H(t) = \hat{S}^{-1}(t) \hat{M}_D(t) \hat{S}(t), \quad (2.11)$$

где

$$\hat{S}(t) = T_t \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t dt' \hat{V}_D(t') \right] \quad (2.12)$$

(здесь T_t - символ хронологического упорядочения операторов).

Подставляя (2.11) в (2.10) и ограничиваясь линейным слагаемым по \vec{H} , получим для намагниченности, индуцированной переменным полем, выражение (2.5), в котором

$$\chi_{\mu\nu}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') = \frac{i}{\hbar} Sp \left\{ \hat{\rho} \left[\hat{M}_\mu^D(\vec{r}, t), \hat{M}_\nu^D(\vec{r}', t') \right] \right\}, \quad (2.13)$$

где $[\hat{a}, \hat{b}] = \hat{a}\hat{b} - \hat{b}\hat{a}$ - коммутатор.

В результате фурье-преобразования этого выражения получим формулу Кубо:

$$\chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \omega) = \frac{i}{\hbar V} \int_0^\infty dt e^{i(\omega+i0)t} Sp \left\{ \hat{\rho} \left[\hat{M}_\mu(\vec{q}, t), \hat{M}_\nu(-\vec{q}, 0) \right] \right\}. \quad (2.14)$$

Индекс D здесь и ниже опущен.

Подставляя оператор (2.4) в формулу Кубо (2.14), находим:

$$\begin{aligned} \chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \omega) = & -\frac{\mu_0^2}{V} \sum_{\vec{k}_1 \vec{k}_2} \sum_{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4} \sigma_{\alpha_2 \alpha_1}^\mu \times \\ & \times \sigma_{\alpha_4 \alpha_3}^\nu K_\omega^+ \left[(\vec{k}_1 - \vec{q}) \alpha_2, \vec{k}_1 \alpha_1; (\vec{k}_2 + \vec{q}) \alpha_4, \vec{k}_2 \alpha_3 \right], \end{aligned} \quad (2.15)$$

где K_ω^+ - компонента Фурье двухчастичной запаздывающей функции Грина электронов, определяемой соотношением:

$$K_t^+(1,2;3,4) = -\frac{i}{\hbar} \theta(t) \langle [\hat{a}_1^+(t) \hat{a}_2(t), \hat{a}_3^+ \hat{a}_4] \rangle, \quad (2.16)$$

где $1 = (\vec{k}_1, \alpha_1), \dots,$

$$\theta(t) = \begin{cases} 1, t > 0, \\ 0, t < 0 \end{cases} \quad \text{- функция Хевисайда.}$$

2.1.4. ДВУХЧАСТИЧНАЯ ФУНКЦИЯ ГРИНА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Для нахождения K_ω^+ вычислим сначала двухчастичную температурную функцию Грина электронов [41]:

$$K_\tau(1,2;3,4) = -\langle T_\tau [\hat{a}_1(\tau) \hat{a}_2(\tau) \hat{a}_3^+ \hat{a}_4] \rangle, \quad (2.17)$$

где

$$0 \leq \tau \geq \beta, \quad \hat{a}(\tau) = e^{\tau \hat{H}'} \hat{a} e^{-\tau \hat{H}'}; \quad \hat{a}^+(\tau) = e^{\tau \hat{H}'} \hat{a}^+ e^{-\tau \hat{H}'},$$

T_τ - символ хронологического упорядочения операторов по переменной τ .

Гамильтониан свободных электронов

$$\hat{H}' = \sum_{k\alpha} \xi_k^{\alpha} \hat{a}_{k\alpha}^+ \hat{a}_{k\alpha}, \quad (2.18)$$

где $\xi_k^{\alpha} = \varepsilon_k - \mu$, ε_k - закон дисперсии частицы.

Используя (2.18), легко показать, что

$$\hat{a}(\tau) = \hat{a} e^{-\xi \tau}, \quad \hat{a}^+(\tau) = \hat{a}^+ e^{\xi \tau}.$$

Подставим эти операторы в (2.17). Тогда для вычисления K_τ необходимо найти среднее $\langle \hat{a}_1^+ \hat{a}_2 \hat{a}_3^+ \hat{a}_4 \rangle$. Средние такого типа вычисляются при помощи теоремы Вика [41]:

$$\langle \hat{a}_1^+ \hat{a}_2 \hat{a}_3^+ \hat{a}_4 \rangle = \langle \hat{a}_1^+ \hat{a}_2 \rangle \langle \hat{a}_3^+ \hat{a}_4 \rangle + \langle \hat{a}_1^+ \hat{a}_4 \rangle \langle \hat{a}_2 \hat{a}_3^+ \rangle. \quad (2.19)$$

Читателю, не знакомому с теоремой Вика, предлагаем вывести (2.19) при помощи перестановочных соотношений для операторов вторичного квантования.

Подстановка (2.19) в (2.17) приводит к следующему выражению для двухчастичной температурной функции Грина свободных электронов:

$$K_\tau(1,2;3,4) = -\delta_{12}\delta_{34}f_1f_2 + G_{23}(\tau)G_{41}(-\tau). \quad (2.20)$$

Здесь

$$G_{12}(\tau) = -\langle T_\tau [\hat{a}_1(\tau)\hat{a}_2] \rangle \quad (2.21)$$

- одночастичная температурная функция Грина электронов; $f_1 = (e^{\beta\xi_1} + 1)^{-1}$ - функция Ферми, δ_{12} - символ Кронекера.

Легко показать, что первое слагаемое в правой части (2.20) не дает вклада в восприимчивость. Временная компонента Фурье второго слагаемого равна

$$\delta_{14}\delta_{23} \frac{1}{\beta} \sum_{S=-\infty}^{\infty} G_2(\zeta_S)G_1(\zeta_S - \hbar\omega_n), \quad (2.22)$$

где $G_1(\zeta_S) = (i\zeta_S - \xi_1)^{-1}$ - фурье-компонента одночастичной температурной функции Грина свободных электронов,

$$\zeta_S = \frac{\pi}{\beta}(2S + 1); \quad \hbar\omega_n = \frac{2\pi n}{\beta} \quad (n - \text{целое число}).$$

Чтобы вычислить сумму в (2.22), рассмотрим контурный интеграл

$$\frac{1}{2\pi i} \oint_C dz f(z)(z - \xi_2)^{-1}(z - \xi_1 - i\hbar\omega_n)^{-1}, \quad (2.23)$$

в котором $f(z)$ - функция Ферми, а C - окружность большого радиуса с центром в точке $z = 0$. Когда радиус окружности стремится к бесконечности, этот интеграл стремится к нулю. С другой стороны, по теореме Коши он равен сумме вычетов подынтегральной функции в полюсах. Последняя имеет простые полюсы в точках $\xi_1 + i\hbar\omega_n$, ξ_2 , $i\zeta_S$, где $i\zeta_S$ - полюсы функции Ферми с вычетами - β^{-1} . В результате выражение (2.22) принимает вид:

$$\delta_{14}\delta_{23} [f(\xi_2) - f(\xi_1)] (\xi_2 - \xi_1 - i\hbar\omega_n)^{-1}. \quad (2.24)$$

2.1.5. ДИНАМИЧЕСКАЯ СПИНОВАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ СВОБОДНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Зная компоненту Фурье $K(\omega_n)$ функции (2.20), можем найти K_ω^+ . Для этого необходимо совершить аналитическое продолжение $K(\omega_n)$ с дискретного множества точек $i\hbar\omega_n$ в z -плоскости на верхнюю полуплоскость, а затем перейти на вещественную ось [41]. В рассматриваемом случае эта процедура сводится к замене $i\omega_n$ в (2.24) на $\omega + i0$. Подставляя полученное таким образом выражение в (2.15), получим динамическую спиновую восприимчивость свободного электронного газа:

$$\chi_{\mu\nu} = \chi\delta_{\mu\nu}, \quad (2.25)$$

где

$$\chi(\vec{q}, \omega) = -2\frac{\mu_0^2}{V} \sum_{\vec{k}} \frac{f(\varepsilon_{\vec{k}+\vec{q}}) - f(\varepsilon_{\vec{k}})}{\varepsilon_{\vec{k}+\vec{q}} - \varepsilon_{\vec{k}} - \hbar\omega - i0}.$$

При переходе от (2.15) к (2.25) учтено известное свойство матриц Паули [11]: $\sum_{\alpha_1\alpha_2} \sigma_{\alpha_1\alpha_2}^\mu \sigma_{\alpha_2\alpha_1}^\nu = 2\delta_{\mu\nu}$.

Выражение (2.25) удовлетворяет соотношениям Онсагера и дисперсионным соотношениям (2.8). Полезно получить высокотемпературный предел восприимчивости (2.25), когда фермиевская функция f может быть заменена бoльцмановской.

При нулевой температуре для случая $\varepsilon_k = \hbar^2 k^2 / 2m$ (m – эффективная масса электрона) из (2.25) находим

$$\begin{aligned} \text{Re } \chi = \chi_0 & \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{8\lambda} \left[\left(1 - \left(\frac{w}{\lambda} - \lambda \right)^2 \right) \ln \left| \frac{1 - \frac{w}{\lambda} + \lambda}{1 + \frac{w}{\lambda} - \lambda} \right| - \right. \right. \\ & \left. \left. - \left(1 - \left(\frac{w}{\lambda} + \lambda \right)^2 \right) \ln \left| \frac{1 - \frac{w}{\lambda} - \lambda}{1 + \frac{w}{\lambda} + \lambda} \right| \right] \right\}; \end{aligned} \quad (2.26)$$

$$\text{Im } \chi = \chi_0 \frac{\pi}{8\lambda} \left\{ \left[1 - \left(\frac{w}{\lambda} - \lambda \right)^2 \right] \theta \left[1 - \left(\frac{w}{\lambda} - \lambda \right)^2 \right] - \left[1 - \left(\frac{w}{\lambda} + \lambda \right)^2 \right] \theta \left[1 - \left(\frac{w}{\lambda} + \lambda \right)^2 \right] \right\}, \quad (2.27)$$

где $\lambda = q/2k_F$; $w = \hbar\omega/4\varepsilon_F$ (k_F и ε_F - фермиевское волновое число и энергия Ферми);

$$\chi_0 = 2\mu_0^2 \frac{m^{3/2} \varepsilon_F^{1/2}}{2^{1/2} \pi^2 \hbar^3}$$

- паулиевская восприимчивость, которая получается из (2.26) в пределе $\omega \rightarrow 0$, $q \rightarrow 0$.

2.1.6. ВОСПРИИМЧИВОСТЬ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Сильное магнитное поле существенно изменяет свойства электронного газа в металлах и влияет на динамическую спиновую восприимчивость.

Метод расчета восприимчивости, изложенный выше, применим для случая, когда имеется постоянное и однородное магнитное поле \vec{H} . Только в качестве одночастичного базиса в методе вторичного квантования удобно выбрать собственные состояния $|\kappa, \alpha\rangle$ электрона в магнитном поле. Здесь κ - полный набор орбитальных квантовых чисел электрона в магнитном поле [11]. Тогда вместо формулы (2.4) будем иметь:

$$\hat{M}(\vec{q}) = -\mu_0 \sum_{\kappa_1 \kappa_2 \alpha_1 \alpha_2} (\vec{\sigma})_{\alpha_1 \alpha_2} I_{\kappa_1 \kappa_2}(-\vec{q}) \hat{a}_{\kappa_1 \alpha_2}^+ \hat{a}_{\kappa_2 \alpha_2}, \quad (2.28)$$

где

$$I_{\kappa_1 \kappa_2}(\vec{q}) = \langle \kappa_1 | e^{i\vec{q}\vec{r}} | \kappa_2 \rangle - \quad (2.29)$$

матричные элементы плоской волны в базисе Ландау.

Формула (2.15), связывающая тензор восприимчивости с двухчастичной функцией Грина электронов, должна быть заменена следующей:

$$\chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \omega) = -\frac{\mu_0^2}{V} \sum_{1234} (\sigma^\mu)_{\alpha_2\alpha_1} (\sigma^\nu)_{\alpha_4\alpha_3} \times \\ \times I_{\kappa_2\kappa_1}(-\vec{q}) I_{\kappa_4\kappa_3}(\vec{q}) K_\omega^+(2,1;4,3), \quad (2.30)$$

где теперь $1 = (\kappa_1, \alpha_1)$, ... Подставляя сюда полученное выше выражение для K_ω^+ , найдем тензор восприимчивости в квантующем магнитном поле:

$$\chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \omega) = -\frac{\mu_0^2}{V} \sum_{\kappa_1\kappa_2\alpha_1\alpha_2} (\sigma^\mu)_{\alpha_2\alpha_1} (\sigma^\nu)_{\alpha_1\alpha_2} |I_{\kappa_1\kappa_2}(\vec{q})|^2 \times \\ \times (f_{\kappa_1\alpha_1} - f_{\kappa_2\alpha_2}) (\varepsilon_{\kappa_1\alpha_1} - \varepsilon_{\kappa_2\alpha_2} - \hbar\omega - i0)^{-1}. \quad (2.31)$$

Здесь $\varepsilon_{\kappa\alpha}$ - энергия электрона в состоянии $|\kappa, \alpha\rangle$. В случае изотропного квадратичного закона дисперсии она равна [11]:

$$\varepsilon_{n\kappa_z\alpha} = \hbar\omega_C \left(n + \frac{1}{2}\right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \alpha\mu_0 H, \quad (2.32)$$

где n - осцилляторное квантовое число, $\hbar k_z$ - проекция импульса электрона на магнитное поле \vec{H} , ω_C - циклотронная частота.

Если пренебречь пространственной дисперсией восприимчивости, т. е. положить в (2.31) $\vec{q} = 0$, получим:

$$\chi_{\mu\nu}(\omega) = -\mu_0^2 \sum_{\alpha_1\alpha_2} (\sigma^\mu)_{\alpha_2\alpha_1} (\sigma^\nu)_{\alpha_1\alpha_2} \times \\ \times \frac{n_{\alpha_1} - n_{\alpha_2}}{\mu_0 H (\alpha_1 - \alpha_2) - \hbar\omega - i0}, \quad (2.33)$$

где $n_\alpha = \frac{1}{V} \sum_{\kappa} f_{\kappa\alpha}$ - концентрация электронов со спиновым квантовым числом α .

Удобно вычислять «циркулярную» компоненту восприимчивости χ_{-+} , содержащую «повышающую» и «понижающую» матрицы Паули $\sigma_\pm = \frac{1}{2}(\sigma_x \pm i\sigma_y)$ в (2.31) и (2.33). Из (2.33) для нее получим выражение

$$\chi_{-+}(\omega) = -\mu_0^2 \frac{n_1 - n_{-1}}{2\mu_0 H - \hbar\omega - i0}. \quad (2.34)$$

Поперечные компоненты восприимчивости могут быть найдены при помощи соотношений

$$\begin{aligned} \chi_{xx}(\omega) &= \chi_{yy}(\omega) = \chi_{-+}(\omega) + \chi_{-+}^*(-\omega), \\ \chi_{xy}(\omega) &= -\chi_{yx}(\omega) = -i[\chi_{-+}(\omega) - \chi_{-+}^*(-\omega)], \end{aligned}$$

которые легко получить из (2.33) и (2.34).

2.2. Влияние квазилокальных состояний электронов на динамическую спиновую восприимчивость металлов в магнитном поле

В этом параграфе рассматривается динамическая спиновая восприимчивость электронов проводимости в металлах с квазилокальными состояниями при наличии квантующего магнитного поля [47-54].

Пользуясь методом температурных функций Грина, который изложен в параграфах 1.2 и 2.1, приходим к формуле для тензора динамической спиновой восприимчивости электронов ферромагнитного металла с квазилокальными состояниями электронов

$$\begin{aligned} \chi_{ik}(\vec{q}, \omega) &= -\frac{\mu^2}{V} \sum_{\kappa_1 \kappa_2 \sigma_1 \sigma_2} \sigma_{\sigma_2 \sigma_1}^i \sigma_{\sigma_1 \sigma_2}^k |I_{\kappa_1 \kappa_2}(\vec{q})|^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon_2 \times \\ &\times \rho_{\kappa_2 \sigma_2}(\varepsilon_2) \rho_{\kappa_1 \sigma_1}(\varepsilon_1) \frac{f(\varepsilon_1) - f(\varepsilon_2)}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - \hbar\omega - i0}. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Эта формула аналогична выражению (2.31) для χ_0 чистого образца.

С учетом разложения (1.37) тензор динамической спиновой восприимчивости будет представлен в виде суммы

$$\chi = \chi_0 + \delta\chi, \quad (2.36)$$

где χ_0 - идеальный вклад электронов в беспримесном образце, $\delta\chi$ - примесная добавка.

Учитывая (1.34) и (1.37), получаем

$$\chi_{ik}(\vec{q}, \omega) = -\frac{\mu^2}{V} \sum_{\kappa_1 \kappa_2 \sigma_1 \sigma_2}^{\infty} \int d\varepsilon \delta\rho_{\sigma_1}(\kappa_1, \varepsilon) |I_{\kappa_1 \kappa_2}(\vec{q})|^2 [f(\varepsilon) - f(\varepsilon_{\kappa_2 \sigma_2})] \times$$

$$\times \left\{ \frac{\sigma_{\sigma_2 \sigma_1}^i \sigma_{\sigma_1 \sigma_2}^k}{\varepsilon - \varepsilon_{\kappa_2 \sigma_2} - \hbar\omega - i0} + \frac{\sigma_{\sigma_1 \sigma_2}^i \sigma_{\sigma_2 \sigma_1}^k}{\varepsilon - \varepsilon_{\kappa_2 \sigma_2} + \hbar\omega + i0} \right\},$$

где f - функция Ферми. Отсюда видно, что $\text{Re} \delta\chi_{ik}$ - четная функция частоты, а $\text{Im} \delta\chi_{ik}$ - нечетная. Из этого выражения находим циркулярные компоненты тензора восприимчивости:

$$\chi_{\pm} = \chi_{xx} \pm i\chi_{yx},$$

$$\delta\chi_{\pm} = -\frac{2\mu^2}{V} \sum_{\kappa_1 \kappa_2 \sigma_1 \sigma_2}^{\infty} \int d\varepsilon \delta\rho_{\sigma_1}(\kappa_1, \varepsilon) [f(\varepsilon) - f(\varepsilon_{\kappa_2 \sigma_2})] |I_{\kappa_1 \kappa_2}(\vec{q})|^2 \times$$

$$\times \left\{ \frac{\sigma_{\sigma_2 \sigma_1}^{\mp} \sigma_{\sigma_1 \sigma_2}^{\pm}}{\varepsilon - \varepsilon_{\kappa_2 \sigma_2} - \hbar\omega - i0} + \frac{\sigma_{\sigma_1 \sigma_2}^{\mp} \sigma_{\sigma_2 \sigma_1}^{\pm}}{\varepsilon - \varepsilon_{\kappa_2 \sigma_2} + \hbar\omega + i0} \right\}.$$

Суммирование по спиновым индексам легко выполняется. Тогда

$$\delta\chi_{-}(\vec{q}, \omega) = -\frac{2\mu^2}{V} \sum_{\kappa_1 \kappa_2}^{\infty} \int d\varepsilon \delta\rho_{\uparrow}(\kappa_1, \varepsilon) [f(\varepsilon) - f(\varepsilon_{\kappa_2 \downarrow})] |I_{\kappa_1 \kappa_2}(\vec{q})|^2 \times$$

$$\times (\varepsilon - \varepsilon_{\kappa_2} + \mu H - \hbar\omega - i0)^{-1} - \frac{2\mu^2}{V} \sum_{\kappa_1 \kappa_2}^{\infty} \int d\varepsilon \delta\rho_{\downarrow}(\kappa_1, \varepsilon) \times$$

$$\times [f(\varepsilon) - f(\varepsilon_{\kappa_2 \uparrow})] |I_{\kappa_2 \kappa_1}(\vec{q})|^2 \times (\varepsilon - \varepsilon_{\kappa_2} - \mu H + \hbar\omega + i0)^{-1}.$$

(2.37)

Здесь $\varepsilon_{\kappa\sigma} = \varepsilon_{\kappa} + \sigma \frac{\hbar\Omega_0}{2}$, Ω_0 - частота спинового резонанса, индексы

$\uparrow\downarrow$ соответствуют $\sigma = \pm 1$. Мы интересуемся вкладом примесных состояний электронов в $\delta\chi$, поэтому $\delta\rho$ в формуле (2.37) можно взять в виде (1.39). В результате получаем

$$\delta\chi_{\mp}(\vec{q}, \omega) = -\frac{2\mu^2}{V} n_i r_{\uparrow\downarrow} \sum_{\kappa_1 \kappa_2} |I_{\kappa_1 \kappa_2}(\vec{q})|^2 \frac{P}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{\kappa_1})^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{\uparrow\downarrow}}{(\varepsilon - \varepsilon_r)^2 + \Gamma_{\uparrow\downarrow}^2} \times$$

$$\begin{aligned}
& \times [f(\varepsilon) - f(\varepsilon_{\kappa_2 \downarrow})] \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{\kappa_2} \pm \mu H - \hbar \omega - i0} - \quad (2.38) \\
& - \frac{2\mu^2}{V} n_i r_{\downarrow} \sum_{\uparrow \kappa_1 \kappa_2} |I_{\kappa_1 \kappa_2}(\vec{q})|^2 \frac{P}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{\kappa_1})^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{\downarrow}}{\left(\varepsilon - \varepsilon_{r_{\downarrow}}\right)^2 + \Gamma_{\downarrow}^2} [f(\varepsilon) - \\
& - f(\varepsilon_{\kappa_2 \uparrow})] \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{\kappa_2} \mp \mu H + \hbar \omega + i0} ,
\end{aligned}$$

где

$$r_{\sigma} = \frac{1}{|F'_{\sigma}(\varepsilon_{r\sigma})|} \quad (2.39)$$

- вычет амплитуды примесного рассеяния электронов в полюсе $\varepsilon_{r\sigma} - i\Gamma_{\sigma}$. Аналогичным образом можно получить вклад примесных состояний в продольную компоненту восприимчивости:

$$\begin{aligned}
\delta\chi_{zz}(\vec{q}, \omega) = & -\frac{\mu^2}{V} n_i \sum_{\kappa_1 \kappa_2} |I_{\kappa_1 \kappa_2}(\vec{q})|^2 \frac{P}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{\kappa_1})^2} \sum_{\sigma} r_{\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{\sigma}}{(\varepsilon - \varepsilon_{r\sigma})^2 + \Gamma_{\sigma}^2} \times \\
& \times [f(\varepsilon) - f(\varepsilon_{\kappa_2 \sigma})] \left(\frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{\kappa_2 \sigma} - \hbar \omega - i0} + \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{\kappa_2 \sigma} + \hbar \omega + i0} \right). \quad (2.40)
\end{aligned}$$

При выводе этих соотношений были учтены свойства симметрии матричных элементов $I_{\kappa_1 \kappa_2}(-\vec{q}) = I_{\kappa_2 \kappa_1}^*(\vec{q})$.

Интересующий нас вклад связан с интегрированием в окрестности полюсов лоренцевских функций, входящих в (2.38) и (2.40). Отметим, что полюс второго порядка в точке $\varepsilon = \varepsilon_{r\sigma}$ не попадает в область интегрирования, и поэтому не опасен. Вклад полюсов лоренцевской функции оказывается равным

$$\delta\chi_{\mp}(\vec{q}, \omega) = -\frac{2\mu^2 n_i}{V} r \sum_{\downarrow \kappa_1 \kappa_2} |I_{\kappa_2 \kappa_1}(\vec{q})|^2 \frac{P}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{\kappa_1})^2} \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \frac{f(\varepsilon_{r_{\uparrow\downarrow}}) - f(\varepsilon_{\kappa_{2\downarrow\uparrow}})}{\varepsilon_{r_{\uparrow\downarrow}} - i\Gamma_{\downarrow} - \varepsilon_{\kappa_2} \pm \mu H - \hbar\omega} - \quad (2.41) \\
& - \frac{2\mu^2 n_i}{V} r_{\downarrow\uparrow\kappa_1\kappa_2} \sum_{\uparrow\kappa_1\kappa_2} |I_{\kappa_2\kappa_1}(\vec{q})|^2 \frac{P}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{\kappa_1})^2} \frac{f(\varepsilon_{r_{\downarrow\uparrow}}) - f(\varepsilon_{\kappa_2\downarrow})}{\varepsilon_{r_{\downarrow\uparrow}} + i\Gamma_{\downarrow} - \varepsilon_{\kappa_2} \mp \mu H + \hbar\omega}, \\
\delta\chi_{zz}(\vec{q}, \omega) = & - \frac{\mu^2 n_i}{V} \sum_{\kappa_1\kappa_2} |I_{\kappa_2\kappa_1}(\vec{q})|^2 \frac{P}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{\kappa_1})^2} \sum_{\sigma} r_{\sigma} [f(\varepsilon_{r_{\sigma}}) - \\
& - f(\varepsilon_{\kappa_2\sigma})] \left\{ \frac{1}{\varepsilon_{r\sigma} - i\Gamma_{\sigma} - \varepsilon_{\kappa_2\sigma} - \hbar\omega} + \frac{1}{\varepsilon_{r\sigma} + i\Gamma_{\sigma} - \varepsilon_{\kappa_2\sigma} + \hbar\omega} \right\}. \quad (2.42)
\end{aligned}$$

Его можно получить сразу из формулы (2.37), если учесть наличие полюсов спектральной плотности функции Грина, соответствующих квазилокальным состояниям, и воспользоваться теоремой Коши о вычетах. Полученный таким образом результат содержит характеристики квазилокального состояния - положение резонанса в комплексной плоскости энергии $\varepsilon_{r\sigma} \pm i\Gamma_{\sigma}$ и вычет r_{σ} амплитуды примесного рассеяния электронов в полюсе. Эти величины могут быть вычислены, если конкретизировать рассеивающий потенциал и спектр электронов в чистом образце, или определены путем сравнения теории с опытом.

Ограничившись далее длинноволновым приближением, выполним разложение выражений (2.41) и (2.42) в ряд по степеням q . Для этого воспользуемся соотношением [55]

$$\sum_{k_{y_1} k_{y_2}} |I_{\kappa_1\kappa_2}(\vec{q})|^2 = \frac{L^2}{2\pi d^2} \delta_{k_{z_2}, k_{z_1} + q_z} C_{n_1 n_2}(q_{\perp}),$$

где

$$C_{n_1 n_2}(q_{\perp}) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} d\xi e^{i\sqrt{\frac{\hbar}{m\Omega}} q_{\perp} \xi} h_{n_1}(\xi) h_{n_2}(\xi) \right|^2, \quad (2.43)$$

$$h_n(\xi) = \frac{1}{\pi^{1/4} \sqrt{2^n n!}} e^{-\xi^2/2} H_n(\xi)$$

- нормированные на единицу собственные функции одномерного осциллятора, $l = \sqrt{c\hbar/|e|H}$ - магнитная длина, $q_{\perp} = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$; $V = L^3$ - нормировочный объем. Если $\bar{q} = q_{\perp} l \ll 1$, разложение функции (2.43) имеет вид [55]

$$C_m = 1 - (n+1/2)\bar{q}^2 + O(\bar{q}^4),$$

$$C_{n,n+1} = (n+1)\frac{1}{2}\bar{q}^2 + O(\bar{q}^4),$$

$$C_{n,n-1}(q_{\perp}) = C_{n-1,n}(q_{\perp}) = n\frac{1}{2}\bar{q}^2 + O(\bar{q}^4),$$

$$C_{n,n+m} = \frac{1}{m!} C_{n+m}^n (\bar{q}^2/2)^m.$$

Учитывая эти разложения и ограничившись членами порядка q^2 , получаем:

$$\begin{aligned} \delta\chi_{\pm}(\bar{q}, \omega) = & -\frac{2\mu^2 n_i}{V} \sum_n \frac{L^2}{2\pi l^2} \sum_{k_z} \left\{ r \frac{f(\varepsilon_{r_{\downarrow}}) - f(\varepsilon_{nk_z \uparrow})}{\varepsilon_r - i\Gamma_{\downarrow} - \varepsilon_{nk_z} \mp 2\mu H - \hbar\omega} + \right. \\ & \left. + r \frac{f(\varepsilon_{r_{\uparrow}}) - f(\varepsilon_{nk_z \downarrow})}{\varepsilon_r + i\Gamma_{\uparrow} - \varepsilon_{nk_z} \pm 2\mu H + \hbar\omega} \right\} \times \\ & \times P \left\{ \frac{1}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{nk_z})^2} + \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{nk_z})^3} + \frac{3\hbar^4 k_z^2 q_z^2 / m^2}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{nk_z})^4} + \right. \\ & \left. + \frac{\bar{q}^2}{2} \frac{n+1}{(\varepsilon_r - \hbar\Omega - \varepsilon_{nk_z})^2} + \frac{\bar{q}^2}{2} \frac{n}{(\varepsilon_r + \hbar\Omega - \varepsilon_{nk_z})^2} - \frac{\bar{q}^2 (n+1/2)}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{nk_z})^2} \right\}, \end{aligned} \quad (2.44)$$

$$\delta\chi_{zz}(\bar{q}, \omega) = -\frac{\mu^2 n_i}{V} \sum_n \frac{L^2}{2\pi l^2} \sum_{k_z} \sum_{\sigma} r_{\sigma} [f(\varepsilon_{r\sigma}) - f(\varepsilon_{nk_z\sigma})] \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{\varepsilon_{r\sigma} - i\Gamma_{\sigma} - \varepsilon_{nk_z\sigma} - \hbar\omega} + \frac{1}{\varepsilon_{r\sigma} + i\Gamma_{\sigma} - \varepsilon_{nk_z\sigma} + \hbar\omega} \right\} \times \quad (2.45)$$

$$\times P \left\{ \frac{1}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{nk_z})^2} + \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{nk_z})^3} + \frac{3\hbar^4 k_z^2 q_z^2 / m^2}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{nk_z})^4} + \right.$$

$$\left. + \frac{\bar{q}^2}{2} \frac{n+1}{(\varepsilon_r - \hbar\Omega - \varepsilon_{nk_z})^2} + \frac{\bar{q}^2}{2} \frac{n}{(\varepsilon_r + \hbar\Omega - \varepsilon_{nk_z})^2} - \frac{\bar{q}^2 (n+1/2)}{(\varepsilon_r - \varepsilon_{nk_z})^2} \right\}.$$

Воспользуемся правилом суммирования по квантовым числам Ландау:

$$\frac{1}{V} \sum_{n k_y k_z} \psi_n(\varepsilon_{nk_z}) = \int_0^{\infty} d\varepsilon \sum_n \nu_n(\varepsilon) \psi_n(\varepsilon),$$

где $\psi_n(\varepsilon)$ - некоторая функция, а

$$\nu_n(\varepsilon) = (m/2)^{3/2} \frac{\Omega}{\pi^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_n}} \theta(\varepsilon - \varepsilon_n)$$

- плотность электронных состояний в n -й зоне Ландау. С учетом этого правила получаем:

$$\delta\chi_{\pm}(\bar{q}, \omega) = -2\mu^2 n_l (m/2)^{3/2} \frac{\Omega}{\pi^2 \hbar^2} \sum_n \int_{\varepsilon_n}^{\infty} d\varepsilon \left\{ r_{\downarrow} \frac{f(\varepsilon_{r_{\downarrow}}) - f(\varepsilon \pm \mu H)}{\varepsilon_r - i\Gamma_{\downarrow} - \varepsilon \mp 2\mu H - \hbar\omega} + \right.$$

$$\left. + r_{\uparrow} \frac{f(\varepsilon_{r_{\uparrow}}) - f(\varepsilon \mp \mu H)}{\varepsilon_r + i\Gamma_{\uparrow} - \varepsilon \pm 2\mu H + \hbar\omega} \right\} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_n}} P \left\{ \frac{1}{(\varepsilon_r - \varepsilon)^2} + \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{(\varepsilon_r - \varepsilon)^3} + \right.$$

$$\left. + \frac{6\hbar^2 q_z^2 / m}{(\varepsilon_r - \varepsilon)^4} (\varepsilon - \varepsilon_n) + \frac{\bar{q}^2}{2} \cdot \frac{n+1}{(\varepsilon_r - \varepsilon - \hbar\Omega)^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{\bar{q}^2}{2} \cdot \frac{n}{(\varepsilon_r - \varepsilon + \hbar\Omega)^2} - \frac{\bar{q}^2 (n+1/2)}{(\varepsilon_r - \varepsilon)^2} \right\}, \quad (2.46)$$

$$\begin{aligned}
\delta\chi_{zz} = & -\mu^2 n_i (m/2)^{3/2} \frac{\Omega}{\pi^2 \hbar^2} \sum_n \sum_{\sigma} r_{\sigma} \int_{\varepsilon_n}^{\infty} d\varepsilon [f(\varepsilon_{r_{\sigma}}) - f(\varepsilon + \sigma\mu H)] \times \\
& \times \left\{ \frac{1}{\varepsilon_r - i\Gamma_{\sigma} - \varepsilon - \hbar\omega} + \frac{1}{\varepsilon_r + i\Gamma_{\sigma} - \varepsilon + \hbar\omega} \right\} \times \quad (2.47) \\
& \times \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_n}} P \left\{ \frac{1}{(\varepsilon_r - \varepsilon)^2} + \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{(\varepsilon_r - \varepsilon)^3} + \frac{6\hbar^2 q_z^2 / m}{(\varepsilon_r - \varepsilon)^4} (\varepsilon - \varepsilon_n) + \right. \\
& \left. + \frac{\bar{q}^2}{2} \cdot \frac{n+1}{(\varepsilon_r - \varepsilon - \hbar\Omega)^2} + \frac{\bar{q}^2}{2} \cdot \frac{n}{(\varepsilon_r - \varepsilon + \hbar\Omega)^2} - \frac{\bar{q}^2 (n+1/2)}{(\varepsilon_r - \varepsilon)^2} \right\}.
\end{aligned}$$

Здесь $\varepsilon_n = \hbar\Omega(n+1/2)$, $n = 0, 1, 2, \dots$

Если в этих формулах пренебречь шириной квазилокального уровня ($\Gamma_{\sigma} = 0$) или применить их к локальному уровню, а также

воспользоваться символическим тождеством $\frac{1}{x \pm i0} = P \frac{1}{x} \mp i\pi\delta(x)$,

мнимая часть восприимчивости оказывается равной:

$$\begin{aligned}
\text{Im } \delta\chi_{\pm}(\bar{q}, \omega) = & -2\pi\mu^2 n_i (m/2)^{3/2} \frac{\Omega}{\pi^2 \hbar^2} \sum_n \left\{ r_{\downarrow} \frac{\theta(\varepsilon_r - \varepsilon_n \mp 2\mu H - \hbar\omega)}{\sqrt{\varepsilon_r - \varepsilon_n \mp 2\mu H - \hbar\omega}} \times \right. \\
& \times \left[f(\varepsilon_{r_{\downarrow}}) - f(\varepsilon_r \mp \mu H - \hbar\omega) \right] \left[\frac{1}{(\pm 2\mu H + \hbar\omega)^2} + \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{(\pm 2\mu H + \hbar\omega)^3} + \right. \\
& + \frac{6\hbar^2 q_z^2 / m}{(\pm 2\mu H + \hbar\omega)^4} (\varepsilon_r - \varepsilon_n \mp 2\mu H - \hbar\omega) + \frac{\bar{q}^2 (n+1)}{2(\pm 2\mu H + \hbar\omega - \hbar\Omega)^2} + \\
& \left. \left. + \frac{\bar{q}^2 n}{2(\pm 2\mu H + \hbar\omega + \hbar\Omega)^2} - \frac{\bar{q}^2 (n+1/2)}{(\pm 2\mu H + \hbar\omega)^2} \right] - \quad (2.48) \right. \\
& \left. - r_{\uparrow} \frac{\theta(\varepsilon_r - \varepsilon_n \pm 2\mu H + \hbar\omega)}{\sqrt{\varepsilon_r - \varepsilon_n \pm 2\mu H + \hbar\omega}} \left[f(\varepsilon_{r_{\uparrow}}) - f(\varepsilon_r \pm \mu H + \hbar\omega) \right] \times \right. \\
& \left. \times \left[\frac{1}{(\pm 2\mu H + \hbar\omega)^2} - \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{(\pm 2\mu H + \hbar\omega)^3} + \frac{6\hbar^2 q_z^2 / m}{(\pm 2\mu H + \hbar\omega)^4} (\varepsilon_r - \varepsilon_n \pm \right. \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \pm 2\mu H + \hbar\omega) + \frac{\bar{q}^2(n+1)}{2(\pm 2\mu H + \hbar\omega + \hbar\Omega)^2} + \frac{\bar{q}^2 n}{2(\mp 2\mu H - \hbar\omega + \hbar\Omega)^2} - \\
& \left. - \frac{\bar{q}^2(n+1/2)}{(\pm 2\mu H + \hbar\omega)^2} \right\}, \\
& \text{Im } \delta\chi_{zz}(\bar{q}, \omega) = -\pi\mu^2 n_i (m/2)^{3/2} \frac{\Omega}{\pi^2 \hbar^2} \times \\
& \times \sum_{n\sigma} r_\sigma \left\{ \theta(\varepsilon_r - \varepsilon_n - \hbar\omega) / \sqrt{\varepsilon_r - \varepsilon_n - \hbar\omega} \right\} \times \\
& \times [f(\varepsilon_{r\sigma}) - f(\varepsilon_r - \hbar\omega + \sigma\mu H)] \left[\frac{1}{(\hbar\omega)^2} + \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{(\hbar\omega)^3} + \right. \\
& + \frac{6\hbar^2 q_z^2 / m}{(\hbar\omega)^4} (\varepsilon_r - \varepsilon_n - \hbar\omega) + \frac{\bar{q}^2(n+1)}{2(\hbar\omega - \hbar\Omega)^2} + \frac{\bar{q}^2 n}{2(\hbar\omega + \hbar\Omega)^2} - \frac{\bar{q}^2(n+1/2)}{(\hbar\omega)^2} \left. \right] - \\
& - \frac{\theta(\varepsilon_r - \varepsilon_n + \hbar\omega)}{\sqrt{\varepsilon_r - \varepsilon_n + \hbar\omega}} [f(\varepsilon_{r\sigma}) - f(\varepsilon_r + \hbar\omega + \sigma\mu H)] \times \quad (2.49) \\
& \times \left[\frac{1}{(\hbar\omega)^2} - \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{(\hbar\omega)^3} + \frac{6\hbar^2 q_z^2 / m}{(\hbar\omega)^4} (\varepsilon_r - \varepsilon_n + \hbar\omega) + \right. \\
& \left. + \frac{\bar{q}^2(n+1)}{2(\hbar\omega + \hbar\Omega)^2} + \frac{\bar{q}^2 n}{2(\hbar\Omega - \hbar\omega)^2} - \frac{\bar{q}^2(n+1/2)}{(\hbar\omega)^2} \right] \left. \right\},
\end{aligned}$$

где разрывная функция Хевисайда θ ограничивает суммирование по таким n , при которых радикалы вещественны.

Из этих формул видно, что динамическая спиновая восприимчивость имеет корневые особенности на частотах резонансных переходов электронов между квазилокальным уровнем и уровнями Ландау, сопровождающихся перебросом спина $\downarrow \rightarrow \uparrow$ в случае $\delta\chi_-$ и $\uparrow \rightarrow \downarrow$ в случае $\delta\chi_+$, а также без переброса спина в случае $\delta\chi_{zz}$. Это обусловлено особенностями плотности состояний электронов на уровнях Ландау, участвующих в переходах.

Вещественная часть восприимчивости может быть получена из формул (2.46), (2.47) или из дисперсионных соотношений (2.8),

связывающих вещественную и мнимую части. Легко убедиться в том, что вещественная часть восприимчивости также имеет корневые особенности на резонансных частотах.

Мнимые части восприимчивости (2.48) и (2.49) определяют энергию, поглощенную системой электронов проводимости [19,56,57], и дифференциальное сечение рассеяния нейтронов на колебаниях спиновой намагниченности в проводниках с квазилокальными состояниями электронов [58]. Из формулы (2.48) видно, что первое слагаемое в правой части $\text{Im } \delta\chi_-$ имеет корневые особенности на частотах

$$\omega_m = \frac{1}{\hbar}(\varepsilon_r - \varepsilon_n + 2\mu H) \quad (2.50)$$

резонансных переходов электронов с уровней Ландау на квазилокальный уровень с перебросом спина $\downarrow \rightarrow \uparrow$. Второе слагаемое имеет такого же типа особенность на частотах

$$\omega_m = \frac{1}{\hbar}(\varepsilon_n - \varepsilon_r + 2\mu H) \quad (2.51)$$

переходов $\downarrow \rightarrow \uparrow$ с квазилокального уровня на уровни Ландау.

Если частота ω лежит вблизи одной из резонансных частот, полученных выше, в сумме по n , входящей в восприимчивость, можно выделить резонансное слагаемое, а оставшуюся сумму заменить интегралом. Он дает вклад в восприимчивость в отсутствие магнитного поля [59]. Этот вклад приводит к пороговым эффектам в поглощении электромагнитных волн электронами, сопровождающимися перебросами локализованных на примесях электронов в зону проводимости. Легко убедиться в том, что конечная ширина квазилокального уровня в резонансном вкладе в восприимчивость может быть учтена заменой

$$\omega \rightarrow \omega + i\Gamma / \hbar. \quad (2.52)$$

В результате компоненты восприимчивости $\delta\chi$ вблизи резонансных частот в длинноволновом случае имеют вид, приведенный в приложении I. Здесь через ω_m обозначены резонансные частоты электронных переходов. Величины $a_n(\vec{q})$, входящие в (I.1)-(I.3), играют роль сил осцилляторов резонансных переходов. Они зависят от температуры, напряженности магнитного поля, волнового

вектора и пропорциональны концентрации примесных атомов. Разности функций Ферми, входящие в эти силы осцилляторов, обеспечивают выполнение принципа Паули.

Выражения (I.1)-(I.3) должны быть учтены в дисперсионном уравнении для спектра спиновых волн в ферми-жидкости металлов. Они имеют особенности типа

$$\left(\omega - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_n + 2\mu H}{\hbar} + i \frac{\Gamma_{\uparrow}}{\hbar} \right)^{-1/2} \quad (2.53)$$

или

$$\left(\omega - \frac{\varepsilon_n - \varepsilon_r + 2\mu H}{\hbar} + i \frac{\Gamma_{\downarrow}}{\hbar} \right)^{-1/2} \quad (2.54)$$

на частотах переходов (2.50) и (2.51) соответственно.

2.3. Динамическая спиновая восприимчивость металлов с анизотропной поверхностью Ферми

В предыдущем разделе рассмотрен случай, когда затравочный энергетический спектр электронов неферромагнитного металла изотропный и квадратичный. Здесь исследуется динамическая спиновая восприимчивость электронов в металлах, поверхность Ферми которых имеет вид эллипсоида вращения. Результаты, полученные в этом параграфе, опубликованы в [60].

Рассмотрим электрон с анизотропным квадратичным законом дисперсии:

$$\varepsilon(\vec{p}) = \frac{1}{2} \sum_{ik} m_{ik}^{-1} p_i p_k, \quad (2.55)$$

где $m_{ki} = m_{ik}$ - тензор эффективных масс. При наличии магнитного поля $\vec{H} \parallel z$ его гамильтониан имеет вид:

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2} \sum_{ik} m_{ik}^{-1} (-i\hbar \nabla_i + \frac{|e|\hbar}{c} A_i) (-i\hbar \nabla_k + \frac{|e|\hbar}{c} A_k),$$

где $\vec{H} = \text{rot} \vec{A}$; $\vec{A} = (0, Hx, 0)$ - векторный потенциал, $e = -|e|$ - заряд электрона.

Если изоэнергетические поверхности имеют вид эллипсоидов вращения, тензор обратных эффективных масс в главных осях диагонален:

$$(m_{ik}^{-1})_{\text{гл.оси}} = \begin{pmatrix} m_{\perp}^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & m_{\perp}^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & m_{\parallel}^{-1} \end{pmatrix},$$

где m_{\perp} и m_{\parallel} - поперечная и продольная эффективные массы.

Ориентация главных осей относительно лабораторной системы координат следующая. Оси p_y и p'_y совпадают. Через θ обозначим угол между p'_z и p_z - между осью вращения эллипсоида и магнитным полем. При таком выборе осей

$$p'_x = p_x \cos \theta - p_z \sin \theta, \quad p'_y = p_y, \quad p'_z = p_x \sin \theta + p_z \cos \theta. \quad (2.56)$$

Обратное преобразование

$$p_x = p'_x \cos \theta + p'_z \sin \theta, \quad p_y = p'_y,$$

$$p_z = -p'_x \sin \theta + p'_z \cos \theta.$$

Подставим (2.56) в закон дисперсии

$$\varepsilon(\vec{p}') = \frac{p_x'^2 + p_y'^2}{2m_{\perp}} + \frac{p_z'^2}{2m_{\parallel}}$$

и сравним это выражение с (2.55). Получим тензор m_{ik}^{-1} в лабораторной системе, связанной с магнитным полем:

$$m_{ik}^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{\cos^2 \theta}{m_{\perp}} + \frac{\sin^2 \theta}{m_{\parallel}} & 0 & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_{\parallel}} - \frac{1}{m_{\perp}} \right) \sin 2\theta \\ 0 & m_{\perp}^{-1} & 0 \\ \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_{\parallel}} - \frac{1}{m_{\perp}} \right) \sin 2\theta & 0 & \frac{\sin^2 \theta}{m_{\perp}} + \frac{\cos^2 \theta}{m_{\parallel}} \end{bmatrix}.$$

В этой системе

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\cos^2 \theta}{m_{\perp}} + \frac{\sin^2 \theta}{m_{\parallel}} \right) \hat{p}_x^2 + \frac{1}{m_{\perp}} (\hat{p}_y + \frac{|e|}{c} Hx)^2 + \left(\frac{\sin^2 \theta}{m_{\perp}} + \right. \right.$$

$$+ \frac{\cos^2 \theta}{m_{\parallel}} \hat{p}_z^2 + \left(\frac{1}{m_{\parallel}} - \frac{1}{m_{\perp}} \right) \sin 2\theta \hat{p}_x \hat{p}_z \Big],$$

где $\hat{\vec{p}} = -i\hbar\nabla$.

Решение уравнения Шредингера с таким гамильтонианом

$$\hat{H}_0\psi = \varepsilon\psi$$

ищем в виде [61]

$$\psi(x, y, z) = \chi(x) \exp \left\{ ik_y y + ik_z \left[z - \frac{x}{2} \left(\frac{m_{\perp} - m_{\parallel}}{M} \right) \sin 2\theta \right] \right\},$$

где $M = m_{\perp} \sin^2 \theta + m_{\parallel} \cos^2 \theta$.

Уравнение для $\chi(x)$ имеет вид:

$$\frac{d^2 \chi}{dx^2} + \frac{2m_{\perp}m_{\parallel}}{\hbar^2 M} \left\{ \varepsilon - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2M} - \frac{e^2 H^2}{2m_{\perp} c^2} (x - x_0)^2 \right\} \chi = 0,$$

где $x_0 = -\frac{c\hbar k_y}{|e|H}$.

Сравнивая его с уравнением для осциллятора [11], убеждаемся, что роль массы осциллятора играет $m_{\perp}m_{\parallel} / M$, частота осциллятора равна

$$\frac{|e|H}{m_{\perp}c} \sqrt{M/m_{\parallel}},$$

а радиус минимальной "орбиты" $l_* = \sqrt{\frac{c\hbar}{|e|H}} \sqrt{\frac{M}{m_{\parallel}}}$.

Подставляя эти значения в волновую функцию стационарного состояния осциллятора, находим

$$\begin{aligned} \psi_{nk_y, k_z}(x, y, z) = & \frac{1}{\sqrt{A_n}} \frac{1}{L} \exp \left\{ ik_y y + ik_z \left[z - \frac{x}{2} \left(\frac{m_{\perp} - m_{\parallel}}{M} \right) \sin 2\theta \right] \right\} \times \\ & \times \exp \left[-\frac{1}{2l_*^2} (x - x_0)^2 \right] H_n \left[\frac{x - x_0}{l_*} \right], \end{aligned} \quad (2.57)$$

где $A_n = \sqrt{\pi} 2^n n! l_*$.

Энергия электрона равна

$$\varepsilon_{nk_z} = \hbar \omega_C (n + 1/2) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2M},$$

где $\omega_C = \frac{|e|H}{m_{\perp} c} \sqrt{\frac{M}{m_{\parallel}}}$ - циклотронная частота [28].

Используя (2.57), получим матричные элементы плоской волны в базисе Ландау:

$$\begin{aligned} I_{kk'}(\pm \vec{q}) &= \langle \kappa | e^{\pm i \vec{q} \vec{r}} | \kappa' \rangle = \delta_{\pm q_y, k_y - k'_y} \delta_{\pm q_z, k_z - k'_z} e^{\pm \frac{i}{2}(x_0 + x'_0) \tilde{q}_x} \sqrt{\frac{n!}{n'}} \times \\ &\times \exp \left\{ -\frac{1}{4} \left[\left(\frac{x_0 - x'_0}{l_*} \right)^2 + (l_* \tilde{q}_x)^2 \right] \right\} \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{\sqrt{2} l_*} (x_0 - x'_0) \pm \frac{i}{\sqrt{2}} l_* \tilde{q}_x \right\}^{n' - n} \times \\ &\times L_n^{n' - n} \left(\frac{1}{2} \left[\left(\frac{x_0 - x'_0}{l_*} \right)^2 + (l_* \tilde{q}_x)^2 \right] \right) \\ &\quad (n' \geq n), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{q}_x &= q_x + q_z \frac{m_{\perp} - m_{\parallel}}{2M} \sin 2\theta; \\ L_n^{\alpha}(x) &= \frac{1}{n!} e^x x^{-\alpha} \frac{d^n}{dx^n} (e^{-x} x^{n+\alpha}) \end{aligned}$$

- обобщенные полиномы Лагерра, δ_{k_y, k'_y} - символ Кронекера.

Вычисления, аналогичные приведенным в предыдущем параграфе, приводят к следующему результату (см. приложение II).

Из (II.1) и (II.2) легко найти циркулярные компоненты восприимчивости вблизи резонансных частот.

Для простоты мы пренебрегаем пространственной дисперсией восприимчивости и ограничиваемся резонансными вкладами,

обусловленными переходами $KU \rightarrow УЛ$. Чтобы учесть вклад переходов $УЛ \rightarrow КУ$, необходимо σ_1 у F'_{σ_1} и Γ_{σ_1} заменить на σ_2 , а σ_2 заменить на σ_1 .

Таким образом, резонансный вклад в компоненты тензора динамической спиновой восприимчивости электронов, поверхность Ферми которых имеет вид эллипсоида вращения, зависит от угла между направлением магнитного поля, в которое помещен образец, и осью вращения эллипсоида.

Формулы приложения II можно использовать для вычисления характеристик спиновых волн и сечения магнитного рассеяния нейтронов в металлах с анизотропной поверхностью Ферми.

2.4. Предельный случай $H=0$

Как уже отмечалось, спиновая восприимчивость металлов, зависящая от частоты и волнового вектора, определяет ряд наблюдаемых величин: дифференциальное сечение магнитного рассеяния нейтронов электронами, спектр флуктуаций спиновой намагниченности и другие [19,45,46]. Будучи чувствительной к динамике электронов проводимости, она испытывает влияние примесных атомов, присутствующих в образце. Последние не только ограничивают длину свободного пробега носителей, но и меняют их энергетический спектр. При определенных условиях в проводниках возникают примесные состояния электронов (локальные и резонансные) [1,6], что должно сказываться на динамической восприимчивости и связанных с ней величинах. В результате появляется возможность изучать примесные состояния электронов в опытах по магнитному рассеянию нейтронов.

Локальные состояния электронов в металлах, как правило, не возникают [9]. Резонансные состояния обнаружены в Al с примесью Cu и с примесями переходных металлов [5,10]. В этих системах примесные атомы приводят к d -резонансам, причем локализованные магнитные моменты обычно отсутствуют.

Вклад резонансных состояний электронов на примесных атомах в динамическую спиновую восприимчивость простых металлов в отсутствие магнитного поля можно получить из формул (2.41) и (2.42) предельным переходом $H \rightarrow 0$. Мы, однако, коротко напомним

метод расчета, использованный в п. 2.2, с самого начала предполагая $H = 0$ [59].

В этом разделе рассматриваются простые металлы с немагнитными примесями. Предполагается, что закон дисперсии электронов матричного металла параболический $\varepsilon_{\vec{k}} = k^2/2m$, где m и \vec{k} - эффективная масса и импульс электрона. В Al такая аппроксимация приводит к погрешности, не превышающей 3% [10]. В предлагаемой теории важна полюсная часть амплитуды рассеяния электронов, которая не зависит от конкретного вида примесного потенциала [11]. От него зависят лишь характеристики резонансных состояний: энергии и ширины резонансов, вычеты амплитуды рассеяния в полюсах. В нашем рассмотрении эти величины являются параметрами, которые могут быть найдены путем сравнения с экспериментом. По этой причине конкретный вид рассеивающего потенциала здесь не имеет значения. Важно только, чтобы его интенсивность была достаточной для образования резонанса. Рассеивающий потенциал можно сделать самосогласованным, подчинив его правилу сумм Фриделя [5,10]. Полюсную структуру амплитуды рассеяния можно учесть точно, аппроксимировав примесный потенциал сепарабельным оператором [6,13] $|\varphi\rangle u_0 \langle \varphi|$ (u_0 - константа, характеризующая интенсивность взаимодействия, $\varphi(\vec{r}) = \langle \vec{r} | \varphi \rangle$ - произвольная функция), который используется в теории псевдопотенциала. Этот потенциал можно использовать для описания не только s -резонансов, но и резонансов с ненулевым орбитальным моментом. В последнем случае функция φ не должна быть инвариантной относительно поворотов. Обсуждение применимости сепарабельного потенциала для описания свойств разбавленных сплавов содержится в [6]. Динамическую спиновую восприимчивость будем вычислять в модели И.М.Лифшица [1,6]. Эта модель использовалась, в частности, для расчета паулиевской восприимчивости сплавов простых металлов с $3d$ -элементами при низких температурах, когда локальные магнитные моменты примесных атомов отсутствуют [5]. Использовалась она и для описания магнитных систем [8].

Тензор $\chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \omega)$ динамической спиновой восприимчивости

проводника совпадает с компонентой Фурье запаздывающей функции Грина, собранной на операторах спиновой намагниченности [19]. Для вычисления последней введем температурную функцию Грина [41]. Записывая операторы намагниченности в представлении вторичного квантования, аппроксимируя конфигурационное среднее произведения двух электронных функций Грина произведением средних, получаем

$$\chi_{\mu\nu}(\vec{q}, \omega) = -\mu_0^2 \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \sum_{\alpha_1\alpha_2} \sigma_{\alpha_1\alpha_2}^\mu \sigma_{\alpha_2\alpha_1}^\nu \frac{1}{\beta} \sum_s G_{\alpha_2}(\vec{k} + \vec{q}, \varepsilon_s) \times \\ \times G_{\alpha_1}(\vec{k}, \varepsilon_s - \omega_n), \quad (2.58)$$

где $G_\alpha(\vec{k}, \varepsilon_s)$ - средняя одночастичная температурная функция Грина электронов; $\vec{\sigma}_\mu$ - матрицы Паули; μ_0 - магнетон Бора; ω_n и ε_s - мацубаровские частоты бозонов и фермионов; α - спиновое квантовое число; $\beta = T^{-1}$ - обратная температура, $k_B = \hbar = 1$. Функция G , входящая в (2.58), связана с оператором перехода R соотношением [6] $G = G_0 + G_0 R G_0$ (G_0 - функция Грина свободных электронов). В случае малой концентрации примесных центров полный оператор перехода R можно заменить суммой одноцентровых. Последние могут быть найдены точно [6]. В результате получаем $G = G_0 + \delta G$, где δG - линейная по концентрации примесей добавка к функции Грина.

Принятая здесь аппроксимация эквивалентна учету в электронной петле для (2.58) совокупности диаграмм с одним крестом, описывающих многократное рассеяние электронов и дырок примесным центром. Это означает, что частота ω и волновое число q внешнего магнитного поля удовлетворяют условию [41] $|\omega_- - qv_F| \tau \gg 1$. Здесь v_F - фермиевская скорость; τ - время свободного пробега электронов; $\omega_\pm = \omega \pm \varepsilon_q$. Другими словами, q и ω таковы, что точка (q, ω) на плоскости «переданный импульс – переданная энергия» лежит вдали от области, расположенной между параболой $\omega = \pm qv_F + \varepsilon_q$ и осью q , в которой законы сохранения энергии и импульса разрешают образование электрон-дырочных пар

квантами внешнего поля.

Для вычисления (2.58) удобно воспользоваться спектральным представлением функции Грина [41], позволяющим выразить χ через спектральную плотность. Последняя совпадает с мнимой частью запаздывающей функции Грина. Подставляя в (2.58) спектральное разложение G , выполняя суммирование по мацубаровским частотам и аналитическое продолжение, получаем $\chi = \chi_0 + \delta\chi$, где $\chi_0(q, \omega)$ - спиновая восприимчивость чистого проводника; $\delta\chi$ - примесная добавка. Она состоит из двух слагаемых: $\delta\chi = \delta\chi_l + \delta\chi_c$ ($\delta\chi_l$ - вклад локализованных электронов),

$$\delta\chi_{\mu\nu}^{(c)}(q, \omega) = \mu_0^2 \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \sum_{\alpha_1\alpha_2} \sigma_{\alpha_1\alpha_2}^\mu \sigma_{\alpha_2\alpha_1}^\nu \int_0^\infty d\varepsilon [f(\varepsilon) - f(\varepsilon_{\vec{k}\alpha_2})] \times \\ \times \frac{\delta\rho_{\alpha_1}(\vec{k} + \vec{q}, \varepsilon)}{\varepsilon_{\vec{k}\alpha_2} - \varepsilon + \omega + i0} + (\omega - i0 \rightarrow -\omega - i0, \mu \neq \nu) \quad (2.59)$$

- вклад переходов в сплошном спектре. Здесь $\delta\rho_\alpha(\vec{k}, \varepsilon)$ - примесный вклад в спектральную плотность функции Грина; $f(\varepsilon)$ - функция Ферми.

В изотропном парамагнетике тензор $\chi_{\mu\nu}$ диагонален. Он имеет как реальную χ' , так и мнимую χ'' части. Если $q \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow 0$, мнимая часть, будучи нечетной функцией частоты, обращается в нуль, а реальная часть совпадает с паулиевской восприимчивостью $\chi_P = \chi_P^{(0)} + \delta\chi_P$, где $\chi_P^{(0)} = 2\mu_0^2\nu_0(\varepsilon_F)$ - спиновая восприимчивость чистого проводника ($\nu_0(\varepsilon_F)$ - плотность состояний растворителя на уровне Ферми ε_F); $\delta\chi_P$ - примесная добавка. Если резонанс в спектре электронов отсутствует или же его ширина Γ велика по сравнению с шириной теплового размытия распределения Ферми, для сильно вырожденных электронов получаем $\delta\chi_P = 2\mu_0^2\delta\nu(\varepsilon_F)$, где $\delta\nu$ - примесная добавка к плотности состояний. В случае острого резонанса ($\Gamma \ll T \ll \varepsilon_F$) появляется дополнительное слагаемое

$$\delta\chi_r = 2\mu_0^2 n_i \frac{1}{4T} ch^{-2} \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_F}{2T}. \quad (2.60)$$

Здесь n_i - плотность примесных атомов; ε_r - энергия резонанса. Она является корнем уравнения [1,6] $1 - u_0 F_\alpha(\varepsilon) = 0$, попадающим в область сплошного спектра. Вклад (2.60) заметен, если ε_r и ε_F находятся в зоне размытия распределения Ферми.

Рассмотрим мнимую часть восприимчивости изотропного парамагнетика, непосредственно связанную с дифференциальным сечением магнитного рассеяния нейтронов электронами [19]. В рассматриваемой области частот и волновых векторов $\chi''_0 = 0$, следовательно, примесная часть $\delta\chi''$ доминирует. Если $aq \ll 1$ (a - радиус рассеивающего потенциала), компоненту Фурье функции $\varphi(\vec{r})$ можно считать константой φ_0 . В этом случае пространственной дисперсией восприимчивости можно пренебречь. В результате из (2.59) получаем

$$\delta\chi''(\omega) = \frac{m\mu_0^2 u_0 \varphi_0^2 n_i}{\pi^2 \omega^2} \int_0^\infty d\varepsilon k(\varepsilon) [-\text{Im} D^{-1}(\varepsilon + \omega)] [f(\varepsilon) - f(\varepsilon + \omega)] \theta(\varepsilon + \omega) - (\omega \rightarrow -\omega), \quad (2.61)$$

где $D(\varepsilon)$ - резонансный знаменатель, фигурирующий в теории квазилокальных состояний [6]; θ - функция Хевисайда, $k(\varepsilon) = (2m\varepsilon)^{1/2}$.

В борновском приближении по электрон-примесному взаимодействию при $\omega \ll T \ll \varepsilon_F$ из (2.61) следует выражение

$$\delta\chi''(\omega) = 4\pi\mu_0^2 u_0^2 v_0^2(\varepsilon_F) n_i / \omega, \quad (2.62)$$

справедливое при $\omega\tau \gg 1$.

В случае острого резонанса ($\Gamma \ll T$) под знаком интеграла в (2.61) можно положить

$$-\text{Im} D^{-1}(\varepsilon) = \pi(u_0 |F'(\varepsilon_r)|)^{-1} \delta(\varepsilon - \varepsilon_r),$$

где штрихом отмечена производная по энергии в точке ε_r . В результате $\delta\chi'' = \delta\chi''_{r1} + \delta\chi''_{r2}$:

$$\delta\chi''_{r1}(\omega) = \frac{m\mu_0^2 \varphi_0^2 n_i}{\pi |F'(\varepsilon_r)| \omega^2} k(\varepsilon_r + \omega) [f(\varepsilon_r) - f(\varepsilon_r + \omega)] \quad (2.63)$$

- вклад переходов электронов, находящихся на резонансном уровне в зону, а

$$\delta\chi_{r2}''(\omega) = \frac{m\mu_0^2\varphi_0^2n_i}{\pi|F'(\varepsilon_r)|\omega^2} \theta(\varepsilon_r - \omega)k(\varepsilon_r - \omega)[f(\varepsilon_r - \omega) - f(\varepsilon_r)] \quad (2.64)$$

- вклад переходов зонных электронов на резонансный уровень. Выражения (2.63) и (2.64) пропорциональны плотности зонных состояний и содержат характерные множители (в квадратных скобках), обусловленные принципом Паули. Если резонансный уровень расположен ниже уровня Ферми, остается только первое слагаемое (2.63). При $\omega \gg \varepsilon_F - \varepsilon_r$ оно убывает по закону $\omega^{-3/2}$. Если же $\varepsilon_r > \varepsilon_F$, остается второе слагаемое (2.64), которое имеет пороговую частоту ε_r , связанную с переходами электронов дна зоны на резонансный уровень. Вблизи порога $\delta\chi_{r2}'' \sim (\varepsilon_r - \omega)^{1/2}$. В обоих случаях при $T \rightarrow 0$ существует нижний порог $|\varepsilon_F - \varepsilon_r|$, обусловленный принципом Паули. Учет теплового движения электронов приводит к размытию этой красной границы. Отметим, что максимумы (2.63) и (2.64) существуют на фоне плавной зависимости (2.62), обусловленной потенциальным рассеянием электронов.

Выражения (2.63) и (2.64) могут быть проверены в опытах по измерению сечения магнитного рассеяния нейтронов в Al с примесными атомами, о которых шла речь выше. Для проверки формулы (2.63) следует использовать разбавленные сплавы Al с теми $3d$ -элементами (Cr, ..., Cu), которые находятся в таблице Менделеева за хромом. Они приводят к d -резонансу, расположенному под уровнем Ферми [5,10]. В сплавах Al с Ti и V резонансный уровень расположен выше границы Ферми [5,10], что соответствует формуле (2.64). Метод магнитного неупругого рассеяния нейтронов применялся для измерения динамической спиновой восприимчивости Ni выше точки Кюри [97]. Экспериментальные данные приведены на рис. 3 в [97]. Не исключено, что заметная немонотонность в распределении экспериментальных точек в интервале $\omega = (0,05 - 0,1)$ эВ связана с описанным здесь эффектом активации резонансного состояния.

Рассмотрим статический случай $\omega \rightarrow 0$. Поскольку мнимая часть восприимчивости обращается в нуль в точке $\omega = 0$, речь может идти о

линейном члене разложения по степеням ω за коновским порогом, где $q \gg 2k_F$. В борновском приближении при $\omega \rightarrow 0$, $q \gg 2k_F$, $T \ll \varepsilon_F$ из (2.59) получаем

$$\delta\chi'' = \pi\mu_0^2 u_0^2 v_0^2 (\varepsilon_F) n_l \omega / \varepsilon_q^2. \quad (2.65)$$

При наличии острого резонанса к плавной части (2.65), обусловленной потенциальным рассеянием электронов, следует добавить резонансный вклад

$$\delta\chi_r'' = \chi_P^{(0)} \frac{2n_l \Gamma \omega}{v_0(\varepsilon_F) \varepsilon_q^2} \frac{1}{4T} c \hbar^{-2} \frac{\varepsilon_F - \varepsilon_r}{2T}. \quad (2.66)$$

Это выражение отлично от нуля в том случае, когда есть возможность теплового возбуждения резонансного уровня ($|\varepsilon_F - \varepsilon_r| \leq T$). При $T \rightarrow 0$ выражение (2.66) сводится к δ -образному всплеску в точке $\varepsilon_F = \varepsilon_r$.

Приведем окончательное выражение для вклада в динамическую спиновую восприимчивость переходов «локальный уровень – зона»:

$$\begin{aligned} \delta\chi_l''(q, \omega) = \chi_P^{(0)} \frac{\pi\varphi_0^2 n_l k_l(\omega)}{k_F |F'(\varepsilon_l)|} \theta(\omega - \omega_g) [f(\varepsilon_l) - f(\varepsilon_l + \omega)] \times \\ \times \left[\omega_+^2 - \left(\frac{k_l q}{m} \right)^2 \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (2.67)$$

где ε_l - энергия локального состояния; $k_l(\omega) = [2m(\omega - \omega_g)]^{1/2}$; $\omega_g = |\varepsilon_l|$ - пороговая частота. Это выражение отлично от нуля при $\omega > \omega_g$, причем вблизи порога $\delta\chi_l'' \sim (\omega - \omega_g)^{1/2}$. Если $T \rightarrow 0$, порог смещается в точку $\omega_g + \varepsilon_F$. С ростом частоты выражение (2.67) проходит через максимум и при $\omega \gg \omega_g$ убывает пропорционально $\omega^{-3/2}$. Поскольку локальные уровни электронов в металлах не известны, для проверки формулы (2.67) следует обратиться к опытам по магнитному рассеянию нейтронов в полупроводниках.

ГЛАВА III. СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ С КВАЗИЛОКАЛЬНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

3.1. Новый тип спиновых волн в металлах с квазилокальными состояниями электронов

Вклады (I.1)-(I.3) необходимо учесть в дисперсионном уравнении для спектра поперечных спиновых волн. Рассмотрим спиновые волны с круговой поляризацией "минус", распространяющиеся вдоль магнитного поля. Материалы этого параграфа изложены в работах [47,49,51,52,62-78].

Как и в работе [33], учтем электрон-электронное взаимодействие в приближении хаотических фаз [79-82]. Квантование Ландау в этом приближении учтено в [81,83,84], а потенциальное рассеяние электронов примесными атомами (без учета квазилокальных состояний) - в [85,86]. Дисперсионное уравнение для волн вблизи частот резонансных переходов электронов с квазилокального уровня со спином "вниз" ($KU \downarrow$) на уровни Ландау со спином "вверх" ($UL \uparrow$) имеет вид [81]:

$$1 - \frac{I}{2\mu^2} [\chi_-^{(0)}(q, \omega) + \delta\chi_-^{(n)}(q, \omega)] = 0, \quad (3.1)$$

где I - константа ферми-жидкостного взаимодействия [40].

На рис. 2 приведена схема таких переходов. Спиноворасщепленные уровни Ландау нарисованы сплошными линиями, а квазилокальный уровень - пунктиром. Вертикальными стрелками показаны переходы $KU \downarrow \rightarrow UL \uparrow$ на резонансных частотах (2.50).

Последние можно переписать в таком виде

$$\omega_m = \omega_0 + \Omega_0 + n\Omega, \quad (3.2)$$

где Ω_0 - частота спинового резонанса, $n = 0, 1, \dots$ - номер резонанса, Ω - циклотронная частота, $\hbar\omega_0 = \varepsilon_L - \varepsilon_r$ - расстояние между

квазилокальным уровнем и ближайшим к нему уровнем Ландау ε_L , который лежит выше. Следует иметь в виду, что взаимное расположение квазилокального уровня ε_r и ближайшего к нему уровня Ландау ε_L может быть различным (см. рис. 2).

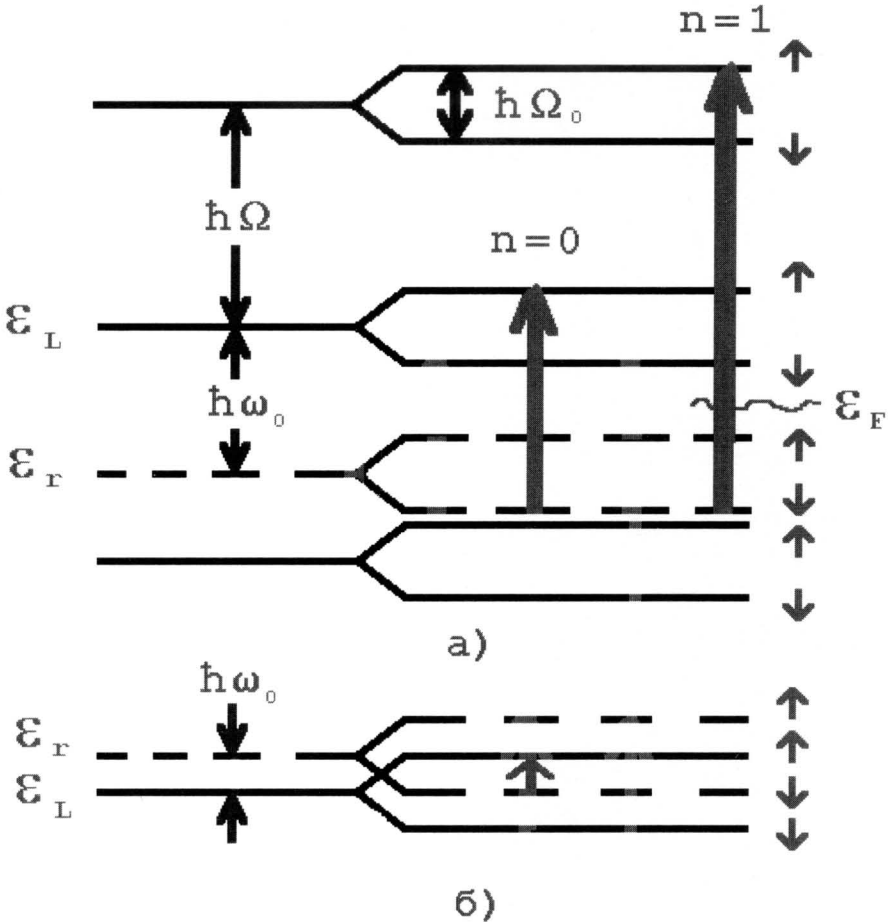


Рис.2. Резонансные переходы $KV \downarrow \rightarrow VJ \uparrow$:

а) схема переходов для случая $\varepsilon_L > \varepsilon_r$;

б) случай $\varepsilon_r > \varepsilon_L$.

В случае б) резонансная частота равна (3.2), в которой необходимо положить $\omega_0 = -|\omega_0|$, где $\hbar|\omega_0| = \varepsilon_r - \varepsilon_L$.

За счет разности функций Ферми в (1.2,б) такие переходы возможны, если граница Ферми ε_F расположена между начальным и конечным уровнями, участвующими в переходах. Эта разность равна 1, если ε_F лежит вдали от начального и конечного уровней (расстояние от ε_F до этих уровней должно превышать размытие ступеньки Ферми kT). Если поле H понижается, некоторые низкочастотные резонансы "выключаются" за счет разности функций Ферми, т.е. принципа Паули.

Из выражения (2.31) с учетом рассеяния электронов, в случае продольного распространения ($\vec{q} \parallel \vec{H}$) длинноволновых возбуждений, когда qv_F и частота ν_2 релаксации поперечной намагниченности малы по сравнению с $|\omega - \Omega_c|$, находим

$$\chi_-^{(0)}(q, \omega) = \chi_P \left\{ \frac{\Omega}{\Omega_0 - \omega} + \frac{1}{3} \frac{\omega(qv_F)^2}{(\Omega_0 - \omega)^3} + i\nu_2 \frac{\Omega_0}{(\omega - \Omega_0)^2} \right\}, \quad (3.3)$$

где χ_P - паулиевская восприимчивость. Часть с ν_2 обусловлена потенциальным рассеянием электронов на примесях и других рассеивателях. Квантование Ландау в этой формуле не учитывается, поскольку $\hbar\Omega \ll \varepsilon_F$.

Вблизи частот (3.2) резонанс имеет компонента (1.2,б). Запишем ее в виде

$$\delta\chi_-(q, \omega) = \chi_P a_n^-(q) i \left(\frac{\omega_m}{\omega - \omega_m + i\Gamma_- / \hbar} \right)^{1/2}, \quad (3.4)$$

где Γ_- - полуширина квазилокального уровня. Если пренебречь пространственной дисперсией восприимчивости, то силы осцилляторов, входящие в это выражение, будут равны

$$a_n^- = \frac{\pi\hbar\Omega r_\downarrow n_i}{2(\hbar\omega_n)^2 (\varepsilon_F \hbar\omega_m)^{1/2}} [f(\varepsilon_{r\downarrow}) - f(\varepsilon_{r\downarrow} + \hbar\omega_m)]. \quad (3.5)$$

Здесь $\omega_n = \omega_0 + n\Omega$.

Вещественная часть (3.4) отвечает за дисперсию спиновых волн, а мнимая часть - за их затухание. Корневые особенности мнимой части (3.4) при $\Gamma_- = 0$, $\omega \rightarrow \omega_m + 0$ воспроизводят особенности плотности

состояний электронов на уровнях Ландау, участвующих в переходах. Из дисперсионных соотношений (2.8) следует, что такие же особенности будет иметь вещественная часть восприимчивости по другую сторону резонанса. В области $\omega > \omega_m$ мнимая часть велика, т. е. имеет место сильное затухание спиновых волн, обусловленное резонансными переходами $KU \downarrow \rightarrow UL \uparrow$. Новые ветви спектра спиновых волн могут формироваться лишь в области $\omega \lesssim \omega_m$, где их затухание мало.

Подставляя (3.3) и (3.4) в дисперсионное уравнение (3.1), получаем

$$\frac{\Omega_0}{\Omega_0 - \omega} \left[1 + \frac{1}{3} \frac{\omega}{\Omega_0} \left(\frac{qv_F}{\Omega_0 - \omega} \right)^2 + i \frac{v_2}{\Omega_0 - \omega} \right] + a_n^- \left(\frac{\omega_m}{\omega_m - \omega - i\Gamma_- / \hbar} \right)^{1/2} = \frac{1}{|B_0|}, \quad (3.6)$$

где $|B_0| = Ig_F$ - параметр, учитывающий ферми-жидкостное взаимодействие, g_F - плотность состояний на границе Ферми. Известно [24], что $|B_0| < 1$. Пренебрегая в (3.6) малыми величинами v_2 и Γ_- и полагая $q = 0$, получаем уравнение для предельных частот - частот собственных колебаний спиновой намагниченности с учетом квазилокального состояния:

$$\frac{\Omega_0}{\Omega_0 - \omega} + a_n^- \sqrt{\frac{\omega_m}{\omega_m - \omega}} = \frac{1}{|B_0|}.$$

Это уравнение можно записать в виде

$$a_n^- \sqrt{\frac{\omega_m}{\omega_m - \omega}} = [\omega - \Omega_0(1 - |B_0|)] [|B_0|(\omega - \Omega_0)]^{-1}. \quad (3.7)$$

Отсюда видно, что решения этого уравнения могут существовать в областях $\omega > \Omega_0$ и $\omega < \Omega_0(1 - |B_0|)$.

Итак, новые ветви спиновых волн могут формироваться выше угла сектора Стонера Ω_0 , либо ниже предельной частоты волны Силина [24]. В последнем случае полоса прозрачности новых спиновых волн накладывается на спектр волн Силина.

Решаем дисперсионное уравнение (3.6) в области $\omega \lesssim \omega_m$. Вблизи ω_m можно положить $\omega = \omega_m$ везде, кроме корня в знаменателе:

$$\frac{\Omega_0}{-\omega_n} \left[1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_m}{\Omega_0} \left(\frac{qv_F}{\omega_n} \right)^2 - i \frac{v_2}{\omega_n} \right] + a_n^- \left(\frac{\omega_m}{\omega_m - \omega - i\Gamma_- / \hbar} \right)^{1/2} = \frac{1}{|B_0|},$$

$$\frac{\omega_m - \omega - i\Gamma_- / \hbar}{\omega_m} = \frac{(a_n^-)^2}{\left\{ \frac{1}{|B_0|} + \frac{\Omega_0}{\omega_n} \left[1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_m}{\Omega_0} \left(\frac{qv_F}{\omega_n} \right)^2 - \frac{iv_2}{\omega_n} \right] \right\}^2}.$$

Линеаризуем дисперсионное уравнение по малым мнимым добавкам, приводящим к затуханию спиновых волн:

$$1 - i \frac{\Gamma_-}{\hbar \omega_m} - \left(\frac{a_n^-}{\frac{1}{|B_0|} + \frac{\Omega_0}{\omega_n}} \right)^2 \left[1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_m / \omega_n}{\frac{1}{|B_0|} + \frac{\Omega_0}{\omega_n}} \left(\frac{qv_F}{\omega_n} \right)^2 \right]^{-2} - \left(\frac{1}{|B_0|} + \frac{\Omega_0}{\omega_n} \right)^{-3} \times$$

$$\times \frac{(a_n^-)^2}{\left[1 + \frac{1}{3} \frac{\omega_m / \omega_n}{\frac{1}{|B_0|} + \frac{\Omega_0}{\omega_n}} \left(\frac{qv_F}{\omega_n} \right)^2 \right]^3} 2i \frac{v_2 \Omega_0}{\omega_n^2} = \frac{\omega}{\omega_m}.$$

Видно, что решение этого уравнения имеет вид

$$\omega = \omega_n(q) - i\gamma_n(q), \quad (3.8)$$

где

$$\omega_n(q) = \omega_m \left\{ 1 - \left[a_n^- b_n \frac{\omega_n / \omega_m}{1 + \frac{1}{3} b_n (qv_F / \omega_n)^2} \right]^2 \right\} \quad (3.9)$$

- закон дисперсии спиновых волн, а

$$\gamma_n(q) = \frac{\Gamma_-}{\hbar} + 2v_2 (a_n^-)^2 b_n^3 \frac{\Omega_0 \omega_n}{\omega_m^2} \left[1 + \frac{1}{3} b_n \left(\frac{qv_F}{\omega_n} \right)^2 \right]^{-3} \quad (3.10)$$

- декремент затухания волн. Здесь введено обозначение

$$b_n = \frac{\omega_m |B_0|}{\omega_n + \Omega_0 |B_0|}.$$

В длинноволновом пределе с учетом слагаемого с ωq^2 получаем

$$\gamma_n(q) = \frac{\Gamma_-}{\hbar} + 2\nu_2 (a_n^-)^2 b_n^3 \frac{\omega_n}{\omega_m} + \frac{2}{3} \nu \left(\frac{q v_F}{\omega_n} \right)^2 (a_n^-)^2 b_n^2 \frac{\omega_n}{\omega_m},$$

где ν - частота столкновений электронов, сопровождающихся релаксацией импульса, а часть с $\nu_2 q^2$ опущена.

На рис. 3 схематически показана новая ветвь спектра спиновых волн при $n=0$. Ветви с $n=1,2,\dots$ расположены при более высоких частотах.

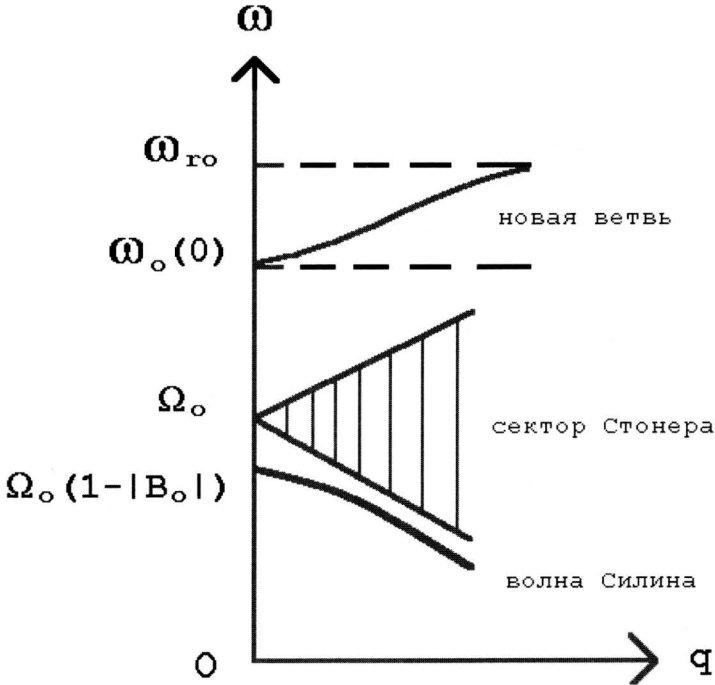


Рис.3. Положение дисперсионной кривой (3.9) при $n=0$ относительно сектора Стонера и спектра волны Силина.

Отношение $\gamma_n(0) - \Gamma_- / \hbar$ к первому слагаемому в правой части (3.10) равно:

$$\frac{\gamma_n(0) - \Gamma_- / \hbar}{\Gamma_- / \hbar} = \frac{2\nu_2 \hbar (a_n^-)^2 b_n^3 \Omega_0 \omega_n}{\Gamma_- \omega_m^2}. \quad (3.11)$$

Приведенные ниже оценки показывают, что это выражение обычно мало по сравнению с единицей. Наличие малых величин ν_2 и Γ_- в декременте затухания (3.10) означает, что спиновые волны слабо затухают в полосах прозрачности $[\omega_n(0), \omega_m]$, расположенных между резонансными частотами и частотами собственных колебаний.

Предельная частота $\omega_0(0)$ может быть получена прямо из уравнения (3.7):

$$\omega_0(0) = \omega_{r0} \left[1 - \left(\frac{a_0^- \omega_0 |B_0|}{\omega_0 + \Omega_0 |B_0|} \right)^2 \right].$$

Ширина полосы прозрачности для волн с $n = 0$ равна

$$\Delta\omega_0 = \omega_{r0} - \omega_0(0) = \omega_{r0} \left(\frac{a_0^- \omega_0 |B_0|}{\omega_0 + \Omega_0 |B_0|} \right)^2.$$

В общем случае:

$$\Delta\omega_n = \omega_m (a_n^- b_n \omega_n / \omega_m)^2. \quad (3.12)$$

Дисперсия этих волн нормальная. Они будут слабозатухающими, если ширина полосы прозрачности (3.12) превышает декремент затухания (3.10). Если

$$\frac{\Gamma_-}{\hbar} \gg 2\nu_2 (a_n^-)^2 b_n^3 \frac{\Omega_0 \omega_n}{\omega_m^2},$$

это условие имеет вид

$$\frac{\hbar \Delta\omega_n}{\Gamma_-} = \frac{\pi^2}{4} b_n^2 \left(\frac{\Omega}{\omega_m} \right)^2 \frac{r_{\downarrow}^2 n_i^2}{\varepsilon_F \Gamma_- \omega_n^2 \hbar^2} > 1. \quad (3.13)$$

С ростом n ширины (3.12) и силы осцилляторов (3.5) убывают пропорционально n^{-4} и $n^{-5/2}$ соответственно. При

$$n \geq n_m = \left(\frac{\pi^2 I^2 g_F^2 r_{\downarrow}^2 n_i^2}{\hbar^2 \varepsilon_F \Omega^2 \Gamma_-} \right)^{1/4} \quad (3.14)$$

ширина полосы сравнивается с Γ_-/\hbar и разрешить ее невозможно.

Условие (3.13) позволяет определить минимальную концентрацию примеси, начиная с которой ширина n -й полосы прозрачности превышает Γ_-/\hbar :

$$n_i^{\min} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\omega_n}{\Omega} \cdot \frac{\hbar(\omega_n + \Omega_0|B_0|)}{r_{\downarrow}|B_0|} (\varepsilon_F \Gamma_-)^{1/2}. \quad (3.15)$$

Динамическая спиновая восприимчивость χ_- имеет корневые особенности и на частотах резонансных переходов $\downarrow \rightarrow \uparrow$ между уровнями Ландау и квазилокальным уровнем, показанных на рис. 4.

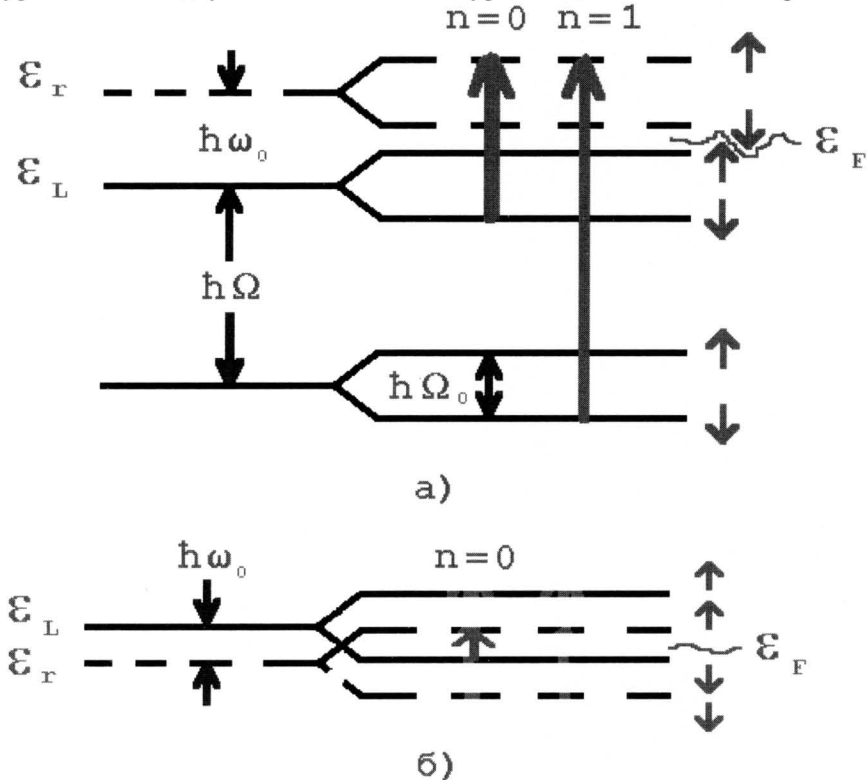


Рис.4. Резонансные переходы $VJ \downarrow \rightarrow KV \uparrow$:

а) схема переходов для случая $\varepsilon_r > \varepsilon_L$;

б) случай $\varepsilon_r < \varepsilon_L$.

Из этого рисунка видно, что резонансные частоты по-прежнему равны $\omega_m = \omega_0 + \Omega_0 + n\Omega$, но теперь $\hbar\omega_0 = \varepsilon_r - \varepsilon_L$, а n ограничено сверху числом заполненных уровней Ландау. Резонансная часть восприимчивости и сила осциллятора в этом случае равны

$$\delta\chi_-(q, \omega) = \chi_p a_n^-(q) i \left(\frac{\omega_m}{\omega_m - \omega - i\Gamma_- / \hbar} \right)^{1/2}$$

и

$$a_n^- = \frac{\pi \hbar \Omega r_\uparrow n_i}{2(\hbar\omega_n)^2 (\varepsilon_r \hbar\omega_m)^{1/2}} [f(\varepsilon_{r\uparrow} - \hbar\omega_m) - f(\varepsilon_{r\uparrow})]$$

соответственно. Слабозатухающее решение уравнения (3.1) существует теперь лишь при $n=0$, если $\omega_0 < 0$ ($\varepsilon_r < \varepsilon_L$, но $\varepsilon_{r\uparrow} > \varepsilon_{L\downarrow}$) и $|\omega_0| < \Omega_0 |B_0|$. Этот случай показан на рис. 4, б). Закон дисперсии спиновых волн в окрестности частоты $\omega_{r0} = \Omega_0 - |\omega_0|$ имеет вид

$$\omega_0(q) = \omega_{r0} \left\{ 1 + \left[a_0^- b_0 \frac{\omega_0 / \omega_{r0}}{1 + \frac{1}{3} b_0 (qv_F / \omega_0)^2} \right]^2 \right\}, \quad (3.16)$$

а декремент затухания:

$$\gamma_0(q) = \frac{\Gamma_+}{\hbar} + 2\nu_2 (a_0^-)^2 b_0^3 \frac{\Omega_0 |\omega_0|}{\omega_{r0}^2} \left[1 + \frac{1}{3} b_0 \left(\frac{qv_F}{\omega_0} \right)^2 \right]^{-3}. \quad (3.17)$$

Здесь

$$b_0 = \frac{\omega_{r0} |B_0|}{\Omega_0 |B_0| - |\omega_0|}.$$

Полоса прозрачности для этих волн расположена между центральным сектором Стонера и ветвью квазиклассической волны Силина. Дисперсионная кривая (3.16) схематически показана на рис. 5. Дисперсия волны, в отличие от (3.9), аномальна. Ширина полосы прозрачности определяется выражением

$$\Delta\omega_0 = \omega_{r0} (a_0^- b_0 |\omega_0| / \omega_{r0})^2.$$

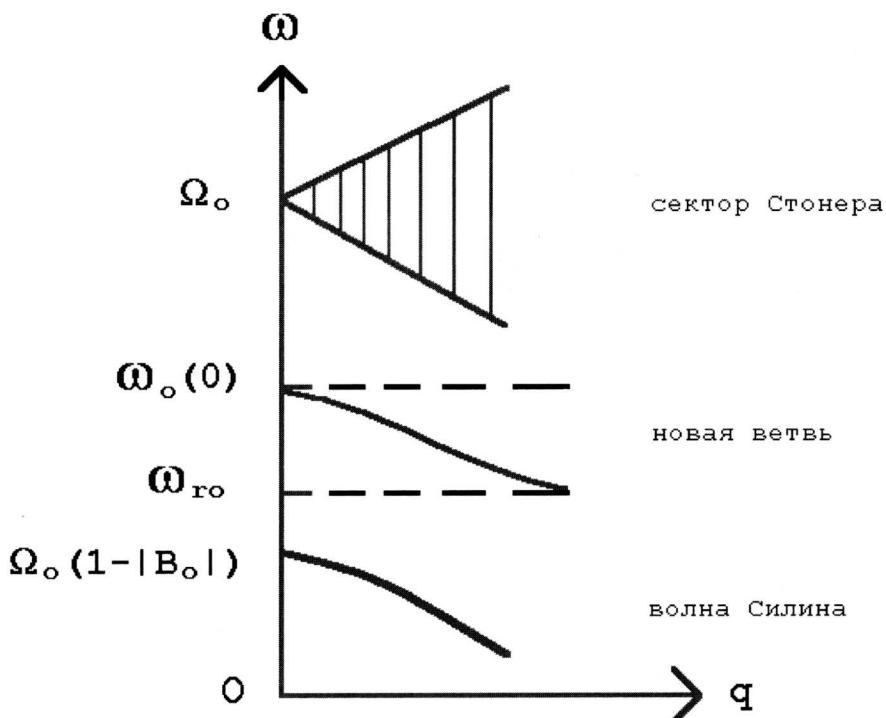


Рис.5. Положение дисперсионной кривой (3.16) относительно сектора Стонера и спектра волны Силина.

Квазилокальные состояния электронов в отсутствие магнитного поля были обнаружены в висмуте с примесями элементов IV и VI групп [87]. Например, примеси Sn, Pb и Se, Te приводят к квазилокальным уровням, расположенным ниже и выше границы Ферми соответственно. Для оценок воспользуемся вычетом r_{\downarrow} , вычисленным в модели гауссова сепарабельного потенциала [42,88]. Подставляя в формулы (3.2), (3.11)-(3.15) значения $\varepsilon_F = 4,8 \cdot 10^{-14}$ эрг, $\varepsilon_r = 4,6 \cdot 10^{-14}$ эрг, $m = 10^{-29}$ г, $\Gamma_- / \hbar \omega_0 = 10^{-3}$, $|B_0| = 0,1$, $n_i = 10^{-2}$ ат.%, $\nu_2 = 10^6$ с⁻¹, $H = 10^3$ Э, получаем $\omega_{r_0} = 1,5 \cdot 10^{12}$ с⁻¹,

$$\Delta\omega_0/\omega_{r0} = 7,7 \cdot 10^{-3}, \quad \hbar\omega_0/\Gamma_- = 8,7, \quad n_m = 4, \quad n_i^{\min} = 1,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$$

$$(\gamma_0(0) - \Gamma_-/\hbar)/\frac{\Gamma_-}{\hbar} = 1,7 \cdot 10^{-6}.$$

Таким образом, в Вi с примесями Sn или Pb можно наблюдать несколько ветвей спиновых волн со спектром (3.9), например, в опытах с медленными нейтронами.

3.2. Спиновые волны, распространяющиеся под углом к магнитному полю

В предыдущем параграфе вычислены спектр и декремент затухания волн, распространяющихся вдоль квантующего магнитного поля. В этом параграфе рассматриваются волны, волновой вектор которых ориентирован произвольно относительно направления поля [71].

Спектр циркулярно поляризованных спиновых волн с правой круговой поляризацией, слабо затухающих вблизи частот переходов электронов $\downarrow \rightarrow \uparrow$ с квазилокального уровня на уровень Ландау, которые распространяются под углом α к магнитному полю, определяется из уравнения

$$\frac{\Omega_0}{\Omega_0 - \omega} + i\omega \frac{\nu_2 + q^2 D_-}{(\omega - \Omega_0)^2} + a_n^- \left(\frac{\omega_m}{\omega_m - \omega - i\Gamma_-/\hbar} \right)^{1/2} = \frac{1}{|B_0|}, \quad (3.18)$$

в котором

$$D_- = i \frac{\nu_F^2}{3} \left[\frac{\cos^2 \alpha}{\omega + i\nu - \Omega_0} + \frac{\sin^2 \alpha (\omega + i\nu - \Omega_0)}{(\omega + i\nu - \Omega_0)^2 - \Omega^2} \right],$$

ν - частота релаксации импульса электрона. Что касается дисперсии $\delta\chi_-$, то ею можно пренебречь, так как q^2 входит множителем при малой концентрации примесей n_i .

Из дисперсионного уравнения (3.18) вблизи резонансной частоты (3.2) вышеупомянутых переходов получаем закон дисперсии волн:

$$\omega_n(\vec{q}) = \omega_m \left\{ 1 - \frac{(a_n^-)^2 b_n^2 (\omega_n/\omega_m)^2}{\left[1 + \frac{1}{3} b_n (q\nu_F/\omega_n)^2 A_n(\alpha) \right]^2} \right\}, \quad (3.19)$$

где

$$A_n(\alpha) = \frac{1 - (\Omega/\omega_n)^2 \cos^2 \alpha}{1 - (\Omega/\omega_n)^2}.$$

Из формулы (3.19) видно, что существует критический угол α_c , при котором нормальная дисперсия волн сменяется аномальной. Он определяется из уравнения

$$\cos \alpha_c = \frac{\omega_0}{\Omega}. \quad (3.20)$$

Если $\alpha < \alpha_c$, дисперсия волны со спектром (3.19) нормальная. При $\alpha > \alpha_c$ дисперсия становится аномальной. Дисперсия волн в полосах $n = 1, 2, \dots$ остается нормальной при любом значении α . В случае волн вблизи частот переходов $\downarrow \rightarrow \uparrow$ с уровня Ландау на квазилокальный уровень, рассмотренных в предыдущем параграфе, ситуация обратная. Их дисперсия аномальна при $\alpha < \alpha_c$. Из формулы (3.20) видно, что с увеличением магнитного поля угол α_c убывает, если пренебречь зависимостью положения квазилокального уровня от магнитного поля. В случае магнитопримесных состояний $\omega_0 \sim H^2$, т. е. угол α_c также убывает с увеличением магнитного поля. Отметим, что критический угол существует и в теории Сирина [24]. Он определяется параметрами ферми-жидкостного взаимодействия и не зависит от магнитного поля.

Декремент затухания волн со спектром (3.19) в длинноволновом пределе равен

$$\begin{aligned} \gamma_n(\vec{q}) = & \frac{\Gamma_-}{\hbar} + 2\nu_2 (a_n^-)^2 b_n^3 \frac{\omega_n}{\omega_m} + \\ & + \frac{2}{3} \nu \left(\frac{qv_F}{\omega_n} \right)^2 (a_n^-)^2 b_n^3 \frac{\omega_n}{\omega_m} C_n(\alpha), \end{aligned}$$

где

$$C_n(\alpha) = \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \frac{1 + (\Omega/\omega_n)^2}{[1 - (\Omega/\omega_n)^2]^2}.$$

Функция C_0 и декремент затухания γ_0 имеют минимум при $\alpha = \pi/2$, если $\Omega/\omega_0 < \sqrt{3}$. Ширины полос прозрачности для спиновых волн не зависят от α . Как и в (3.12), они равны

$$\Delta\omega_n = \omega_m \left(a_n^- \frac{\omega_n |B_0|}{\omega_n + \Omega_0 |B_0|} \right)^2.$$

Рассмотрим резонансные переходы электронов с квазилокального уровня на уровни Ландау, сопровождающиеся переброном спина $\uparrow \rightarrow \downarrow$. Схема этих переходов приведена на рис. 6. В этом случае частоты ω_m электронных переходов равны

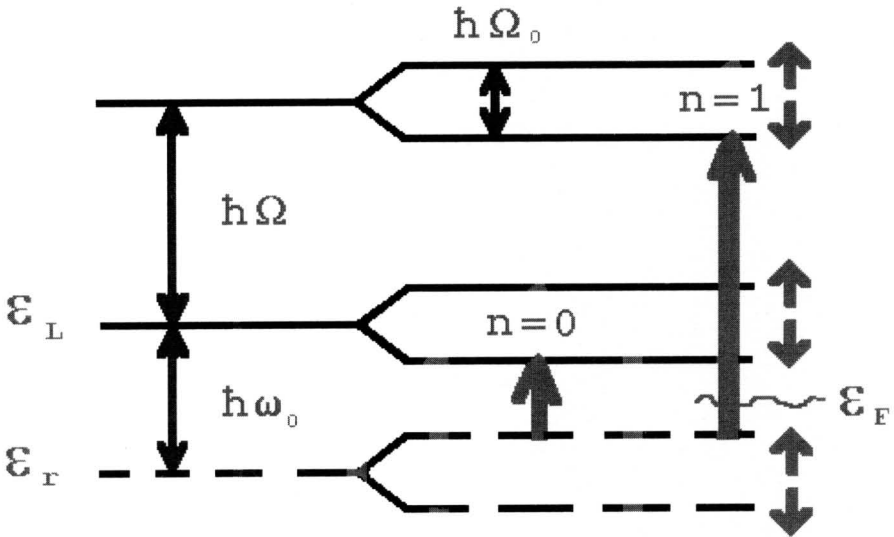


Рис. 6. Резонансные переходы $KU \uparrow \rightarrow UL \downarrow$.

$$\omega_m = \omega_0 - \Omega_0 + n\Omega, \quad (3.21)$$

где ω_0 - расстояние между нерасщепленным за счет спина квазилокальным уровнем ε_r и расположенным над ним соседним уровнем Ландау; $n = n_1, \dots$ (n_1 - число уровней Ландау между ε_r и границей Ферми). Циркулярная компонента магнитной восприимчивости электронов χ_+ имеет корневые особенности за счет

плотности состояний на уровнях Ландау. Из выражения для χ_0 в длинноволновом пределе ($qv_F \ll 1$, $v_2 \ll |\omega - \Omega_0|$) в случае $\vec{q} \parallel \vec{H}$ получаем [24]

$$\chi_+^{(0)}(q, \omega) = \chi_P \left\{ \frac{\Omega}{\Omega_0 + \omega} + i\omega \frac{v_2 + q^2 D_+}{(\omega + \Omega_0)^2} \right\}, \quad (3.22)$$

где

$$D_+ = i \frac{v_F^2}{3} \left[\frac{\cos^2 \alpha}{\omega + \Omega_0 + i\nu} + \frac{\sin^2 \alpha (\omega + \Omega_0 + i\nu)}{(\omega + \Omega_0 + i\nu)^2 - \Omega^2} \right].$$

На частотах (3.21) резонанс имеет компонента

$$\delta\chi_+(q, \omega) = \chi_P a_n^+ i \left(\frac{\omega_m}{\omega - \omega_m + i\Gamma_+ / \hbar} \right)^{1/2}, \quad (3.23)$$

где силы осцилляторов резонансных переходов в пренебрежении пространственной дисперсией восприимчивости $\delta\chi_+$ равны

$$a_n^+ = \frac{\pi \hbar \Omega r_1 n_i}{2(\hbar \omega_n)^2 (\varepsilon_F \hbar \omega_m)^{1/2}} [f(\varepsilon_{r\uparrow}) - f(\varepsilon_{r\uparrow} + \hbar \omega_m)].$$

Дисперсионное уравнение для спиновых волн с учетом вкладов (3.22) и (3.23) имеет вид

$$\frac{\Omega_0}{\omega + \Omega_0} + i\omega \frac{v_2 + q^2 D_+}{(\omega + \Omega_0)^2} + a_n^- \left(\frac{\omega_m}{\omega_m - \omega - i\Gamma_+ / \hbar} \right)^{1/2} = -\frac{1}{|B_0|}.$$

Его анализ показывает, что ниже частот (3.21) существуют полосы прозрачности для слабозатухающих поперечных спиновых волн с "левой" круговой поляризацией. Закон дисперсии этих волн равен

$$\omega_n(q) = \omega_n(0) \left\{ 1 + \frac{2}{3} \frac{A_n}{a_n^+} \cdot \frac{\omega_m}{\omega_n} \left(\frac{\Delta \omega_n}{\omega_m} \right)^{3/2} \left(\frac{qv_F}{\omega_n} \right)^2 \right\}, \quad (3.24)$$

а декремент затухания в длинноволновом пределе имеет вид

$$\gamma_n(q) = \frac{\Gamma_+}{\hbar} + \frac{2}{a_n^+} \left(\frac{\omega_m}{\omega_n} \right)^2 \left(\frac{\Delta \omega_n}{\omega_m} \right)^{3/2} \left[v_2 + \frac{1}{3} \nu C_n \left(\frac{qv_F}{\omega_n} \right)^2 \right], \quad (3.25)$$

где $\Delta \omega_n = \omega_m (a_n^+)^2 b_n^2 (\omega_n / \omega_m)^2$ - ширины полос прозрачности. Здесь

$$b_n = \frac{|B_0| \omega_m}{\omega_n - |B_0| \Omega_0}.$$

Если рассмотреть обратные переходы с уровня Ландау на квазилокальный уровень с перебросом спина $\uparrow \rightarrow \downarrow$, то окажется, что дисперсионное уравнение не имеет слабозатухающих решений. Спиновые волны вблизи частот этих переходов отсутствуют.

Выражения (3.24) и (3.25) справедливы и в случае магнитопримесных уровней, отщепленных от каждого уровня Ландау на величину $\hbar\omega_0$. Теперь вычет амплитуды рассеяния электронов примесным атомом в полюсе $\varepsilon_r - i\Gamma$ равен [88]

$$r = \frac{2\pi\hbar^2}{\Omega} (2\hbar\omega_0 / m)^{3/2},$$

а силы осцилляторов содержат дополнительное суммирование по номерам магнитопримесных уровней, участвующих в переходах электронов между магнитопримесными уровнями и уровнями Ландау на данной частоте [33].

3.3. Квантовые спиновые волны в неферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов

Квантовые спиновые волны в неферромагнитных металлах без учета квазилокальных состояний электронов рассмотрены в работах [38,83,84], а с учетом этих состояний – в [50,53,54,89-92].

Рассмотрим поперечные квантовые спиновые волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля. Колебания спиновой намагниченности электронов происходят в плоскости (x, y) , перпендикулярной магнитному полю. Если пренебречь квантованием орбитального движения электронов, спиновые волны с "левой" круговой поляризацией, спектр которых определяется дисперсионным уравнением (3.1), будут испытывать бесстолкновительное затухание в области плоскости (q, ω) , ограниченной параболой

$$\omega = \Omega_0 + qv_F + \omega_q,$$

$$\omega = \Omega_0 - qv_F + \omega_q$$

(для электронов $\Omega_0 > 0$). Здесь $\omega_q = \hbar q^2 / 2m$.

Квантование Ландау приводит к тому, что внутри этой области появляются окна прозрачности, в которых могут распространяться квантовые спиновые волны [83,84]. Убедимся в этом.

Ограничимся рассмотрением поперечных спиновых волн с "левой" круговой поляризацией, распространяющихся вдоль магнитного поля. В отсутствие примесей они затухают за счет черенковского поглощения спиновых волн электронами [25]. Чтобы найти области затухания на плоскости (q, ω) , используем законы сохранения энергии

$$\hbar\omega + \varepsilon_n^\sigma(k_z) = \varepsilon_{n'}^{\sigma'}(k'_z) \quad (3.26)$$

и z -компоненты импульса

$$\hbar q + \hbar k_z = \hbar k'_z \quad (3.27)$$

при поглощении магнона электроном. Здесь $\varepsilon_n^\sigma(k_z)$ - энергия электрона (2.32) до поглощения, $\varepsilon_{n'}^{\sigma'}(k'_z)$ - после. Наряду с законами сохранения, учтем принцип Паули:

$$\begin{aligned} \varepsilon_n^\sigma(k_z) &\leq \zeta, \\ \varepsilon_{n'}^{\sigma'}(k'_z) &\geq \zeta, \end{aligned} \quad (3.28)$$

где ζ - химпотенциал электронов в магнитном поле при нулевой температуре ($T = 0$). Учтем также правила отбора [38]

$$\begin{aligned} \Delta n &= n' - n = 0, \\ \Delta \sigma &= \sigma' - \sigma = 2 \end{aligned} \quad (3.29)$$

для переходов электронов $\downarrow \rightarrow \uparrow$ между состояниями в пределах одной зоны Ландау.

Из соотношений (3.26)-(3.29) следует, что затухание Ландау существует в заштрихованных на рис. 7 областях. Для простоты мы ограничимся случаем одной заполненной зоны Ландау с $n = 0$. На этом рисунке v_n^σ - проекция скорости электрона, принадлежащего n^σ -ой трубке Ландау, на магнитное поле, $k_n^\sigma = mv_n^\sigma / \hbar$, $\sigma = \pm 1$. Индексы + и - соответствуют ориентации спина электрона вдоль и против магнитного поля соответственно.

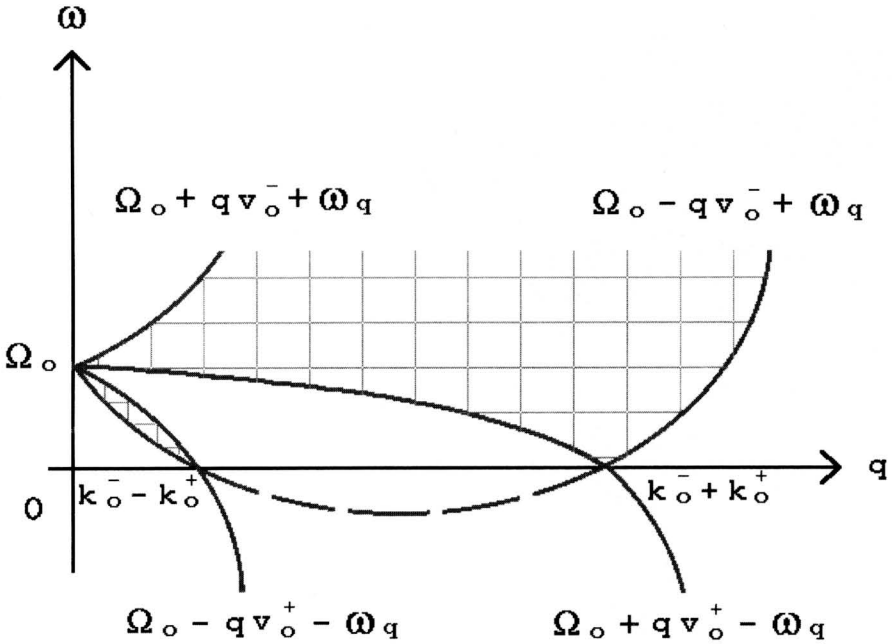


Рис. 7. Области бесстолкновительного затухания волн в случае одной заполненной зоны Ландау.

На рис. 8 заштрихованы области затухания Ландау в случае двух заполненных зон Ландау. Кроме того, предполагается, что $\Omega > \Omega_0$, т. е. $v_{n+1}^- < v_n^+$. Из рис. 8 видно, что существуют три типа окон прозрачности: Л - лепестковые, П - параболическое, Т - треугольные.

На рис. 9 показаны области затухания Ландау (заштрихованы) при малых q . Через $N+1$ обозначено число заполненных уровней Ландау. Магнитное поле подобрано так, что число заполненных спиново-расщепленных подуровней Ландау четно. В случае нечетного числа заполненных подуровней Ландау параболическое окно на рис. 8 частично закрывается. В этом случае трубка Ландау N^- заполнена, а N^+ - пустая.

Будем искать решения дисперсионного уравнения (3.1) в окнах прозрачности. Вещественная часть $\chi_-^{(0)}$ в этих областях дается первым слагаемым в (2.36). Низкочастотное решение (2.36)

дисперсионного уравнения может быть получено в квазиклассическом пределе $\hbar\Omega \ll \zeta$:

$$\omega(q) = \Omega_0(1 + B_0) \left[1 + \frac{1}{3B_0} \left(\frac{qv_F}{\Omega_0} \right)^2 \right],$$

где $B_0 < 0$. Это решение соответствует квазиклассической спиновой волне Силина.

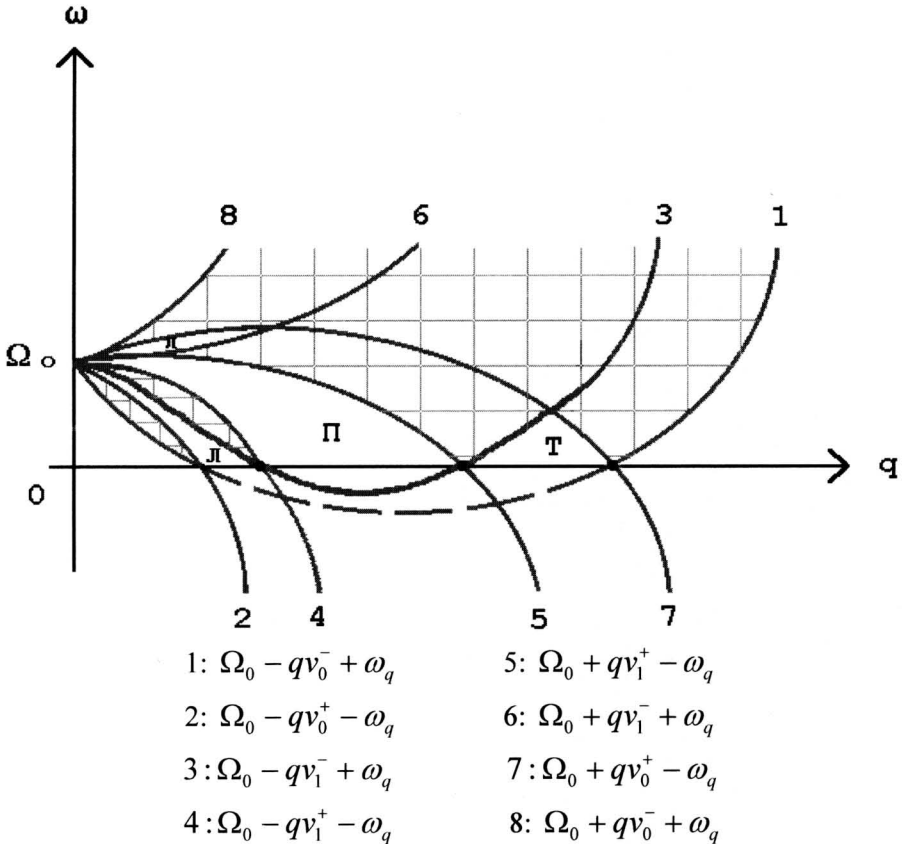


Рис.8. Области затухания Ландау и окна прозрачности для спиновых волн в случае двух заполненных зон Ландау.

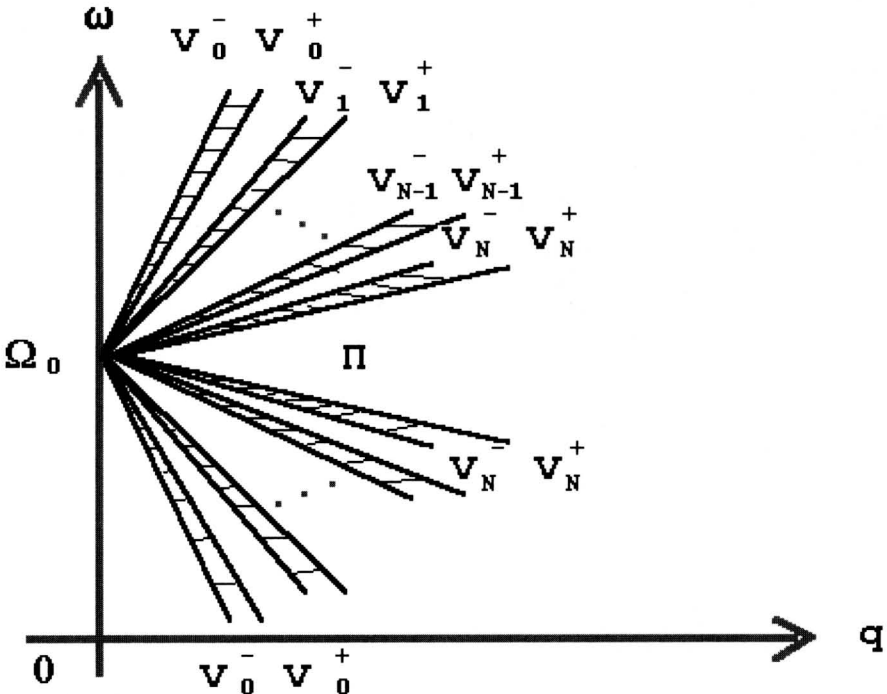


Рис.9. Области затухания Ландау в длинноволновом пределе.

Если заполнены лишь два подуровня Ландау 0^- и 0^+ , то в сумме \sum_n в χ_-^0 (2.35) необходимо оставить лишь одно слагаемое с $n = 0$.

Тогда дисперсионное уравнение можно решить точно:

$$\omega(q) = \Omega_0 - \frac{q}{2}(v_0^- - v_0^+) \operatorname{cth} \alpha + \left\{ \frac{q^2}{4}(v_0^- - v_0^+)^2 \operatorname{cth}^2 \alpha + \right. \\ \left. + q^2 v_0^- v_0^+ - q \omega_q (v_0^- + v_0^+) \operatorname{cth} \alpha + \omega_q^2 \right\}^{1/2}, \quad (3.30)$$

где $\alpha = \frac{(2\pi\hbar)^2 c\hbar q}{2mI|e|H}$. Соответствующая этому решению

дисперсионная кривая лежит в параболическом окне прозрачности (рис. 10). В длинноволновом пределе из (3.30) получаем

$$\omega(q) = \Omega_0 + \frac{2\pi^2 c \hbar^3 q^2}{m|e|H \left(\frac{1}{v_0^+} - \frac{1}{v_0^-} \right)}.$$

Отметим, что спектр этой квантовой волны в длинноволновом пределе квадратичный. Спектр спиновых волн в лепестковых окнах прозрачности при $q \rightarrow 0$ линейный.

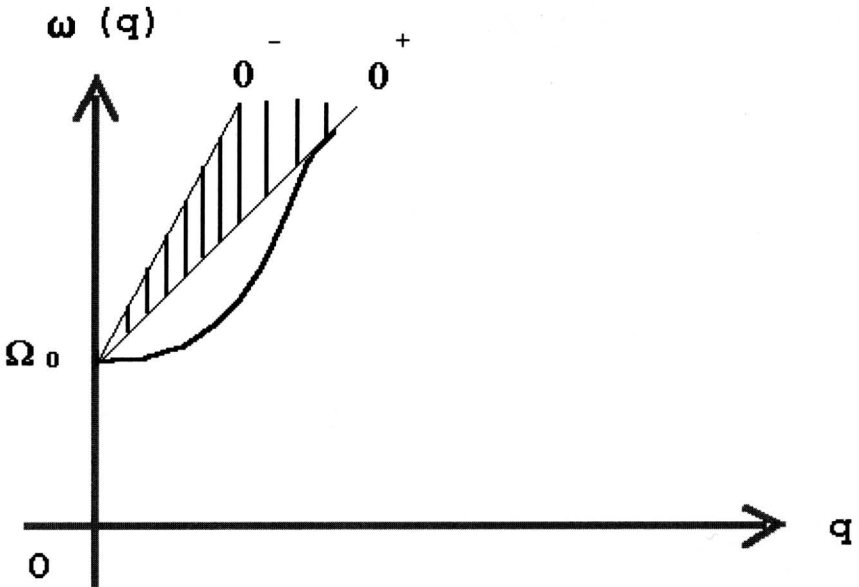


Рис.10. Дисперсионная кривая квантовых спиновых волн в параболическом окне прозрачности без учета квазилокальных состояний при двух заполненных подуровнях Ландау 0^\pm .

Рассмотрим случай медленных квантовых спиновых волн в параболическом окне прозрачности, для которых $\frac{\omega - \Omega_0}{q} \ll v_N^\pm$. Выполняя разложение логарифма в (2.26) по степеням $\frac{\omega - \Omega_0}{qv_N^\pm} \ll 1$, находим спектр медленных квантовых спиновых волн в

параболическом окне прозрачности в случае произвольного четного числа заполненных подуровней Ландау:

$$\omega(q) = \Omega_0 \left\{ 1 + \frac{\hbar q^2}{m l \Omega_0 (g_+ - g_-)} \right\},$$

где g_σ - плотность состояний фермиевских электронов в магнитном поле. [

Выясним, как квазилокальные состояния электронов влияют на свойства квантовых спиновых волн в параболическом окне прозрачности. Основной причиной существования квантовых спиновых волн в вырожденной электронной жидкости неферромагнитных металлов в магнитном поле является квантование проекций скоростей фермиевских электронов на направление поля. В результате квантования в сплошной области квазиклассического бесстолкновительного затухания волн появляются окна прозрачности, в которых затухание отсутствует. Границы этих окон могут быть найдены из законов сохранения энергии и z -й компоненты импульса ($z \parallel \vec{H}$) в процессе поглощения магнона электроном с учетом принципа Паули и правил отбора. В окнах могут располагаться новые ветви спектра спиновых волн, которые были названы квантовыми. Многосортность системы электронов проводимости, находящихся на различных уровнях Ландау, приводит к тому, что спектр поперечных квантовых спиновых волн в длинноволновом пределе оказывается, в основном, линейным. Дисперсионные кривые этих волн начинаются на частоте спинового резонанса Ω_0 , а фазовые скорости определяются длинами трубок Ландау. Если циклотронная частота Ω электронов превышает частоту спиновых переходов Ω_0 и ниже границы Ферми находится четное число спиново-расщепленных подуровней Ландау, в окрестности Ω_0 существует широкое окно прозрачности для поперечных квантовых спиновых волн с левой круговой поляризацией, распространяющихся вдоль магнитного поля. Его границы представляют собой параболы

$$\omega = \Omega_0 \pm q v_N^\pm - \omega_q, \quad (3.31)$$

где N - номер последнего заполненного уровня Ландау, v_N^\pm -

скорости фермиевских электронов на подуровнях Ландау N^{\pm} . В этом окне расположена дисперсионная кривая медленных квантовых спиновых волн, спектр которых в длинноволновом пределе квадратичен.

Циркулярные компоненты высокочастотной спиновой восприимчивости электронов χ_{\pm} имеют особенности на частотах резонансных переходов электронов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау с перебросом спина [50,89]. Эти особенности нужно учесть в дисперсионном уравнении (3.1). При этом оказывается, что пересечение дисперсионной кривой квантовой спиновой волны с резонансной частотой этих переходов приводит к крессовой ситуации, аналогичной той, которая обнаружена при изучении распространения звука в диэлектриках с квазилокальными колебаниями кристаллической решетки [93]. Вместо одной ветви спектра квантовых спиновых волн в каждом окне прозрачности появляются две ветви - низкочастотная и высокочастотная. Они обусловлены взаимодействием колебаний спиновой намагниченности электронов при резонансных переходах с колебаниями в процессе распространения спиновой волны.

Рассмотрим проводник с изотропным квадратичным спектром носителей, в котором хаотически распределены изолированные примесные атомы, на которых образуются квазилокальные состояния. Выясним, как они влияют на квантовые спиновые волны.

Приведенные ниже результаты выражены через характеристики квазилокальных состояний - энергии ε_r^{\pm} резонансов, их полуширины Γ_{\pm} и вычеты r_{\pm} амплитуды примесного рассеяния электронов в полюсе $\varepsilon_r^{\pm} - i\Gamma_{\pm}$. Эти величины можно вычислить, конкретизируя рассеивающий потенциал, или получить из опыта. Температура образца, а также ширины уровней, участвующих в переходах, индуцированных переменным магнитным полем спиновой волны, предполагаются малыми по сравнению с энергией перехода. На электроны действует квантующее магнитное поле. Оно подобрано так, чтобы ниже границы Ферми находилось четное число спиноворасщепленных подуровней Ландау. Тогда между параболой (3.31) существует окно прозрачности для медленной квантовой спиновой волны с квадратичным спектром. Если выполняется неравенство

$$\omega - \Omega_0 \ll qv_N^+, \quad (3.32)$$

ее спектр имеет вид¹⁾

$$\omega(q) = \Omega_0 \left[1 + \frac{q^2}{m\Omega_0 I} (g_+ - g_-)^{-1} \right], \quad (3.33)$$

где g_{\pm} - плотность состояний электронов со спиновым квантовым числом $\pm 1/2$ на уровне Ферми; I - параметр электрон-электронного взаимодействия. Он связан с константой B_0 , фигурирующей в теории ферми-жидкости, соотношением $|B_0| = Ig_F$. Если подуровни N^{\pm} расположены по разные стороны от границы Ферми, переходы электронов между ними приведут к появлению области затухания Ландау, ограниченной параболой

$$\omega = \Omega_0 \pm qv_N^- + \omega_q,$$

внутри которой распространение волны со спектром (3.33) невозможно.

Метод расчета тензора динамической спиновой восприимчивости электронов $\chi_{ik}(q, \omega)$ с учетом квазилокальных состояний изложен выше. В окнах прозрачности, где бесстолкновительное затухание спиновых волн отсутствует, этот тензор может быть разложен в ряд по степеням концентрации n_i примесных атомов:

$$\chi = \chi_0 + \delta\chi,$$

где χ_0 - известный вклад, вычисленный без учета квазилокальных состояний, а $\delta\chi$ - примесная добавка, обусловленная этими состояниями. Чтобы ее получить, необходимо учесть резонансную структуру оператора рассеяния электронов примесными атомами. Через этот оператор выражаются функции Грина, входящие в электронную петлю для высокочастотной спиновой восприимчивости.

Циркулярная компонента восприимчивости χ_- имеет корневые особенности на частотах ω_n переходов электронов с квазилокального уровня на уровни Ландау, сопровождающихся перебросом спина $\downarrow \rightarrow \uparrow$. Вблизи резонансной частоты ($|\omega - \omega_n| \ll \Omega$) она равна

¹⁾ Здесь и далее в этом параграфе $\hbar = 1$.

$$\delta\chi_n(q, \omega) = a_n(q) \left(\frac{\omega_n}{\omega_n - \omega - i\Gamma_-} \right)^{1/2}, \quad (3.34)$$

где величины a_n играют роль сил осцилляторов резонансных переходов. В длинноволновом пределе при $\vec{q} \parallel \vec{H}$ они равны

$$a_n(q) = \frac{m^{3/2} \mu^2 \Omega r_\downarrow n_i}{2^{1/2} \pi \omega_n^{5/2}} [f(\varepsilon_{r\downarrow}) - f(\varepsilon_{r\downarrow} + \omega_n)] \times \\ \times \left(1 - \frac{\Omega_0}{\omega_n} \right)^{-2} \left[1 + \frac{q^2}{m \omega_n} (1 - \Omega_0 / \omega_n)^{-1} \right], \quad (3.35)$$

где μ - магнитный момент электрона; $\omega_n = \varepsilon_{n\uparrow} - \varepsilon_{r\downarrow} = \Omega_0 + \varepsilon_n - \varepsilon_r$ - резонансные частоты (ε_n и ε_r - положения n -го уровня Ландау и резонансного уровня без учета спинового расщепления); f - функция Ферми. Радикал в (3.34) связан с особенностью плотности состояний электронов на уровне Ландау, участвующем в переходах, а разность функций Ферми в (3.35) учитывает принцип Паули.

Выражения (3.34) и (3.35) получены в предположении, что в спектре электронов имеется одно квазилокальное состояние. Его характеристики могут быть вычислены в рамках определенной модели затравочного спектра электронов и примесного потенциала. Например, в случае резонанса на короткодействующей примеси вычет амплитуды S -рассеяния в полюсе $\varepsilon_r - i\Gamma$ равен [11]

$$r = \frac{2\pi^3 g_r \Gamma}{m^3 \varepsilon_r},$$

где g_r - плотность состояний свободных электронов в точке ε_r . В случае магнитопримесных состояний электронов, образующихся на короткодействующей донорной примеси в магнитном поле, вычет приведен в конце п. 3.2. Он содержит $\Delta = \frac{1}{2} \Omega (a/l)^2$ - расстояние между уровнем Ландау и отщепленным от него магнитопримесным уровнем (a - длина рассеяния, l - магнитная длина). В этом случае ширина n -го магнитопримесного уровня равна [17,18]

$$\Gamma_n = 4\Delta \left(\frac{\Delta}{\Omega} n \right)^{1/2} \quad (n \gg 1).$$

Выражения (3.34) и (3.35) остаются справедливыми и для магнитопримесных состояний. Однако силы осцилляторов (3.35) содержат дополнительное суммирование по номерам магнитопримесных уровней, участвующих в переходах на частоте ω_n [88].

Вклад (3.34) учтем в дисперсионном уравнении для спектра квантовых спиновых волн. Ограничимся нахождением спектра и затухания поперечных спиновых волн с левой круговой поляризацией, распространяющихся вдоль магнитного поля. Дисперсионное уравнение для них в приближении хаотических фаз имеет вид (3.1). Электрон-электронное взаимодействие предполагается контактным. Такое приближение эквивалентно учету первого члена в разложении обменной части функции ферми-жидкостного взаимодействия Ландау в ряд по полиномам Лежандра [40]. Нас интересует решение (4.40) дисперсионного уравнения (3.1) вблизи резонансной частоты $\omega_r = \Omega_0 + \omega_0$, которая превышает частоту спинового резонанса на величину $\omega_0 = \varepsilon_{N+1} - \varepsilon_r$, равную расстоянию между резонансным уровнем ε_r и $(N+1)$ -м уровнем Ландау. Магнитное поле подобрано так, чтобы граница Ферми располагалась между уровнями ε_r^\downarrow и $\varepsilon_{N+1}^\uparrow$.

Рассмотрим влияние квазилокального состояния на свойства медленной квантовой спиновой волны со спектром (3.33). В области пересечения прямой $\omega = \omega_r$ с дисперсионной кривой (3.33) этой волны выполняется неравенство (3.32), поэтому дисперсионное уравнение в этой области может быть записано в виде

$$(1 - Ax)(1 - x)^{1/2} = B, \quad (3.36)$$

где

$$x = \frac{\omega - \Omega_0}{\omega_0}, \quad A = \frac{m\omega_0 I}{q^2} (g_+ - g_-),$$

$$B = \left(\frac{m}{2} \right)^{3/2} \frac{I\Omega_r n_i}{\pi\omega_0^{5/2}} [f(\varepsilon_{r\downarrow}) - f(\varepsilon_{r\downarrow} + \omega_r)].$$

Из уравнения (3.36) видно, что параметр B играет роль константы связи колебаний спиновой намагниченности электронов при

переходах $\varepsilon_r^\downarrow \rightarrow \varepsilon_{N+1}^\uparrow$ и в процессе распространения спиновой волны. В отсутствие такой связи ($B = 0$) решениями уравнения (3.36) являются функция (3.33) и $\omega = \omega_r$.

При наличии квазилокального состояния происходит перестройка спектра колебаний намагниченности электронов. Появляются две ветви спектра спиновых волн - низкочастотная $\omega_d(q)$ и высокочастотная $\omega_u(q)$. Они показаны на рис. 11, где изображен лишь один сектор (заштрихован), в котором существует затухание Ландау.

Низкочастотное решение уравнения (3.36) зависит от параметра $q_0 = [m\omega_0 I(g_+ - g_-)]^{1/2}$. Если $q < q_0$, это решение имеет вид

$$x = \frac{1}{3} \left[1 + \frac{2}{A} - 2 \left(1 - \frac{1}{A} \right) \cos \frac{\pi - \varphi}{3} \right], \quad (3.37)$$

где $\cos \varphi = 1 - \frac{27}{2} \left(\frac{B}{A} \right)^2 (1 - 1/A)^{-3}$.

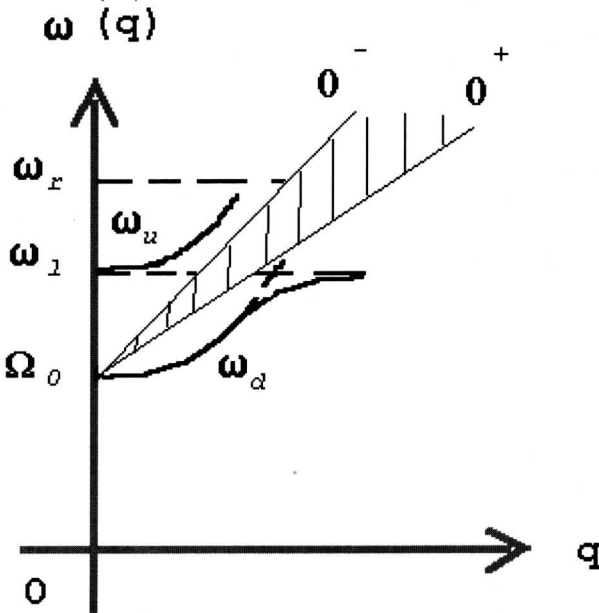


Рис. 11. Две ветви спектра квантовых спиновых волн.

Если же $q > q_0$, находим

$$x = \frac{1}{3} \left[1 + \frac{2}{A} + 2(1 - 1/A)ch\frac{\varphi}{3} \right], \quad (3.38)$$

где теперь

$$ch\varphi = 1 + \frac{27}{2} \left(\frac{B}{A} \right)^2 \left(\frac{1}{A} - 1 \right)^{-3}.$$

В длинноволновом пределе ($q \ll q_0$) из выражения (3.37) получаем

$$\omega_d(q) = \Omega_0 \left[1 + \frac{(1-B)q^2}{m\Omega_0 I} (g_+ - g_-)^{-1} \right]. \quad (3.39)$$

Квазилокальное состояние приводит к понижению частоты и групповой скорости квантовой спиновой волны со спектром (3.33). Если $q \gg q_0$, то с ростом q дисперсионная кривая (3.38) асимптотически приближается к предельной частоте

$$\omega_l = \omega_r \left[1 - \left(\frac{m^{3/2} I \Omega r_\downarrow n_i}{2^{3/2} \pi \omega_0^2 \omega_r^{1/2}} \right)^2 \right].$$

Низкочастотная ветвь спектра квантовых спиновых волн расположена в полосе $[\Omega_0, \omega_l]$, где затухание Ландау отсутствует. Затухание этой волны определяется столкновениями электронов с примесными атомами. Декремент затухания равен:

$$\gamma_d = \left[\nu(1-x) + \frac{\Gamma_-}{2} \left(\frac{1}{A} - x \right) \right] \left[1 - x + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{A} - x \right) \right]^{-1}, \quad (3.40)$$

где x равно (3.37) или (3.38) в зависимости от q/q_0 , а ν - частота релаксации спиновой намагниченности электронов, обусловленная потенциальным рассеянием на примесях. В длинноволновом пределе ($q \ll q_0$) из формулы (3.40) получаем

$$\gamma_d(q) = \nu + \frac{q^2 B}{2m\omega_0 I} (\nu - \Gamma_-) (g_+ - g_-)^{-1}.$$

Малые величины ν и Γ_- обеспечивают малость декремента по сравнению с частотой волны (3.39).

Спектр высокочастотной волны в длинноволновом пределе $qv_F \ll \omega_0$ может быть получен в квазиклассическом приближении для χ_0 :

$$\omega_u(q) = \omega_r \left\{ 1 - \left[a_0 b_0 \frac{\omega_0}{\omega_r} \left(1 + \frac{1}{3} b_0 \frac{q^2 v_F^2}{\omega_0^2} \right)^{-1} \right]^2 \right\}, \quad (3.41)$$

где

$$b_0 = \frac{|B_0| \omega_r}{\omega_0 + |B_0| \Omega_0},$$

a_0 - значение (3.35) при $n = N + 1$ и $q = 0$. Декремент этой волны равен

$$\gamma_u(q) = \Gamma_- + 2\nu a_0^2 b_0^3 \frac{\omega_0}{\omega_r}.$$

При $q \sim \omega_0 / v_0^-$ дисперсионная кривая (3.41) пересекает границу затухания Ландау, за пределами которой волна быстро затухает. Если $\omega > \omega_r$, вклад (3.34) становится, в основном, мнимым. Это означает, что спектр высокочастотной волны почти совпадает с (3.33). С ростом q дисперсионная кривая этой волны приближается к границе затухания Ландау $\omega = \Omega_0 + qv_N^+ + \omega_q$. В области $\omega \gtrsim \omega_r$ эта волна испытывает сильное затухание с декрементом

$$\gamma_u = \frac{B}{A} \left(\frac{\omega - \omega_r}{\omega_0} \right)^{-1/2}, \quad (3.42)$$

обусловленное резонансными переходами электронов $\varepsilon_r^\downarrow \rightarrow \varepsilon_{N+1}^\uparrow$, индуцированными магнитным полем спиновой волны.

Характеристики новых типов спиновых волн, рассмотренных в этой главе, зависят от параметров квазилокальных состояний - положений и ширин резонансов, вычетов амплитуды рассеяния электронов изолированными примесными атомами в полюсе.

В следующей главе мы рассмотрим метод магнитного рассеяния нейтронов, который удобен для экспериментального обнаружения этих волн.

ГЛАВА IV. МАГНИТНОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ В НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ С КВАЗИЛОКАЛЬНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ

4.1. Связь сечения магнитного рассеяния нейтронов с тензором динамической спиновой восприимчивости

Рассмотренные здесь спиновые волны как и волны в магнитоупорядоченных кристаллах [19,45,46,58,94-99], могут быть обнаружены в опытах с медленными нейтронами, а также в опытах по измерению сечения рассеяния света [100-102]. В этой главе мы выясним, как новые типы спиновых волн в неферромагнитных металлах, описанные в гл. III, проявляются в сечении рассеяния нейтронов.

Магнитное рассеяние нейтронов, рассматриваемое в этой главе, обусловлено взаимодействием магнитного момента нейтрона с током спинового намагничения коллективизированных электронов [45,97,99]. Пусть \hat{V} - гамильтониан этого взаимодействия. Оно вызывает переходы нейтрона $(\vec{k}m_s) \rightarrow (\vec{k}'m'_s)$ из начального состояния с волновым вектором \vec{k} и спиновым квантовым числом m_s в конечное состояние $(\vec{k}'m'_s)$. В борновском приближении вероятность перехода в единицу времени равна:

$$W_{\vec{k}m_s \rightarrow \vec{k}'m'_s} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{nn'} \rho_n \left| \langle n' | V_{\vec{k}\vec{k}'} | n \rangle \right|^2 \delta(E_n + \epsilon_{\vec{k}m_s} - E_{n'} - \epsilon_{\vec{k}'m'_s}), \quad (4.1)$$

где n - индекс стационарного состояния рассеивателя с энергией E_n , ρ_n - вероятность состояния $|n\rangle$, $V_{\vec{k}\vec{k}'}$ - матричный элемент оператора \hat{V} , собранный на состояниях нейтрона, $\epsilon_{\vec{k}m_s}$ - энергия нейтрона.

Если учесть разложение δ -функции в интеграл Фурье, выражение (4.1) может быть представлено в виде

$$W_{\vec{k}m_s \rightarrow \vec{k}'m'_s} = \frac{1}{\hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{\frac{i}{\hbar}(\epsilon_{\vec{k}'m'_s} - \epsilon_{\vec{k}m_s})t} \left\langle \hat{V}_{\vec{k}'m'_s, \vec{k}m_s}^+ \hat{V}_{\vec{k}'m'_s, \vec{k}m_s} (t) \right\rangle, \quad (4.2)$$

где

$$\hat{V}(t) = e^{\frac{i}{\hbar}\hat{H}t} \hat{V}(0) e^{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}t}$$

- гамильтониан взаимодействия в представлении Гейзенберга, \hat{H} - гамильтониан рассеивателя ($\hat{H}|n\rangle = E_n|n\rangle$), угловыми скобками обозначено усреднение с матрицей плотности рассеивателя, а также конфигурационное усреднение по положениям примесных атомов в образце. Чтобы получить дважды дифференциальное сечение

рассеяния нейтронов $\frac{d^2\sigma}{dO'd\epsilon'}$ в телесный угол dO' и интервал энергий $d\epsilon'$, необходимо умножить вероятность (4.2) на число нейтронных состояний с волновым вектором \vec{k}' в телесном угле dO' и с энергией ϵ' в интервале $d\epsilon'$, равное

$$\frac{Vm_n k' dO' d\epsilon'}{8\pi^3 \hbar^2}$$

(m_n - масса нейтрона, V - объем образца), и разделить на плотность потока падающих нейтронов $\hbar k / m_n V$:

$$\frac{d^2\sigma}{dO'd\epsilon'} = \frac{(m_n V)^2 k'}{(2\pi)^3 \hbar^5 k} \sum_{m_s, m'_s} P_{m_s} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\epsilon_{\vec{k}'m'_s} - \epsilon_{\vec{k}m_s})t\right] \times \\ \times \left\langle \hat{V}_{\vec{k}'m'_s, \vec{k}m_s}^+ \hat{V}_{\vec{k}'m'_s, \vec{k}m_s} (t) \right\rangle, \quad (4.3)$$

где P_{m_s} - вероятность того, что проекция спина нейтрона в падающем пучке равна m_s . Как обычно, в (4.3) выполнено усреднение по спиновым состояниям нейтрона в падающем пучке и суммирование по спиновым состояниям в рассеянном пучке. Видно, что (4.3) содержит фурье-компоненту коррелятора, собранного на операторах взаимодействия нейтрона с частицами мишени. Формула (4.3) применима и при наличии магнитного поля H . В этом случае

$$\epsilon_{km_s} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} + \gamma \frac{|e|\hbar}{2m_n c} m_s H,$$

где $m_s = \pm 1$, $\gamma = 1,913$ - гиромагнитное отношение для нейтрона. Энергия взаимодействия нейтрона с веществом состоит из двух основных частей: энергии ядерного взаимодействия с ядрами атомов и энергии магнитного взаимодействия с электронами [94-98]. Ограничимся рассмотрением магнитного взаимодействия магнитного поля, созданного магнитным моментом нейтрона, с током спинового намагничивания электронов проводимости. Векторный потенциал магнитного поля нейтрона в точке расположения электрона \vec{r}_e равен [97]

$$\vec{A}(\vec{r}_e) = \frac{[\vec{\mu}_n \times (\vec{r}_e - \vec{r})]}{|\vec{r}_e - \vec{r}|^3},$$

где $\vec{\mu}_n$ - магнитный момент нейтрона, находящегося в точке \vec{r} . Он равен

$$\vec{\mu}_n = -\gamma \frac{|e|\hbar}{2m_n c} \vec{\sigma}_n,$$

где $\vec{\sigma}_n$ - орт, направленный против $\vec{\mu}_n$. Оператор энергии взаимодействия нейтрона со спиновым током электронов равен [97]

$$\hat{V} = -\frac{1}{c} \int d^3 r_e \hat{J}(\vec{r}_e) \vec{A}(\vec{r}_e),$$

где \hat{J} - оператор плотности тока намагничивания. Переходя к компонентам Фурье по \vec{r}_e , получаем

$$\hat{V} = -\frac{1}{cV} \sum_{\vec{q}} \hat{J} \vec{A}(-\vec{q}),$$

где

$$\vec{A}(-\vec{q}, \vec{r}) = \int d^3 r_e e^{i\vec{q}\vec{r}_e} \frac{[\vec{\mu}_n (\vec{r}_e - \vec{r})]}{|\vec{r}_e - \vec{r}|^3}.$$

Вычислим матричные элементы оператора \hat{V} между состояниями нейтрона \vec{k} , \vec{k}' и рассеивателя n , n' . Учтем матричный элемент

оператора спинового тока [11]:

$$\vec{J}_{m'} = -c\mu\text{rot}(\psi_n^* \hat{\sigma} \psi_{n'}),$$

где ψ_n - волновая функция мишени, μ - магнитный момент электрона, $\hat{\sigma}$ - матрицы Паули. Тогда после несложных вычислений получаем:

$$\langle n' | V_{\vec{k}\vec{k}'} | n \rangle = -\frac{4\pi\hbar^2 \gamma_0}{m_n} \left\langle n' \left| \sum_e e^{i\vec{q}\vec{r}_e} \hat{S}_e \right| n \right\rangle [\vec{S}_n - \vec{e} \times (\vec{e} \vec{S}_n)], \quad (4.4)$$

где

$$r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$$

- классический радиус электрона, \sum_e - суммирование по электронам,

\vec{S}_e и \vec{S}_n - спиновые моменты электрона и нейтрона соответственно, $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$ - вектор рассеяния нейтрона, $\vec{e} = \vec{q}/q$. Подставляя матричный элемент (4.4) в формулы (4.1) и (4.3), находим

$$\frac{d^2\sigma}{dO'd\epsilon'} = \frac{(\gamma_0)^2 k'}{8\pi\hbar\mu^2 k} \sum_{\alpha\beta} (\delta_{\alpha\beta} - e_\alpha e_\beta) S_{\alpha\beta}(\vec{q}, \omega), \quad (4.5)$$

где

$$S_{\alpha\beta}(\vec{q}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle \hat{M}_\alpha(\vec{q}, t) \hat{M}_\beta(-\vec{q}, 0) \rangle,$$

$\hat{M}(\vec{q})$ - пространственная компонента Фурье оператора спиновой намагниченности электронов (2.4), $\hbar\omega = \epsilon - \epsilon'$. Формула (4.5) применима и в случае магнитоупорядоченного кристалла с локализованными магнитными моментами. В случае $|\vec{k}| = |\vec{k}'|$ из нее можно получить сечение брэгговского рассеяния, равное

$$(\gamma_0)^2 n^2 \sum_{\vec{b}} (1 - e_z^2) \delta_{\vec{q}\vec{b}} \delta(\hbar\omega).$$

Здесь $n = [n_+(0) - n_-(0)]/2$, $n_\sigma(\vec{q})$ - компонента Фурье плотности электронов с проекцией спина $\sigma = \pm 1$, \vec{b} - вектор обратной магнитной решетки.

Чтобы связать сечение (4.5) с тензором динамической спиновой восприимчивости электронов $\chi_{\alpha\beta}(\vec{q}, \omega)$, заметим, что коррелятор $S_{\alpha\beta}$ в (4.5) может быть заменен симметризованным выражением

$$S_{\alpha\beta}^S = \frac{1}{2}(S_{\alpha\beta} + S_{\beta\alpha}).$$

Сравнивая (4.5) с формулой Кубо (2.14), находим связь сечения магнитного рассеяния нейтронов с тензором $\chi_{\alpha\beta}$:

$$\frac{d^2\sigma}{dO'd\epsilon'} = \frac{(\gamma_0)^2 V k'}{4\pi\mu^2 k} (1 - e^{-\beta\hbar\omega})^{-1} \sum_{\alpha\beta} (\delta_{\alpha\beta} - e_\alpha e_\beta) \text{Im} \chi_{\alpha\beta}^S(\vec{q}, \omega). \quad (4.6)$$

Здесь β - обратная температура. В частности, если вектор рассеяния \vec{q} перпендикулярен магнитному полю [$\vec{e} = (1, 0, 0)$], легко получить

$$\sum_{\alpha\beta} (\delta_{\alpha\beta} - e_\alpha e_\beta) \chi_{\alpha\beta}^S = \chi_{yy}^S + \chi_{zz}^S.$$

Если же $\vec{q} \parallel \vec{H}$ [$\vec{e} = (0, 0, 1)$], то

$$\sum_{\alpha\beta} (\delta_{\alpha\beta} - e_\alpha e_\beta) \chi_{\alpha\beta}^S = \chi_+ + \chi_- ,$$

где

$$\chi_{\pm} = \chi_{xx} \pm i\chi_{yx}$$

- циркулярные компоненты тензора восприимчивости. В результате из формулы (4.6) в случае $\vec{q} \parallel \vec{H}$ находим:

$$\frac{d^2\sigma}{dO'd\epsilon'} = \frac{(\gamma_0)^2 V k'}{4\pi\mu^2 k} (1 - e^{-\beta\hbar\omega})^{-1} \text{Im}[\chi_+(\vec{q}, \omega) + \chi_-(\vec{q}, \omega)]. \quad (4.7)$$

Особенности восприимчивости, описанные в гл. II, могут быть обнаружены в опытах с медленными нейтронами.

4.2. Магнитное рассеяние нейтронов на спиновых волнах в неферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов

Результаты, изложенные в этом параграфе, опубликованы в работах [48, 103-105].

В предыдущем параграфе показано, что дважды дифференциальное

сечение неупругого магнитного рассеяния нейтронов электронной подсистемой проводника содержит спиновый вклад:

$$\frac{d^2\sigma}{dO'd\epsilon'} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\gamma_0}{\mu} \right)^2 V(n_\omega + 1) \frac{p'}{p} \text{Im}[\chi_+(\vec{q}, \omega) + \chi_-(\vec{q}, \omega)], \quad (4.8)$$

где

$$\begin{aligned} \hbar\vec{q} &= \vec{p} - \vec{p}', \\ \hbar\omega &= \frac{1}{2m_n} (p^2 - p'^2) \end{aligned}$$

- изменение импульса и энергии нейтрона в результате рассеяния, χ_+ и χ_- - циркулярные компоненты динамической спиновой восприимчивости электронов,

$$n_\omega = \frac{1}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1}$$

- функция Планка, V - объем рассеивателя. Предполагается, что вектор рассеяния $\vec{q} \parallel \vec{H}$. Компоненты χ_+ и χ_- относятся к переходам электронов с перебросом спина $\uparrow \rightarrow \downarrow$ и $\downarrow \rightarrow \uparrow$ соответственно.

Рассмотренные в главе II особенности восприимчивости непосредственно проявляются в сечении рассеяния. Нас интересует поведение сечения, как функции ω , вблизи частот переходов электронов между квазилокальным уровнем и уровнями Ландау. В приближении хаотических фаз (ПХФ) циркулярная компонента динамической спиновой восприимчивости равна:

$$\frac{\chi_-(\vec{q}, \omega)}{1 - \frac{I}{2\mu^2} \chi_-(\vec{q}, \omega)}. \quad (4.9)$$

Функция $\chi_-(\vec{q}, \omega)$ с учетом квазилокальных состояний и магнитного поля вычислена в п. 2.2. Из формулы (4.9) видно, что особенности восприимчивости могут быть двух типов. Первый тип присутствует и в случае $I = 0$. Он обусловлен числителем в (4.9). За счет числителя мы получаем вклад одночастичных возбуждений с перебросом спина в сечение рассеяния нейтронов. Ниже будет рассмотрен этот вклад вблизи частот переходов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау. Другой тип особенностей восприимчивости (4.9)

связан с нулями знаменателя. Они соответствуют коллективным возбуждениям электронов - спиновым волнам. Вычислим сечение (4.8) в областях существования рассмотренных в п. 3.1, 3.2 спиновых волн.

Из (4.9) следует, что

$$\operatorname{Im} \frac{\chi}{1 - \frac{I}{2\mu^2} \chi} = \left[\chi' \frac{I}{2\mu^2} \chi'' + \chi'' \left(1 - \frac{I}{2\mu^2} \chi' \right) \right] \times \left[\left(1 - \frac{I}{2\mu^2} \chi' \right)^2 + \left(\frac{I}{2\mu^2} \chi'' \right)^2 \right]^{-1}, \quad (4.10)$$

где $\chi = \chi' + i\chi''$, а индексы "+" и "-" у восприимчивости опущены. Это выражение имеет резкий максимум там, где

$$1 - \frac{I}{2\mu^2} \chi'_-(\vec{q}, \omega) = 0, \quad (4.11)$$

а χ'' мало, т.е. в области существования слабозатухающих спиновых волн. Решения дисперсионного уравнения (4.11) $\omega(q)$ рассмотрены в п. 3.1, 3.2. Левая часть уравнения (4.11) вблизи нуля $\omega(q)$ может быть представлена в виде

$$1 - \frac{I}{2\mu^2} \chi'_-(q, \omega) \approx [\omega - \omega(q)] \frac{I}{2\mu^2} \left[-\frac{d}{d\omega} \chi'_-(q, \omega) \right]_{\omega=\omega(q)}.$$

Подставляя это выражение в (4.10), вблизи точки $\omega = \omega(q)$ получаем

$$\operatorname{Im} \chi^{\text{пхф}}(q, \omega) \approx \frac{\chi''(q, \omega(q))}{\left(-\frac{I}{2\mu^2} \frac{d}{d\omega} \chi' \right)_{\omega_q}^2 \left[(\omega - \omega(q))^2 + \left(\frac{\chi''}{\frac{d}{d\omega} \chi'} \right)_{\omega_q}^2 \right]},$$

где учтено (4.11). Это выражение может быть записано так:

$$\operatorname{Im} \chi_-^{\text{пхф}}(q, \omega) \approx \frac{4\mu^4}{I^2} \cdot \frac{1}{\left| \left(\frac{d\chi'_-}{d\omega} \right)_{\omega_q} \right|} \cdot \frac{\gamma_q}{(\omega - \omega_q)^2 + \gamma_q^2}, \quad (4.12)$$

где

$$\gamma_q = \frac{\chi''[q, \omega(q)]}{\left| \left(\frac{d}{d\omega} \chi'(q, \omega) \right)_{\omega_q} \right|} \quad (4.13)$$

- декремент затухания спиновой волны. Подставляя (4.12) в формулу (4.8), получим дифференциальное сечение рассеяния нейтронов, сопровождающееся рождением магнона с энергией $\hbar\omega(q)$ и переброном спина электрона $\downarrow \rightarrow \uparrow$. Аналогично можно рассмотреть вклад процессов с переброном спина $\uparrow \rightarrow \downarrow$. Выясним, как ведет себя сечение (4.8) в области существования новых ветвей спектра спиновых волн, рассмотренных в п. 3.1, 3.2.

Как уже отмечалось, сечение магнитного рассеяния медленных нейтронов спиновым током в нормальных металлах связано с динамической спиновой восприимчивостью электронов проводимости [45,97,99]. Восприимчивость неферромагнитных металлов с квазилокальными состояниями электронов на изолированных немагнитных примесных атомах в отсутствие магнитного поля рассматривалась в работе [59]. Показано, что вызванные переменным магнитным полем переходы электронов между квазилокальными и зонными состояниями приводят к особенностям динамической спиновой восприимчивости. В квантующем магнитном поле эти особенности усиливаются [33]. Резонансные переходы электронов с квазилокальных уровней на уровни Ландау приводят к корневым особенностям восприимчивости, воспроизводящим особенности плотности электронных состояний. На этих особенностях формируются новые ветви спектра коллективных возбуждений спиновой системы металла. Особенности восприимчивости должны проявляться в сечении неупругого магнитного рассеяния нейтронов. В энергетическом спектре рассеянных нейтронов должны наблюдаться максимумы, когда переданная нейтроном энергия равна резонансной частоте. Это относится не только к металлам с собственными квазилокальными состояниями электронов [6], существующими и в отсутствие магнитного поля, но и с магнитопримесными уровнями [33].

Ниже приведены результаты вычисления сечения неупругого магнитного рассеяния медленных нейтронов спиновым током в

нормальных металлах с квазилокальными состояниями электронов при наличии квантующего магнитного поля. Модель и метод расчета описаны в [33,59]. Предполагается, что $\hbar\omega$ превышает суммарную ширину уровней, участвующих в переходах, а вектор рассеяния \vec{q} параллелен постоянному магнитному полю \vec{H} . Температура рассеивателя предполагается малой по сравнению с энергией перехода.

Частоты резонансных переходов электронов между квазилокальным уровнем $\varepsilon_{r,\downarrow} = \varepsilon_r - \mu H$ (индексы $\uparrow\downarrow$ соответствуют ориентации спина вдоль и против поля \vec{H}) и уровнями Ландау, сопровождающихся перебросом спина, равны

$$\omega_m = \omega_0 + \Omega_0 + n\Omega, \quad (4.14)$$

где $\omega_0 = \varepsilon_L - \varepsilon_r$ ($\varepsilon_{L\uparrow} = \varepsilon_L + \mu H$ - ближайший к энергии Ферми ε_F свободный уровень Ландау), Ω_0 - частота спинового резонанса, Ω - циклотронная частота, $n = 0, 1, \dots$ - номер резонанса. В окрестности частоты (4.14) циркулярная компонента восприимчивости $\chi_-(q, \omega)$ равна $\chi = \chi_0 + \delta\chi$, где χ_0 - известный вклад [84], а $\delta\chi$ - резонансная часть, связанная с рассматриваемыми переходами электронов. Она равна (3.4). Это выражение приводит к дополнительным максимумам в энергетическом спектре рассеянных нейтронов, лежащим выше секторов Стонера. Эти максимумы обусловлены одночастичными возбуждениями локализованных электронов с перебросом спина. Безразмерное дважды дифференциальное сечение рассеяния в телесный угол dO и интервал энергий $d\omega$

$$h = \frac{d^2\sigma}{dO d\omega} \cdot \frac{4\pi}{\chi_p} \left(\frac{\mu}{1,9r_0} \right)^2, \quad (4.15)$$

как функция ω , имеет максимумы на частотах (4.14). Величина n -го максимума равна

$$h_n = a_n \left(\frac{\hbar\omega_m}{2\Gamma_-} \right)^{1/2}. \quad (4.16)$$

Максимумы асимметричны, смещены в область высоких частот. С ростом n величина (4.16) убывает пропорционально n^{-2} . Отметим,

что резонансные переходы электронов $\downarrow \rightarrow \uparrow$ между ближайшим к ε_F заполненным уровнем Ландау и расположенным выше ε_F свободным квазилокальным уровнем приводят при $\varepsilon_r < \varepsilon_L$ (но $\varepsilon_{r\downarrow} > \varepsilon_{L\uparrow}$) к аналогичному максимуму сечения на частоте $\Omega_0 - |\varepsilon_r - \varepsilon_L|$, лежащей ниже центрального сектора Стонера. Этот максимум смещен в область низких частот.

Учтем электрон-электронное взаимодействие в приближении хаотических фаз. В этом приближении появляются новые ветви спектра коллективных возбуждений спиновой системы неферромагнитного металла, лежащие вне стонеровских секторов. Они аналогичны поперечным магнитопримесным спиновым волнам [33]. Эти волны слабо затухают за счет столкновений электронов в узких полосах прозрачности, лежащих ниже резонансных частот (4.14). Закон дисперсии и декремент затухания спиновых волн в n -й полосе равны (3.9) и (3.10).

Сечение рассеяния нейтронов с возбуждением кванта спиновой волны со спектром (3.9), как функция ω , имеет лоренцевские максимумы на частотах спиновых волн. В окрестности n -го максимума

$$\frac{d^2\sigma_n}{d\Omega d\omega} = \frac{(1,9r_0)^2 \Delta\omega_n \left(\frac{\Delta\omega_n}{\omega_m}\right)^{1/2}}{I^2 g_F a_n} \frac{1}{\pi} \times \\ \times \gamma_n(q) \left\{ [\omega - \omega_n(q)]^2 + [\gamma_n(q)]^2 \right\}^{-1}, \quad (4.17)$$

где $\Delta\omega_n$ - ширина полосы прозрачности (3.12). Максимальное значение сечения (4.17) равно

$$h_n = \frac{2}{(I g_F)^2 a_n} \left(\frac{\Delta\omega_n}{\omega_m}\right)^{1/2} \frac{\Delta\omega_n}{\gamma_n}. \quad (4.18)$$

Ширина максимума совпадает с декрементом затухания спиновых волн (3.10). С ростом n величина максимума (4.18) убывает пропорционально n^{-4} , а его ширина стремится к постоянному пределу Γ_- .

Как уже отмечалось, квазилокальные состояния электронов ниже границы Ферми в отсутствие магнитного поля наблюдались в Вi с

примесями Sn и Pb [87]. Используя параметры спектра V_i , а также характеристики квазилокальных состояний, приведенные в [87], находим отношение величины первого ($n = 0$) максимума (4.16) при $n_i = 10^{-2}$ ат. %, $H = 10^3$ Э к максимальному значению $\text{Im}(\chi_0 / \chi_p)$ при спиновом резонансе: $24,2(\nu_2 / \Omega_0)$. Если взять $Ig_F = 0,1$, отношение h_0 (4.18) к максимальному значению сечения рассеяния с возбуждением квазиклассических волн Силина [99] будет равно $142,4(\nu_2 / \Omega_0)$. Отношение величины первого максимума (4.18) к (4.16) оказывается равным 5,4. Для расчетов мы использовали вычет r в модели гауссова сепарабельного потенциала [88].

Рассмотрим случай, когда вектор рассеяния \vec{q} ориентирован под углом к \vec{H} . Как уже отмечалось, дифференциальное сечение магнитного рассеяния нейтронов на флуктуациях спиновой намагниченности коллективизированных электронов связано с антиэрмитовой частью тензора восприимчивости [96-99]. Особенности восприимчивости непосредственно проявляются в спектре рассеянных нейтронов. На кривой зависимости сечения рассеяния от передачи энергии нейтрона $\hbar\omega = \varepsilon - \varepsilon'$ присутствуют максимумы, обусловленные одночастичными стонеровскими возбуждениями электронов. Они расположены вблизи энергий $\hbar\omega = \hbar(\Omega_0 + n\Omega)$ и ограничены секторами Стонера [99]. В металлах с квазилокальными состояниями существуют дополнительные максимумы, связанные с возбуждениями локализованных на примесях электронов магнитным полем нейтрона. Максимумы за счет переходов электронов $\downarrow \rightarrow \uparrow$ расположены в точках (4.14), на величину ω_0 выше углов секторов Стонера. Они асимметричны, характер асимметрии максимума зависит от типа перехода. Например, в случае переходов с квазилокального уровня на уровни Ландау максимумы смещены в область высоких энергий, а в случае переходов с уровней Ландау на квазилокальный уровень - в область низких энергий. Серия максимумов, обусловленных переходами $\uparrow \rightarrow \downarrow$, расположена в точках

$$\omega_m = \omega_0 - \Omega_0 + n\Omega. \quad (4.19)$$

В зависимости от отношения ω_0 / Ω_0 они могут находиться как выше,

так и ниже секторов Стонера.

Дифференциальное сечение рассеяния нейтронов в интервале энергий $d\varepsilon'$ в телесный угол dO' , отнесенное к единице объема образца, в окрестности энергий $\hbar\omega_m$ (4.19) равно

$$\frac{d^2\sigma_n}{d\varepsilon'dO'} = \frac{\chi_p}{8\pi} \left(\frac{1,9r_0}{\mu} \right)^2 \frac{k'}{k} (n_\omega + 1)(1 + \cos^2 \alpha) a_n^+ \times \\ \times \operatorname{Re} \left(\frac{\omega_m}{\omega - \omega_m + i\Gamma_+ / \hbar} \right)^{1/2}, \quad (4.20)$$

где α - угол рассеяния нейтронов.

На рис.12 приведена зависимость безразмерного сечения рассеяния

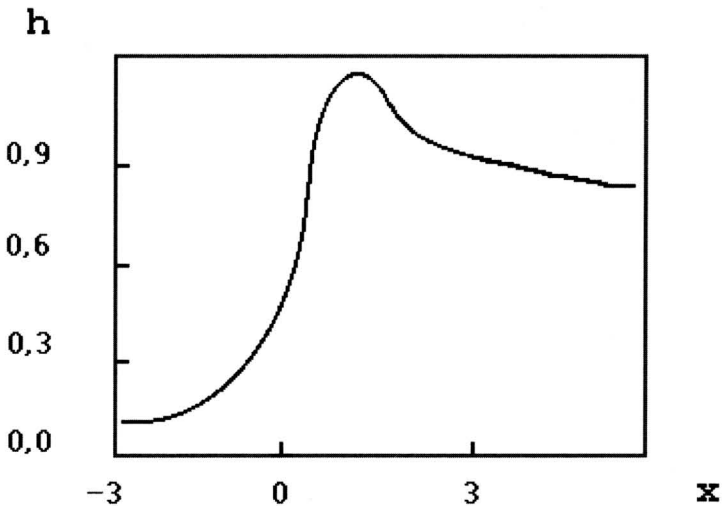


Рис. 12. Зависимость сечения рассеяния нейтронов от величины потери энергии вблизи частоты ω_m .

$$h = \frac{d^2\sigma_n}{d\varepsilon'dO'} \left[\frac{\chi_p}{4\pi} \left(\frac{1,9r_0}{\mu} \right)^2 a_n^+ \left(\frac{\omega_m}{2\Gamma_+ / \hbar} \right)^{1/2} \right]^{-1}$$

от $x = \hbar(\omega - \omega_m) / \Gamma_+$ при $\alpha = 0$. Сечение рассеяния вблизи частот

переходов с уровней Ландау на квазилокальный уровень может быть получено заменой резонансного знаменателя в выражении (4.20) на $(\omega_m - \omega - i\Gamma_- / \hbar)$, индексов "+, ↑" на "-", ↓" у характеристик квазилокального состояния и изменением сил осцилляторов, описанным в [71].

Сечение рассеяния нейтронов имеет также максимумы в точках

$$\omega_n = \omega_0 + n\Omega .$$

Они обусловлены особенностями продольной восприимчивости на частотах переходов без изменения ориентации спина электрона. Вблизи этих частот вследствие переходов с квазилокального уровня на уровни Ландау получаем

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_n}{d\varepsilon'dO'} &= \frac{\chi_P}{8\pi} \left(\frac{1,9r_0}{\mu} \right)^2 \frac{k'}{k} (n_\omega + 1) \sin^2 \alpha \times \\ &\times \operatorname{Re} \sum_{\pm} a_n^{\pm} \left(\frac{\omega_n}{\omega - \omega_n + i\Gamma_{\pm} / \hbar} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (4.21)$$

где

$$a_n^{\pm} = \frac{\pi\Omega r_{\uparrow} n_i}{2\varepsilon_F^{1/2} \omega_n^{5/2}} [f(\varepsilon_{r_{\uparrow}}) - f(\varepsilon_{r_{\downarrow}} + \hbar\omega_n)].$$

Максимумы в выражении (4.21) смещены в область высоких частот. Отношение максимального значения сечения рассеяния при $n = 0$ к максимуму сечения рассеяния на квазиклассических волнах Силина [99] равно $a_0(\nu_2 / \Omega_0)(\hbar\omega_0 / \Gamma)^{1/2}$. Для магнитопримесных состояний в висмуте с примесями Те при $n_i / n_e = 10^{-2}$, $\nu_2 = 10^8 \text{ с}^{-1}$, $H = 10^4 \text{ Э}$ это отношение равно 0,013.

С ростом n величины максимумов сечений, определяемых выражениями (4.20), (4.21), убывают пропорционально n^{-2} . В случае переходов с уровней Ландау на квазилокальный уровень необходимо изменить знак резонансного знаменателя в (4.21), что приводит к серии максимумов, смещенных в область низких энергий.

Помимо максимумов, обусловленных одночастичными возбуждениями, в энергетическом спектре рассеянных нейтронов присутствуют лоренцевские линии, связанные с рассеянием на

спиновых волнах. Сечение рассеяния с испусканием кванта рассмотренных в гл. III поперечных спиновых волн равно

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_n}{d\varepsilon'dO'} &= \frac{\chi_P}{4\pi} \left(\frac{1,9r_0}{\mu Ig_F} \right)^2 \frac{k'}{k} (n_\omega + \\ &+ 1)(1 + \cos^2 \alpha) \frac{\omega_m}{a_n} \left(\frac{\Delta\omega_n}{\omega_m} \right)^{3/2} \gamma_n(q) \times \\ &\times \{ [\omega - \omega_n(q)]^2 + \gamma_n^2(q) \}^{-1}. \end{aligned} \quad (4.22)$$

Максимумы этого выражения расположены внутри полос прозрачности, а их ширины совпадают с декрементом затухания волн. Вместе с максимумами в области $\omega < 0$, связанными с поглощением волн, они образуют сателлиты, расположенные симметрично относительно несмещенной линии $\omega = 0$. Экспериментальное обнаружение этих сателлитов позволило бы определить $\omega_n(q)$ и $\gamma_n(q)$ новых волн. Отношение величины максимума выражения (4.21) к максимальному значению сечения рассеяния с возбуждением волн Силина [99] в случае узкого квазилокального уровня ($\Gamma \ll (\omega_m / \omega_n)^2 (\Delta\omega_n / \omega_m)^{3/2} \frac{\hbar v_2}{a_n}$) равно

$$C_n = \omega_n^2 / \Omega_0 \omega_m I^2 g_F^2.$$

Если подставить сюда типичные значения

$$Ig_F = 0,3; \quad \omega_0 / \Omega_0 = 0,1,$$

то получим $C_0 = 0,1$. С ростом n отношение C_n убывает пропорционально n^{-2} .

Приведенные оценки показывают, что несколько ветвей предсказанных в работе спиновых волн в неферромагнитных металлах могут быть обнаружены в опытах с медленными нейтронами. Что касается новых ветвей спектра волн, то они могут существовать и в ферромагнитных металлах, последовательная теория которых с учетом ферми-жидкостных эффектов (без квазилокальных состояний электронов) развита в работах [106-108].

ГЛАВА V. СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ СИЛИНА В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ

5.1. Динамическая спиновая восприимчивость двумерного электронного газа с примесными состояниями электронов

Реакция двумерного электронного газа [109] на слабое переменное магнитное поле характеризуется тензором динамической спиновой восприимчивости $\chi(\vec{q}, \omega)$, зависящим от волнового вектора \vec{q} и частоты поля ω . Особенности восприимчивости на комплексной плоскости частоты ω определяют спектр и затухание магнитных возбуждений системы. Восприимчивость позволяет получить спектр флуктуаций спиновой намагниченности двумерного электронного газа, сечение магнитного рассеяния нейтронов током спиновой намагниченности электронов проводимости и другие величины.

Вычислению спиновой восприимчивости двумерных электронных систем посвящено большое количество работ. Результаты вычислений статической восприимчивости свободного электронного газа в магнитном поле, перпендикулярном плоскости движения электронов, содержатся в работе [110]. Кулоновское взаимодействие электронов учтено в [111]. Точное выражение для динамической спиновой восприимчивости, а также функции реакции плотность – плотность свободного вырожденного двумерного электронного газа приведены в работах [109,112]. Квантующее магнитное поле учтено в [113]. Высокочастотная асимптотика спиновой восприимчивости двумерной ферми-жидкости получена в работе [114]. Влияние примесных атомов, потенциально рассеивающих электроны проводимости, на восприимчивость рассмотрено в [115]. Обзор свойств двумерных неупорядоченных систем в магнитном поле приведен в [116].

Будучи чувствительной к динамике электронов проводимости, спиновая восприимчивость испытывает влияние примесных атомов в системе. В частности, примесные состояния электронов должны сказываться на восприимчивости и связанных с ней величинах. Учет этих состояний актуален, поскольку в двумерном случае примесный

атом, как угодно слабо притягивающий электроны, образует связанное состояние. Соответствующий локальный уровень расположен у нижнего края двумерной зоны проводимости. В магнитном поле происходит «размножение» локальных уровней. Они существуют как в поле притягивающих, так и отталкивающих рассеивателей. Локальные уровни расположены между уровнями Ландау [117].

Здесь рассматривается влияние локальных состояний на высокочастотную спиновую восприимчивость двумерного электронного газа при низких температурах. Использован метод локальных возмущений [6], примененный ранее [118] для расчета тензора проводимости. Предполагается, что частота поля ω велика по сравнению с частотой столкновений электронов.

Как и в п. 2.2, для вычисления тензора спиновой восприимчивости используем формулу Кубо

$$\chi_{\alpha\beta}(\vec{q}, \omega) = i \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle [M_{\alpha}(\vec{q}, t), M_{\beta}(-\vec{q}, 0)] \rangle, \quad (5.1)$$

где $\vec{M}(\vec{q}, t)$ - пространственная компонента Фурье гейзенберговского оператора спиновой намагниченности двумерных электронов; квадратными скобками обозначен коммутатор операторов, а угловыми – гиббсовское усреднение и усреднение по конфигурациям примесных атомов; $\alpha, \beta = x, y$; площадь образца и квантовая постоянная приняты равными единице. Оператор спиновой намагниченности в представлении вторичного квантования имеет вид

$$M_{\alpha}(\vec{q}) = -\mu \sum_{\vec{p}s's'} \sigma_{s's'}^{\alpha} a_{(\vec{p}-\vec{q})s'}^{\dagger} a_{\vec{p}s}, \quad (5.2)$$

где μ - магнитный момент электрона; \vec{p} и s - импульс и спиновое квантовое число; $a_{\vec{p}s}$ и $a_{\vec{p}s}^{\dagger}$ - операторы уничтожения и рождения электронов в состоянии $|\vec{p}s\rangle$; σ^{α} - матрицы Паули. Подставляя выражение (5.2) в формулу (5.1), получаем связь тензора восприимчивости с компонентой Фурье запаздывающей двухэлектронной функции Грина. Для вычисления последней используем метод температурных функций Грина [41].

В одноэлектронном приближении двухчастичная функция Грина сводится к произведению двух одночастичных гриновских функций, усредненному по конфигурациям примесных атомов. Если пренебречь

вершинными поправками [41], то это среднее сведется к произведению средних одночастичных функций Грина. Используя их спектральные представления [41], получаем для тензора (5.1) выражение [119]

$$\chi_{\alpha\beta}(\vec{q}, \omega) = -\mu^2 \sum_{\vec{p}ss'} \sigma_{s's}^\alpha \sigma_{ss'}^\beta \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon' \frac{f(\varepsilon) - f(\varepsilon')}{\varepsilon - \varepsilon' - \omega - i0} \rho_s(\vec{p}, \varepsilon) \rho_{s'}(\vec{p} - \vec{q}, \varepsilon'), \quad (5.3)$$

в котором $f(\varepsilon)$ - функция Ферми; $\rho_s(\vec{p}, \varepsilon)$ - спектральная плотность одноэлектронной функции Грина, усредненной по конфигурациям примесей. В чистом образце она равна

$$\rho_0(\vec{p}, \varepsilon) = \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}}),$$

где $\varepsilon_{\vec{p}} = p^2/2m$, m - эффективная масса электрона.

Одночастичная функция Грина G связана с оператором рассеяния T электронов примесными центрами соотношением [6]

$$G = G_0 + G_0 T G_0, \quad (5.4)$$

где G_0 - функция Грина свободных электронов. Точное выражение для среднего значения оператора рассеяния электронов короткодействующими примесными атомами в одноцентровом приближении известно [6]. Следовательно, спектральная плотность средней функции Грина (5.4) может быть представлена в виде $\rho = \rho_0 + \delta\rho_i$, где $\delta\rho_i$ - примесная добавка. В линейном приближении по плотности примесных атомов n_i она пропорциональна n_i . В результате $\chi = \chi_0 + \delta\chi_i$, где χ_0 - тензор спиновой восприимчивости чистого образца, а $\delta\chi_i$ - примесный вклад. Он равен $\delta\chi_{\alpha\beta}^{(i)} = \delta\chi_i \delta_{\alpha\beta}$, где

$$\delta\chi_i(\vec{q}, \omega) = -2\mu^2 \sum_{\vec{p}} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \delta\rho_i(\vec{p}, \varepsilon) [f(\varepsilon) - f(\varepsilon_{\vec{p}+\vec{q}})] \times \\ \times \left(\frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}+\vec{q}} - \omega - i0} + \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}+\vec{q}} + \omega + i0} \right). \quad (5.5)$$

Из формулы (5.4) видно, что функция G имеет дополнительные

особенности, связанные с особенностями оператора рассеяния. Им соответствуют локальные уровни энергии электронов на изолированных примесных атомах. Вклад локальных уровней в спектральную плотность средней функции Грина равен

$$\delta\rho(\vec{p}, \varepsilon) = |v_0| n_l (\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}})^{-2} \delta[1 - v_0 F(\varepsilon)], \quad (5.6)$$

где v_0 - константа, характеризующая интенсивность короткодействующего примесного потенциала; $F(\varepsilon)$ - функция, входящая в уравнение Лифшица [6] $1 - v_0 F(\varepsilon) = 0$ для локальных уровней. Из формулы (5.6) видно, что спектральная плотность имеет дельтаобразные максимумы на локальных уровнях:

$$\delta\rho(\vec{p}, \varepsilon) = n_l \sum_l r_l (\varepsilon_p - \varepsilon_l)^{-2} \delta(\varepsilon - \varepsilon_l), \quad (5.7)$$

где ε_l - положение l -го локального уровня;

$$r_l = \left| \frac{dF(\varepsilon)}{d\varepsilon} \Big|_{\varepsilon=\varepsilon_l} \right|^{-1}$$

- вычет амплитуды рассеяния электронов изолированным примесным центром в полюсе ε_l . В случае мелкого ($m|v_0| \ll 1$) локального уровня он равен

$$r = 2\pi | \varepsilon_l | / m.$$

Из формул (5.5) и (5.7) находим вклад локальных уровней в высокочастотную спиновую восприимчивость:

$$\begin{aligned} \delta\chi(\vec{q}, \omega) &= 2\mu^2 n_l \sum_{\vec{p}l} r_l (\varepsilon_{\vec{p}-\vec{q}} - \varepsilon_l)^{-2} [f(\varepsilon_{\vec{p}}) - f(\varepsilon_l)] \times \\ &\times \left(\frac{1}{\varepsilon_l - \varepsilon_{\vec{p}} - \omega - i0} + \frac{1}{\varepsilon_l - \varepsilon_{\vec{p}} + \omega + i0} \right). \end{aligned} \quad (5.8)$$

Как и следовало ожидать, вещественная часть этого выражения является четной функцией частоты, а мнимая - нечетной.

Если в энергетическом спектре системы присутствует лишь один локальный уровень, расположенный у нижнего края двумерной зоны проводимости, из формулы (5.8) после интегрирования по направлениям вектора \vec{p} получаем

$$\delta\chi(q, \omega) = 4\pi m \mu^2 r n_l \times$$

$$\begin{aligned} & \times \int_0^{\infty} d\varepsilon [f(\varepsilon) - f(\varepsilon_l)] \left[\frac{1}{\varepsilon_l - \varepsilon + \omega + i0} + \frac{1}{\varepsilon_l - \varepsilon - \omega - i0} \right] \times \\ & \times |\varepsilon - \varepsilon_l + \varepsilon_q| [(\varepsilon - \varepsilon_l + \varepsilon_q)^2 - 4\varepsilon\varepsilon_q]^{-3/2}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

В случае слабой пространственной дисперсии ($\varepsilon_q \ll |\varepsilon_l|$) можно ограничиться разложением вещественной части функции (5.9) в ряд по степеням $\varepsilon_q / \varepsilon_l$. Тогда для вырожденных электронов с учетом членов порядка q^2 находим

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \delta\chi(q, \omega) = & 4\pi m \mu^2 r n_i \omega^{-2} \times \\ & \times \left\{ \left[1 - \frac{4\varepsilon_q}{\omega} \left(1 - \frac{3\varepsilon_l}{2\omega} \right) \right] \ln \left| \frac{\varepsilon_F - \varepsilon_l}{\omega + \varepsilon_F - \varepsilon_l} \right| + \frac{4\varepsilon_q}{\varepsilon_l} \left(1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_l} \right)^{-1} \times \right. \\ & \left. \left[1 - \frac{3}{4} \left(1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_l} \right)^{-1} \right] \right\} + (\omega \rightarrow -\omega), \end{aligned} \quad (5.10)$$

где ε_F - энергии Ферми, а через $(\omega \rightarrow -\omega)$ обозначено слагаемое, которое получается из предыдущего изменением знака частоты. Функция (5.10) имеет логарифмическую особенность на пороговой частоте $\varepsilon_F + |\varepsilon_l|$ активации локализованных на примесях электронов переменным магнитным полем. Примесное поглощение энергии переменного поля имеет порог на этой частоте.

Мнимая часть (5.9) при любой степени вырождения электронов и любом q равна

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \delta\chi(q, \omega) = & 4\pi^2 m \mu^2 r n_i |\omega_{\pm}| \theta(\omega + \varepsilon_l) [f(\varepsilon_l) - \\ & - f(\varepsilon_l + \omega)] [\omega_{\pm}^2 - 4\varepsilon_q(\omega + \varepsilon_l)]^{-3/2} - (\omega \rightarrow -\omega), \end{aligned} \quad (5.11)$$

где $\omega_{\pm} = \omega \pm \varepsilon_q$; θ - функция Хевисайда. При конечной температуре выражение (5.11) имеет порог на частоте $\omega_g = |\varepsilon_l|$ активации локального уровня. По мере понижения температуры порог смещается в точку $\varepsilon_F + |\varepsilon_l|$ в соответствии с принципом Паули. При переходе через пороговую частоту мнимая часть восприимчивости (5.11)

испытывает скачок, равный (при $q = 0$) $4\pi^2 m \mu^2 r n_i \omega_g^{-2}$. С ростом частоты выражение (5.11) убывает пропорционально ω^{-2} . Учет конечной ширины локального уровня приводит, естественно, к размытию скачка.

Метод локальных возмущений, использованный выше, применим и в том случае, когда двумерный электронный газ находится в квантующем магнитном поле, перпендикулярном плоскости $z = 0$, в которой движутся электроны. В этом случае электроны располагаются на уровнях Ландау и отщепленных от них локальных уровнях. Для расчета тензора спиновой восприимчивости такой системы удобно использовать представление Ландау. В частности, пространственная компонента Фурье оператора спиновой намагниченности в этом представлении имеет вид

$$M_\alpha(\vec{q}) = -\mu \sum_{v'v's's'} \sigma_{s's'}^\alpha I_{v'v}(-\vec{q}) a_{v's'}^+ a_{vs},$$

где v - набор орбитальных квантовых чисел электрона в магнитном поле; $I_{v'v}(\vec{q}) = \langle v | e^{i\vec{q}\vec{r}} | v' \rangle$ - матричные элементы плоской волны в базисе Ландау.

В результате преобразований, описанных выше, получаем вклад локальных уровней в тензор высокочастотной спиновой восприимчивости двумерных электронов:

$$\begin{aligned} \delta\chi_{\alpha\beta}(q, \omega) &= \frac{m\mu^2 \omega_c n_i}{2\pi} \sum_{km's's'} r_{ks} \times \\ &\times \frac{\varphi_{m'}^2(q)}{(\varepsilon_{ns} - \varepsilon_{ks}^l)^2} [f(\varepsilon_{n's'}) - f(\varepsilon_{ks}^l)] \times \\ &\times \left(\frac{\sigma_{ss'}^\alpha \sigma_{s's}^\beta}{\varepsilon_{ks}^l - \varepsilon_{n's'} + \omega + i0} + \frac{\sigma_{s's'}^\alpha \sigma_{ss'}^\beta}{\varepsilon_{ks}^l - \varepsilon_{n's'} - \omega - i0} \right). \end{aligned} \quad (5.12)$$

Здесь ω_c - циклотронная частота; ε_{ns} и ε_{ks}^l - положение n -го уровня Ландау и k -го локального уровня;

$$\varphi_{n'n} = \left(\frac{n!}{n'} \right)^{1/2} \xi^{\frac{1}{2}(n'-n)} \exp\left(-\frac{\xi}{2}\right) I_{n'-n}(\xi),$$

$L_n^{n'-n}$ - обобщенные полиномы Лагерра; $\xi = q^2 / (2m\omega_c)$; волновой вектор \vec{q} параллелен оси y . Если расстояние ω_0 между уровнем Ландау и отщепленным от него локальным уровнем мало по сравнению с ω_c , вычет амплитуды рассеяния электронов примесным атомом в полюсе ε_{ks}^l равен

$$r = 2\pi\omega_0^2 / (m\omega_c).$$

В том случае, когда $\xi \ll 1$, пространственной дисперсией тензора (5.12) можно пренебречь. Тогда циркулярные компоненты восприимчивости равны

$$\begin{aligned} \delta\chi_{\pm}(\omega) &= \delta\chi_{xx}(\omega) \pm i\delta\chi_{yx}(\omega) = \\ &= \frac{m\mu^2\omega_c n_i}{\pi} \sum_{kn} \frac{r_{k\pm}}{(\varepsilon_{n\pm} - \varepsilon_{k\pm}^l)^2} [f(\varepsilon_{n-}) - f(\varepsilon_{k\pm}^l)] \times \\ &\quad \times \frac{1}{\varepsilon_{k\pm}^l - \varepsilon_{n\pm} \pm \omega \pm i0} + (+ \leftrightarrow -), \end{aligned} \quad (5.13)$$

где индексы \pm у $r_{k\pm}$, $\varepsilon_{n\pm}$ и $\varepsilon_{k\pm}^l$ соответствуют ориентации спина электрона вдоль и против магнитного поля; через $(+ \leftrightarrow -)$ обозначено слагаемое, которое получается из предыдущего изменением знака проекции спина электрона, а также знака $\omega + i0$. Из формул (5.12) и (5.13) видно, что спиновая восприимчивость двумерного электронного газа имеет резонансные особенности на частотах переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями, сопровождающихся перебросом спина. Резонансные частоты равны $|\varepsilon_{n\pm} - \varepsilon_{k\mp}^l|$.

На рис. 13 приведены зависимости вещественной (1) и мнимой (2) частей величины

$$\delta Q = \frac{\omega_1 \gamma}{2\mu^2 n_i} \delta\chi_- \quad (5.14)$$

от $x = 1 - \omega / \omega_1$ вблизи частоты $\omega_1 = \omega_c - \omega_0$ резонансных переходов электронов между уровнем Ландау и локальным уровнем с перебросом спина электрона ($- \rightarrow +$) в пределах одной подзоны Ландау. Здесь $\gamma = \Gamma / \omega_1$, где Γ - суммарная ширина уровней,

участвующих в переходах. Расчеты выполнены для $\gamma = 0,1$.
 Отношение максимального значения $\text{Re} \delta\chi_-$ к паулиевской
 восприимчивости двумерного электронного газа [110]

$$\chi_0 = e^2 (4\pi m c^2)^{-1}$$

равно

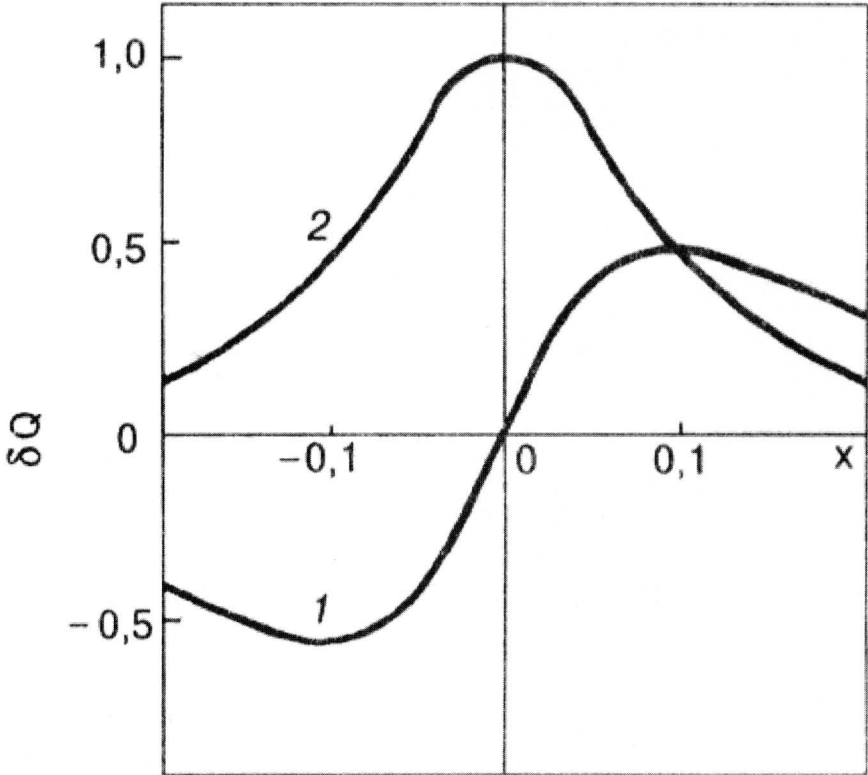


Рис. 13. Зависимость вещественной (1) и мнимой (2) частей
 восприимчивости (5.14) от частоты в окрестности
 резонанса.

$$k = \frac{\pi n_i}{m \omega_i \gamma}.$$

Подставив значения $n_i = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $H = 10^4 \text{ Э}$ – напряженность
 постоянного магнитного поля, $\omega_0 / \omega_c = 0,1$, типичные для

экспериментов с инверсионным слоем на границе Si – SiO₂, получим $k = 218$.

В этом параграфе рассмотрено влияние локализации электронов в поле примесных атомов на тензор высокочастотной спиновой восприимчивости двумерного электронного газа. Предполагается, что среднее расстояние между примесными атомами велико по сравнению с радиусом электронной орбиты в магнитном поле, а частота переменного магнитного поля существенно превышает частоту столкновений электронов. Это позволяет воспользоваться разложением восприимчивости в ряд по степеням плотности n_i примесных атомов и выделить вклад локальных уровней, пропорциональный n_i . Локальные уровни являются полюсами одноэлектронной функции Грина, усредненной по конфигурациям примесей. Они проявляются в виде дельта-образных максимумов на зависимости спектральной плотности средней функции Грина от энергии электрона. Учет этих максимумов позволяет получить вклад в восприимчивость, обусловленный переходами электронов между связанными и зонными состояниями, индуцированными переменным полем. Этот вклад получен как при наличии квантующего магнитного поля, перпендикулярного электронному слою, так и без него.

В отсутствие магнитного поля вещественная часть динамической спиновой восприимчивости вырожденных электронов имеет логарифмическую особенность на пороговой частоте переходов локализованных электронов в двумерную зону проводимости. Мнимая часть восприимчивости имеет порог и испытывает скачок на этой частоте. Учет конечной ширины локального уровня приводит к размытию скачка и к максимуму на частотной зависимости восприимчивости.

В квантующем магнитном поле восприимчивость имеет резонансные особенности на частотах переходов электронов между уровнями Ландау и чередующимися с ними локальными уровнями. Вещественная часть восприимчивости как функция частоты имеет простые полюсы на резонансных частотах, а мнимая – дельтообразные максимумы. Отметим, что при выводе формул (5.10)-(5.13) использован лишь факт существования локальных уровней в энергетическом спектре электронов. Их характеристики (положения уровней ε_{ks}^I и вычеты амплитуды рассеяния r_{ks}) не конкретизованы.

Следовательно, формулы (5.10)-(5.13) могут быть использованы для получения этих характеристик путем сравнения теории с опытом.

Полученные результаты могут быть использованы при изучении высокочастотных магнитных свойств инверсионных слоев на границе полупроводников и диэлектриков, гетеропереходов, сверхрешеток, двумерных и слоистых металлов, тонких металлических пленок в условиях, когда электроны заполняют лишь нижний уровень энергии, обусловленный пространственным квантованием [109]. Полученные выше особенности вещественной части восприимчивости необходимо учитывать в дисперсионном уравнении для спектра спиновых волн в двумерной неферромагнитной ферми-жидкости. Ниже мы увидим, что они приведут к перестройке спектра волн в окрестности резонансных частот. Максимумы мнимой части восприимчивости должны проявляться в поглощении энергии высокочастотного поля, в сечении неупругого магнитного рассеяния нейтронов двумерным электронным газом.

5.2. Спиновые волны в немагнитной двумерной электронной жидкости

В п. 1.1 отмечалось, что спиновые волны в неферромагнитных металлах в магнитном поле связаны со спиновым резонансом электронов проводимости, образующих вырожденную электронную жидкость металла. Спиновая ветвь спектра возбуждений системы взаимодействующих электронов соответствует полюсу динамической спиновой восприимчивости, расположенному вне стонеровских спектров [20,29]. Затухание спиновых волн при низких температурах обусловлено столкновениями электронов с примесными атомами и дефектами решетки. Обычно они учитываются введением частоты столкновений, обусловленной релаксацией импульса и спина электронов [32].

При наличии в образце примесных атомов, притягивающих электроны, а также магнитного поля возможны и другие типы резонансных переходов электронов, индуцированных переменным магнитным полем. Таковыми являются переходы с перебросом спина между квазилокальными [6], а также магнитопримесными [17,18] уровнями и уровнями Ландау. Вблизи частот этих переходов расположены новые ветви спектра спиновых волн, названных магнитопримесными [33,47].

В существовании дополнительных полюсов динамической спиновой восприимчивости, связанных с упомянутыми резонансными переходами электронов, можно убедиться на основе простейшей аппроксимации, учитывающей электрон-электронное взаимодействие, в приближении хаотических фаз [32]. В этой аппроксимации учитывается обменная энергия электронов, а их взаимное рассеяние рассматривается в лестничном приближении [32]. Приближение хаотических фаз для описания спиновых волн в неферромагнитных металлах при наличии магнитного поля использовано в работе [81]. Обзор работ, в которых рассматривается влияние примесных атомов на динамическую спиновую восприимчивость без учета примесных состояний электронов, содержится в [82].

В связи с повышенным интересом к двумерным электронным системам [109] желательно выяснить, как примесные атомы влияют на свойства спиновых волн, распространяющихся в двумерной электронной жидкости, помещенной в магнитное поле. Актуальность этой задачи связана с тем, что в двумерной системе электронов в магнитном поле примесь как угодно малой интенсивности, снимая вырождение по положению центра электронной "орбиты", отщепляет от каждого уровня Ландау локальные уровни [43,117]. В отличие от трехмерного случая [18] в двумерной системе локальные уровни существуют как в поле притягивающих, так и отталкивающих примесных атомов. Резонансные переходы электронов между локальными уровнями и уровнями Ландау должны сопровождаться появлением новых ветвей в спектре волн.

В настоящем параграфе приведены результаты вычислений спектра и затухания спиновых волн в двумерной электронной жидкости с учетом локальных состояний электронов на примесных атомах в магнитном поле [121]. Электрон-электронное взаимодействие учитывается в приближении хаотических фаз. Редкие примесные атомы предполагаются случайно распределенными.

Рассмотрим двумерную электронную жидкость в плоскости $z=0$, перпендикулярной постоянному магнитному полю \vec{H} . Закон дисперсии электронов предполагается изотропным и квадратичным, а хаотически распределенные примесные атомы малой концентрации - короткодействующими. В приближении хаотических фаз

дисперсионное уравнение для спиновых волн, распространяющихся в двумерной электронной жидкости перпендикулярно магнитному полю, имеет вид [81]

$$1 - \frac{I}{2\mu^2} \chi_{\pm}(\vec{q}, \omega) = 0, \quad (5.15)$$

где μ - спиновый магнитный момент электрона; $\chi_{\pm} = \chi_{xx} \pm i\chi_{yx}$ - циркулярные компоненты тензора динамической спиновой восприимчивости, зависящие от волнового вектора \vec{q} и частоты ω ; I - компонента Фурье энергии электрон-электронного взаимодействия, учитывающая лишь s -волновую часть амплитуды взаимного рассеяния частиц. Магнитная проницаемость среды, в которую погружен лист $z = 0$, занятый электронами, принята равной единице. Величина I в квазиклассическом приближении связана с параметром B_0 , фигурирующем в теории ферми - жидкости, соотношением

$$B_0 = mI / (2\pi\hbar^2)$$

(m - эффективная масса электрона). Константа B_0 пропорциональна нулевому члену разложения спиновой части функции взаимодействия Ландау по полиномам Лежандра [32]. Ее знак противоположен знаку константы, использованной в [32].

Воспользуемся квазиклассическим длинноволновым приближением для компонент $\chi_{\pm}^{(0)}$ восприимчивости чистого образца:

$$\chi_{\pm}^{(0)}(\vec{q}, \omega) = \chi_0 \frac{\Omega_0}{\Omega_0 \pm \omega} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{qv_F}{\Omega_0 \pm \omega} \right)^2 \right]. \quad (5.16)$$

Здесь v_F - фермиевская скорость, $\Omega_0 = 2\mu H / \hbar$ - частота электронного парамагнитного резонанса,

$$\chi_0 = m\mu^2 / \pi\hbar^2$$

- паулиевская восприимчивость двумерных электронов. Подставляя выражение (5.16) в дисперсионное уравнение (5.15), убеждаемся в том, что распространение спиновых волн с поляризацией, соответствующей знаку «плюс» в (5.15) и (5.16), в электронной системе невозможно. Волны с поляризацией “минус” характеризуются законом дисперсии

$$\omega(q) = \Omega_0(1 - B_0) \left[1 - \frac{1}{2B_0} \left(\frac{q\nu_F}{\Omega_0} \right)^2 \right]. \quad (5.17)$$

Он отличается от закона дисперсии волн в трехмерном образце [20] лишь численным множителем перед q^2 . Декремент затухания волн со спектром (5.17) равен частоте столкновений ν электронов с примесными атомами, обусловленной релаксацией импульса и спина [32].

В предыдущем параграфе показано, что учет локальных уровней в энергетическом спектре двумерных электронов приводит к появлению резонансных вкладов $\delta\chi_{\pm}$ в компоненты тензора высокочастотной ($\omega \gg \nu$) восприимчивости. Эти вклады необходимо учитывать в дисперсионном уравнении (5.15). Вблизи частот ω_s^{\pm} резонансных переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями циркулярные компоненты спиновой восприимчивости помимо (5.16) содержат слагаемые

$$\delta\chi_{\pm}^{(s)} = \chi_0 \alpha_s^{\pm} \frac{\omega_s^{\pm}}{\omega_s^{\pm} - \omega - i\nu_0}, \quad (5.18)$$

где α_s^{\pm} - силы осцилляторов резонансных переходов, $\hbar\nu_0$ - ширина локального уровня. Величины α_s^{\pm} зависят от волнового вектора. Эта зависимость проявляется в членах порядка $(qR)^2$ (R - циклотронный радиус), которые приводят к слабой перенормировке групповой скорости волн и в дальнейшем не учитываются.

В случае переходов электронов с уровня Ландау на локальный уровень с перебросом спина $\pm \rightarrow \mp$ резонансные частоты равны

$$\omega_s^{\pm} = s\omega_c \mp \Omega_0 - \omega_0, \quad (5.19)$$

где ω_c - циклотронная частота электрона, $\hbar\omega_0$ - расстояние между уровнем Ландау и отщепленным от него локальным уровнем, s - номер резонанса. В рассматриваемом случае силы осцилляторов равны

$$\alpha_s^{\pm} = \frac{\omega_c n_i}{\hbar^2 (s\omega_c - \omega_0)^2 \omega_s^{\pm}} \sum_k r_k^{\mp} [f(\varepsilon_{(k-s)\pm}) - f(\varepsilon_{k\mp})], \quad (5.20)$$

где $\varepsilon_{n\sigma}$ и $\varepsilon_{k\sigma}^l$ - положения n -го уровня Ландау и k -го локального уровня с проекцией спина $\sigma = \pm$, f - функция Ферми, r_k^\pm - вычет амплитуды электрон-примесного рассеяния в полюсе $\varepsilon_{k\pm}^l - i\hbar\nu_0$, n_i - плотность примесных атомов. Суммирование в (5.20) выполняется по парам уровней, участвующих в переходах на частоте ω_s^\pm . Разность функций Ферми учитывает принцип Паули. Число слагаемых в (5.20) зависит от положения энергии Ферми ε_F вырожденных электронов.

Частоты переходов электронов с локального уровня на уровень Ландау с перебросом спина $\pm \rightarrow \mp$ равны

$$\omega_s^\pm = s\omega_c \mp \Omega_0 + \omega_0. \quad (5.21)$$

Соответствующие силы осцилляторов имеют вид

$$\alpha_s^\pm = \frac{\omega_c n_i}{\hbar^2 (s\omega_c + \omega_0)^2 \omega_s^\pm} \sum_k r_k^\pm [f(\varepsilon_{k\pm}^l) - f(\varepsilon_{(k+s)\mp})]. \quad (5.22)$$

Рассмотрим окрестность частоты $\omega_0^- = \Omega_0 - \omega_0$ переходов электронов с уровня Ландау ε_{N-} на локальный уровень ε_{N+}^l . Поскольку $\varepsilon_{N-} < \varepsilon_F < \varepsilon_{N+}^l$, в сумме по k , входящей в формулу (5.20), остается лишь одно слагаемое с $k = N$. Другие переходы на частоте запрещены принципом Паули. Предполагается, что $\Omega_0 > \omega_0$. Если, кроме того, $\omega_0 > B_0\Omega_0$, резонансная частота ω_0^- меньше предельной частоты волны со спектром (5.17). В этом случае дисперсионная кривая (5.17) волны Сирина пересекается с прямой $\omega = \omega_0^-$, и имеет место кроссовая ситуация, аналогичная обнаруженной в спектре кристаллической решетки с квазилокальными колебаниями [93]. Кроссовая ситуация – пересечение графиков законов дисперсии двух типов волн или элементарных возбуждений. Если учесть вклады (5.16) и (5.18), дисперсионное уравнение (5.15) для предельных ($q = 0$) частот в спектре спиновых волн принимает вид

$$\frac{1 - B_0 - \omega/\Omega_0}{1 - \omega/\Omega_0} = B_0 \frac{\alpha}{1 - \omega/\omega_r}, \quad (5.23)$$

где $\omega_r = \omega_0^-$,

$$\alpha = \alpha_0^- = \frac{\omega_c r_N^+ n_i}{(\hbar \omega_0)^2 \omega_0^-}. \quad (5.24)$$

Это уравнение имеет два корня ω_{\pm} , соответствующих низкочастотной и высокочастотной ветвям спектра спиновых волн:

$$\begin{aligned} \omega_{\pm} = & \frac{1}{2} \omega_r (1 - \alpha B_0) + \frac{1}{2} \Omega_0 (1 - B_0) \pm \\ & \pm \frac{1}{2} \left\{ [\omega_r (1 - \alpha B_0) - \Omega_0 (1 - B_0)]^2 + 4 \Omega_0 \omega_r \alpha B_0^2 \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (5.25)$$

Предельная частота ω_- расположена ниже ω_r , а ω_+ - в промежутке $[\Omega_0(1 - B_0), \Omega_0]$. Параметром, определяющим расщепление ветви (5.17) на две ветви, является α . Если $\alpha \rightarrow 0$, то частота ω_- приближается к ω_r , а ω_+ - к $\Omega_0(1 - B_0)$. В спектре спиновых волн существует щель $[\omega_-, \omega_r]$, в пределах которой распространение волн невозможно. Ее ширина равна

$$\delta\omega = \Omega_0 - \omega_0 - \omega_-. \quad (5.26)$$

Кривая (5.17) пересекает линию $\omega = \omega_r$ в точке

$$q_0 = \frac{\Omega_0}{v_F} \left[\frac{2B_0(\omega_0 - B_0\Omega_0)}{\Omega_0(1 - B_0)} \right]^{1/2}.$$

Если $q \ll q_0$, можно ограничиться разложением дисперсионного уравнения (5.15) в ряд по степеням q . В длинноволновом пределе получаем закон дисперсии рассматриваемых ветвей спиновых волн:

$$\omega_{\pm}(q) = \omega_{\pm} - \frac{1}{2} \frac{(qv_F)^2}{\Omega_0 - \omega_{\pm}} \left[1 + \alpha \frac{\omega_r}{\Omega_0} \left(\frac{\Omega_0 - \omega_{\pm}}{\omega_r - \omega_{\pm}} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (5.27)$$

Дисперсия этих волн аномальная. Они представляют собой неоднородную прецессию намагниченности вокруг направления постоянного магнитного поля, распространяющуюся в плоскости $z=0$. Отношение компонент вектора спиновой намагниченности \vec{m} , индуцированной переменным магнитным полем, в волнах со спектром (5.27) равно

$$\frac{m_y}{m_x} = \frac{\chi_{yx}}{\chi_{xx}} = i \frac{\chi_- - \chi_+}{\chi_- + \chi_+}.$$

Декартовы компоненты тензора восприимчивости легко могут быть найдены из (5.16) и (5.18).

Затухание спиновых волн, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю, обусловлено столкновениями электронов с примесными атомами. Они учитываются параметрами ν и ν_0 , характеризующими примесное уширение уровней Ландау и локальных уровней. Учитывая в разложении (5.16) и (5.18) малые мнимые добавки, убеждаемся в том, что решение дисперсионного уравнения (5.15) имеет вид

$$\omega = \omega_{\pm}(q) - i\gamma_{\pm}(q),$$

где $\omega_{\pm}(q)$ - закон дисперсии волн (5.27), а γ_{\pm} - декремент затухания. Он равен

$$\gamma_{\pm} = \left[\nu + \nu_0 \alpha \frac{\omega_r}{\Omega_0} \left(\frac{\Omega_0 - \omega_{\pm}}{\omega_r - \omega_{\pm}} \right)^2 \right] \left[1 + \alpha \frac{\omega_r}{\Omega_0} \left(\frac{\Omega_0 - \omega_{\pm}}{\omega_r - \omega_{\pm}} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (5.28)$$

Малые величины ν и ν_0 обеспечивают выполнение неравенства $\gamma_{\pm} \ll \omega_{\pm}$. Если $\alpha \rightarrow 0$, то из формул (5.27) и (5.28) получаем спектр и декремент затухания спиновых волн в отсутствие локализации электронов.

Два корня (5.27) дисперсионного уравнения остаются и в случае $\omega_0 < B_0 \Omega_0$. Только теперь

$$\omega_- < \Omega_0(1 - B_0), \quad \omega_0^- < \omega_+ < \Omega_0.$$

Рассмотрим переходы электронов с локального уровня ε_{N-}^l на уровень Ландау ε_{N+} . Частота переходов равна $\omega_r = \Omega_0 + \omega_0$, а сила осциллятора

$$\alpha = \frac{\omega_c r_N^- n_i}{(\hbar \omega_0)^2 (\Omega_0 + \omega_0)}. \quad (5.29)$$

Дисперсионное уравнение для предельных частот в рассматриваемом случае имеет прежний вид (5.23), только теперь $\omega_r = \Omega_0 + \omega_0$, а сила осциллятора α дается формулой (5.29). Предельные частоты

расположены в областях

$$\omega_- < \Omega_0(1 - B_0), \Omega_0 < \omega_+ < \omega_r.$$

Низкочастотная ветвь спектра перекрывается с полосой волны Силина (5.17). Высокочастотная ветвь расположена в области частот, где распространение квазиклассических волн Силина невозможно. Решения дисперсионного уравнения отличаются от (5.25), (5.27) и (5.28) другими значениями резонансной частоты и силы осциллятора. Спиновые волны с законом дисперсии $\omega_+(q)$ слабо затухают в полосе прозрачности $[\omega_+, \omega_r]$ шириной

$$\Delta\omega = \Omega_0 + \omega_0 - \omega_+. \quad (5.30)$$

Рассмотрим волны с поляризацией «плюс».

Из формулы (5.16) видно, что в отсутствие локализации электронов слабозатухающее решение уравнения (5.15) для спиновых волн с поляризацией “плюс” может существовать лишь в случае $B_0 > 1$. Однако, электронная жидкость при этом становится неустойчивой [32]. Положительный вклад (5.18) локальных уровней в вещественную часть спиновой восприимчивости в области $\omega < \omega_s^+$ приводит к тому, что распространение таких волн становится возможным. Эта ситуация напоминает антигеликоны в электронном газе [35], распространение которых возможно потому, что существует подсистема локализованных электронов, направление вращения которых определяется не только магнитным полем, но и примесным центром.

Резонансная частота переходов с уровня Ландау $\varepsilon_{(N-1)+}$ на локальный уровень ε_{N-} с перебросом спина $+\rightarrow-$ равна $\omega_1^+ = \omega_c - \Omega_0 - \omega_0$. Сила осциллятора

$$\alpha_1^+ = \frac{\omega_c r_N^- n_i}{\hbar^2 (\omega_c - \omega_0)^2 \omega_1^+} [f(\varepsilon_{(N-1)+}) - f(\varepsilon_{N-})]. \quad (5.31)$$

В этом случае дисперсионное уравнение для предельных частот спиновых волн имеет вид

$$\frac{\omega + \Omega_0(1 - B_0)}{\omega + \Omega_0} = \alpha B_0 \frac{\omega_r}{\omega_r - \omega}, \quad (5.32)$$

где $\omega_r = \omega_1^+$, $\alpha = \alpha_1^+$. В области $\omega < \omega_r$ существуют два корня этого уравнения

$$\begin{aligned} \omega_{\pm} = & \frac{1}{2} \omega_r (1 - \alpha B_0) - \frac{1}{2} \Omega_0 (1 - B_0) \pm \\ & \pm \frac{1}{2} \left\{ \left[\omega_r (1 + \alpha B_0) + \Omega_0 (1 - B_0) \right]^2 - \right. \\ & \left. - 4 \alpha B_0 \omega_r (\omega_r + \Omega_0) \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (5.33)$$

Если $\alpha \rightarrow 0$, верхняя ветвь (5.33) приближается к резонансной частоте ω_r , а корень ω_- становится отрицательным.

В длинноволновом пределе решения уравнения (5.15) в рассматриваемом случае таковы:

$$\omega_{\pm}(q) = \omega_{\pm} + \frac{1}{2} \frac{(q v_F)^2}{\Omega_0 + \omega_{\pm}} \left[1 - \alpha \frac{\omega_r}{\Omega_0} \left(\frac{\Omega_0 + \omega_{\pm}}{\omega_r - \omega_{\pm}} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (5.34)$$

где ω_{\pm} - предельные частоты (5.33). Дисперсия этих волн нормальная. Они слабо затухают за счет столкновений электронов с примесными атомами в полосах прозрачности, расположенных между предельными частотами (5.33) и резонансной частотой ω_1^+ .

Частота переходов электронов с локального уровня ε_{N+}^l на уровень Ландау $\varepsilon_{(N+1)-}$ равна

$$\omega_r = \omega_c - \Omega_0 + \omega_0,$$

а сила осциллятора

$$\alpha = \frac{\omega_c r_N^+ n_i}{\hbar^2 (\omega_c + \omega_0)^2 \omega_r} [f(\varepsilon_{N+}^l) - f(\varepsilon_{(N+1)-})]. \quad (5.35)$$

В этом случае две ветви спиновых волн расположены в интервале $(0, \omega_r)$. Решения дисперсионного уравнения даются формулами (5.33) и (5.34), в которых $\omega_r = \omega_c - \Omega_0 + \omega_0$, а сила осциллятора определяется (5.35).

5.3. Магнитное рассеяние нейтронов двумерным электронным газом с магнитопримесными состояниями электронов

Рассмотренные в разделах 5.1 и 5.2 спиновые волны могут быть обнаружены в опытах с медленными нейтронами. Дифференциальное сечение магнитного рассеяния нейтронов двумерной электронной жидкостью в расчете на единицу площади равно [58]

$$\frac{d^2\sigma}{dO'd\varepsilon'} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{r_0}{\mu} \right)^2 \frac{k'}{k} (n_\omega + 1) \times \sum_{ik} (\delta_{ik} - e_i e_k) \text{Im} \chi_{ik}^s(\vec{q}, \omega), \quad (5.36)$$

где χ_{ik}^s - симметризованный тензор спиновой восприимчивости, $r_0 = e^2 / mc^2$ - классический радиус электрона, $\gamma = 1,91$ - гиромагнитное отношение для нейтрона, $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$ и $\hbar\omega = \varepsilon - \varepsilon'$ - изменение волнового вектора и энергии нейтрона при рассеянии в телесный угол dO' , n_ω - функция распределения Планка, $\vec{e} = \vec{q} / q$. Поскольку вектор рассеяния \vec{q} перпендикулярен магнитному полю, сумма, входящая в (5.36), равна

$$\frac{1}{2} (\chi_+ + \chi_-) + \chi_{zz}, \quad (5.37)$$

где компоненты тензора спиновой восприимчивости вычислены в приближении хаотических фаз. В отсутствие электрон-электронного взаимодействия вклад локальных уровней в продольную компоненту динамической спиновой восприимчивости равен

$$\delta\chi_{zz}(\omega) = \frac{1}{2} \chi_0 \hbar\omega_c n_i \sum_{nk\sigma} \frac{r_k^\sigma}{(\varepsilon_n - \varepsilon_k^l)^2} \times [f(\varepsilon_{k\sigma}^l) - f(\varepsilon_{n\sigma})] \left(\frac{1}{\varepsilon_n - \varepsilon_k^l + \hbar\omega + i0} + \frac{1}{\varepsilon_n - \varepsilon_k^l - \hbar\omega - i0} \right).$$

Эта функция имеет резонансные особенности на частотах $|\varepsilon_n - \varepsilon_k^l| / \hbar$ переходов электронов между уровнями Ландау и локальными

уровнями без переброса спина.

Из формулы (5.36) легко получить вклад одночастичных возбуждений локализованных на примесных атомах электронов в сечение неупругого рассеяния нейтронов. Слагаемые с χ_{\pm} в (5.3) дают вклад в сечение рассеяния с перебросом спина электрона $\pm \rightarrow \mp$, а с χ_{zz} - без переброса. В частности, сечение рассеяния, сопровождающееся переходами электронов с локального уровня на уровень Ландау с перебросом спина $\pm \rightarrow \mp$ вблизи $\omega = \omega_s^{\pm}$ (5.21) равно

$$\frac{d^2\sigma_{\pm}}{dO'd\varepsilon'} = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{\gamma_0}{\mu} \right)^2 \frac{k'}{k} \chi_0 \omega_s^{\pm} \alpha_s^{\pm} \frac{\nu_0}{(\omega - \omega_s^{\pm})^2 + \nu_0^2}. \quad (5.38)$$

Здесь предполагается, что температура мала по сравнению с энергией перехода. В энергетическом спектре рассеянных нейтронов присутствуют симметричные максимумы (5.38), обусловленные одночастичными возбуждениями локализованных электронов. Такие же максимумы, связанные с переходами электронов с уровней Ландау на локальные уровни, должны наблюдаться при $\omega = \omega_s^{\pm}$ (5.19). Отметим, что в трехмерном случае аналогичные максимумы асимметричны [48]. Это связано с асимметрией плотности электронных состояний на уровнях Ландау.

Помимо максимумов, описываемых формулой (5.38), в спектре рассеянных нейтронов присутствует серия лоренцевских максимумов, обусловленных рассеянием на спиновых волнах со спектром (5.27) и (5.34). Сечение рассеяния с испусканием кванта спиновой волны с законом дисперсии ω_q равно:

$$\frac{d^2\sigma_s}{dO'd\varepsilon'} = \frac{1}{2m\Omega_0} \left(\frac{\hbar\gamma_0}{I} \right)^2 \frac{k'}{k} (\omega_q - \Omega_0)^2 \times \left[1 + \alpha \frac{\omega_r}{\Omega_0} \left(\frac{\omega_q - \Omega_0}{\omega_q - \omega_r} \right)^2 \right]^{-1} \frac{\gamma_q}{(\omega - \omega_q)^2 + \gamma_q^2}, \quad (5.39)$$

где ω_r - резонансная частота (5.19) или (5.21), α - сила осциллятора (5.20) или (5.22), γ_q - декремент затухания волн. Если $\alpha \rightarrow 0$, из

формулы (5.39) получаем сечение рассеяния нейтронов на спиновых волнах со спектром (5.17) [99].

До сих пор характеристики локальных состояний электронов (положения и ширины локальных уровней, вычеты амплитуды рассеяния электронов примесными атомами) не конкретизировались. Использован лишь факт существования полюса амплитуды электрон-примесного рассеяния. Эти характеристики могут быть получены путем сравнения теории с опытом или вычислены на основе определенной модели примесного потенциала. В частности, в случае короткодействующего потенциала примесного атома и слабого отщепления локального уровня от уровня Ландау ($\omega_0 \ll \omega_c$) вычет амплитуды рассеяния равен [88,120] $r = 2\pi\hbar^3\omega_0^2/m\omega_c$. Это выражение будет использовано для оценок.

Для оценок величин σ , полученных в этом разделе максимумов дифференциального сечения рассеяния нейтронов используем значения параметров, типичных для тонких пленок полуметаллов и инверсионного слоя на границе кремния с двуокисью кремния [109]: $m = 10^{-31}$ кг, $n_e = 10^{16}$ м⁻² - плотность двумерной электронной жидкости, $n_i/n_e = 0,01$, $\omega_0/\Omega_0 = 0,2$, $B_0 = 0,1$, $\nu = \nu_0$. Тогда в поле с магнитной индукцией 10 Тл получаем $\Omega_0 = 1,9 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, отношения максимальных значений сечений (5.38) и (5.39) к максимуму сечения рассеяния на волне Силина равны 0,23 и 0,12. В этом случае отношения ширины щели (5.26) и полосы прозрачности (5.30) к Ω_0 равны 0,74 и 0,02 соответственно.

Резюмируя полученные в пп. 5.2 и 5.3 результаты, отметим, что примесные атомы в двумерных электронных системах оказывают существенное влияние на энергетический спектр квазичастиц. В таких системах как угодно слабая примесь способна образовать локальный уровень у края зоны проводимости. В квантующем магнитном поле, перпендикулярном плоскости движения электронов, происходит размножение локальных уровней. Они отщепляются от каждого уровня Ландау вверх или вниз в зависимости от знака примесного потенциала. Такая структура спектра двумерной электронной системы в магнитном поле сказывается на ее высокочастотных характеристиках. В частности, динамическая спиновая

восприимчивость имеет резонансные особенности на частотах переходов электронов с перебросом спина между уровнями Ландау и локальными уровнями. На этих особенностях формируются новые ветви спектра спиновых волн в неферромагнитной двумерной электронной жидкости.

Здесь показано, что локализация электронов на примесных атомах, конкурируя с диссипативными процессами, способствует распространению спиновых волн. Новые ветви спектра коллективных колебаний спиновой намагниченности существуют в тех областях частот, где распространение волн Силина невозможно. Вычислены спектр и декремент затухания этих волн.

Когда частота волны Силина совпадает с частотой резонансных переходов электронов между уровнями Ландау и резонансными уровнями, происходит перестройка спектра спиновых волн, обусловленная связыванием колебаний в спиновой волне с колебаниями при резонансе. Дисперсионная кривая волны Силина в двумерной электронной жидкости расщепляется на две ветви - низкочастотную и высокочастотную. Они разделены щелью, в пределах которой распространение волн невозможно.

Рассмотренные здесь спиновые волны могут быть обнаружены в опытах по измерению дифференциального сечения неупругого магнитного рассеяния нейтронов током спиновой намагниченности двумерных электронов. В энергетическом спектре рассеянных нейтронов присутствуют максимумы, обусловленные как одночастичными возбуждениями локализованных на примесях электронов, так и спиновыми волнами. Симметричные максимумы за счет одночастичных возбуждений расположены на резонансных частотах переходов между уровнями Ландау и локальными уровнями. Ширины этих максимумов определяются ширинами уровней, участвующих в переходах. Положения лоренцевских максимумов сечения рассеяния на спиновых волнах позволяют получить спектр волн, а их ширины - декремент затухания.

Приведенные в этой главе результаты могут быть использованы при изучении двумерных металлов, инверсионных слоев на границе полупроводника с диэлектриком, слоистых систем, тонких металлических пленок в условиях, когда электроны находятся на нижнем уровне энергии, обусловленном размерным квантованием.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Здесь мы резюмируем основные результаты, приведенные в монографии.

Динамическая спиновая восприимчивость электронов проводимости в неферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями носителей на примесных атомах в магнитном поле имеет резонансные особенности на частотах переходов электронов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау, индуцированных переменным магнитным полем.

Резонансный вклад в тензор динамической спиновой восприимчивости электронов с квазилокальными состояниями в металлах, поверхность Ферми которых имеет вид эллипсоида вращения, зависит от ориентации вектора напряженности магнитного поля относительно оси вращения эллипсоида.

В неферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов в магнитном поле существуют новые ветви спектра поперечных спиновых волн. Их частоты лежат в полосах прозрачности вблизи частот резонансных переходов локализованных электронов на уровни Ландау, сопровождающихся перебросом спина.

Характеристики этих волн (закон дисперсии, декремент затухания, поляризация) зависят от параметров квазилокальных состояний.

Квазилокальные состояния электронов в поле примесных атомов влияют на спектр и затухание квантовых спиновых волн в неферромагнитных металлах в магнитном поле. В области пересечения дисперсионной кривой спиновой волны с частотой резонансных переходов электронов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау происходит перестройка спектра квантовых спиновых волн, известная под названием «кроссовая ситуация». Вместо одной ветви в каждом окне прозрачности существуют две ветви спектра волн.

Неупругое магнитное рассеяние нейтронов в неферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов на примесных атомах в магнитном поле приводит к возбуждению спиновых волн,

которые слабо затухают в полосах прозрачности вблизи частот резонансных переходов электронов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау. Расчет дифференциального сечения магнитного рассеяния нейтронов этими волнами показывает, что в энергетическом спектре рассеянных нейтронов присутствует серия лоренцевских сателлитов, которые расположены симметрично относительно несмещенной линии.

Вычислена высокочастотная асимптотика динамической спиновой восприимчивости двумерного электронного газа. Учтены локальные состояния электронов на примесных атомах и квантующее магнитное поле. Восприимчивость имеет резонансные особенности на частотах переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями. В отсутствие магнитного поля вещественная часть восприимчивости имеет логарифмическую особенность, а мнимая часть – максимум на пороговой частоте активации связанных электронов переменным электромагнитным полем.

В приближении хаотических фаз рассматриваются спиновые волны в неферромагнитной двумерной электронной жидкости в магнитном поле. Учтены связанные состояния электронов в поле примесных атомов. Показано, что локализация электронов способствует распространению спиновых волн. Существуют новые ветви спектра волн в областях частот, где распространение волн Силина невозможно. Найдены спектр и декремент затухания волн. При пересечении дисперсионной кривой волны Силина с резонансной частотой переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями имеет место кроссовая ситуация, характерная для связанных волн.

Вычислено дифференциальное сечение магнитного рассеяния нейтронов двумерной электронной жидкостью в магнитном поле. В энергетическом спектре рассеянных нейтронов присутствуют дополнительные максимумы, обусловленные одночастичными возбуждениями локализованных электронов и спиновыми волнами. Положения и ширины этих максимумов позволяют получить сведения о спектре примесных состояний электронов, а также спектр и затухание спиновых волн.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Использованные в тексте формулы для резонансных вкладов в циркулярные компоненты тензора динамической спиновой восприимчивости электронов с изотропным и квадратичным законом дисперсии имеют вид:

$$\delta\chi_+^{(n)}(\bar{q}, \omega; \text{УЛ} \rightarrow \text{КУ}) = a_+^n(\bar{q}; \text{УЛ} \rightarrow \text{КУ}) i \left(\frac{\omega_{rn}^-}{\omega_{rn}^- - \omega - i\Gamma_- / \hbar} \right)^{1/2}, \quad (\text{I.1, a})$$

$$a_+^n(\bar{q}; \text{УЛ} \rightarrow \text{КУ}) = 2\pi\mu^2 n_i \left(\frac{m}{2} \right)^{3/2} \frac{\Omega r_{\downarrow}}{\pi^2 \hbar^2 (\hbar\omega_{rn}^-)^2 \sqrt{\hbar\omega_{rn}^-}} \times \\ \times \left[f(\varepsilon_{r\downarrow} - \hbar\omega_{rn}^-) - f(\varepsilon_{r\downarrow}) \right] \left[\frac{1}{(1 + \Omega_0 / \omega_{rn}^-)^2} + \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{\hbar\omega_{rn}^- (1 + \Omega_0 / \omega_{rn}^-)^3} + \right. \\ \left. + \frac{\bar{q}^2 (n+1)}{2(1 + \frac{\Omega_0 - \Omega}{\omega_m^-})^2} + \frac{\bar{q}^2 n}{2(1 + \frac{\Omega + \Omega_0}{\omega_m^-})^2} - \frac{\bar{q}^2 (n+1/2)}{(1 + \Omega_0 / \omega_m^-)^2} \right],$$

$$\hbar\omega_m^- = \varepsilon_r - \varepsilon_n - 2\mu H;$$

$$\delta\chi_+^{(n)}(\bar{q}, \omega; \text{КУ} \rightarrow \text{УЛ}) = a_+^n(\bar{q}; \text{КУ} \rightarrow \text{УЛ}) i \left(\frac{\omega_m^+}{\omega - \omega_m^+ + i\Gamma_+ / \hbar} \right)^{1/2}, \quad (\text{I.1, б})$$

$$a_+^n(\bar{q}; \text{КУ} \rightarrow \text{УЛ}) = 2\pi\mu^2 n_i (m/2)^{3/2} \times \\ \times \frac{\Omega r_{\uparrow}}{\pi^2 \hbar^2 (\hbar\omega_m^+)^2 \sqrt{\hbar\omega_m^+}} \left[f(\varepsilon_{r\uparrow}) - f(\varepsilon_{r\uparrow} + \hbar\omega_m^+) \right] \times \\ \times \left[\frac{1}{(1 - \Omega_0 / \omega_m^+)^2} + \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{\hbar\omega_m^+ (1 + \Omega_0 / \omega_m^+)^3} + \frac{\bar{q}^2 (n+1)}{2 \left(1 + \frac{\Omega + \Omega_0}{\omega_m^+} \right)^2} + \right.$$

$$+ \left. \frac{\bar{q}^2 n}{2 \left(1 + \frac{\Omega_0 - \Omega}{\omega_m^+} \right)^2} - \frac{\bar{q}^2 (n+1/2)}{(1 + \Omega_0 / \omega_m^+)^2} \right],$$

$$\hbar \omega_m^+ = \varepsilon_n - \varepsilon_r - 2\mu H;$$

$$\delta \chi_-^{(n)}(\bar{q}, \omega; \text{YJI} \rightarrow \text{KY}) = a_-^n(\bar{q}; \text{YJI} \rightarrow \text{KY}) i \left(\frac{\omega_m^-}{\omega_m^- - \omega - i\Gamma_+ / \hbar} \right)^{1/2}, \quad (1.2, a)$$

$$a_-^n(\bar{q}; \text{YJI} \rightarrow \text{KY}) = 2\pi\mu^2 n_i (m/2)^{3/2} \times$$

$$\times \frac{\Omega r_\uparrow}{\pi^2 \hbar^2 (\hbar \omega_m^-)^2 \sqrt{\hbar \omega_m^-}} [f(\varepsilon_{r\uparrow} - \hbar \omega_m^-) - f(\varepsilon_{r\uparrow})] \times$$

$$\times \left[\frac{1}{(1 - \Omega_0 / \omega_m^-)^2} + \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{\hbar \omega_m^- (1 - \Omega_0 / \omega_m^-)^3} + \frac{\bar{q}^2 (n+1)}{2(1 - \frac{\Omega + \Omega_0}{\omega_m^-})^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{\bar{q}^2 n}{2(1 + \frac{\Omega - \Omega_0}{\omega_m^-})^2} - \frac{\bar{q}^2 (n+1/2)}{(1 - \Omega_0 / \omega_m^-)^2} \right],$$

$$\hbar \omega_m^- = \varepsilon_r - \varepsilon_n + 2\mu H;$$

$$\delta \chi_-^{(n)}(\bar{q}, \omega; \text{KY} \rightarrow \text{YJI}) = a_-^n(\bar{q}; \text{KY} \rightarrow \text{YJI}) i \left(\frac{\omega_m^+}{\omega - \omega_m^+ + i\Gamma_- / \hbar} \right)^{1/2}, \quad (1.2, b)$$

$$a_-^n(\bar{q}; \text{KY} \rightarrow \text{YJI}) = 2\pi\mu^2 n_i (m/2)^{3/2} \frac{\Omega r_\downarrow}{\pi^2 \hbar^2 (\hbar \omega_m^+)^2 \sqrt{\hbar \omega_m^+}} \times$$

$$\times [f(\varepsilon_{r\downarrow}) - f(\varepsilon_{r\downarrow} + \hbar \omega_m^+)] \left[\frac{1}{(1 - \Omega_0 / \omega_m^+)^2} + \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{\hbar \omega_m^+ (1 - \Omega_0 / \omega_m^+)^3} + \right.$$

$$\left. + \frac{\bar{q}^2(n+1)}{2(1 + \frac{\Omega - \Omega_0}{\omega_m^+})^2} + \frac{\bar{q}^2 n}{2(1 - \frac{\Omega + \Omega_0}{\omega_m^+})^2} - \frac{\bar{q}^2(n+1/2)}{(1 - \Omega_0/\omega_m^+)^2} \right],$$

$$\hbar\omega_m^+ = \varepsilon_n - \varepsilon_r + 2\mu H;$$

$$\delta\chi_{zz}^{(n)}(\bar{q}, \omega; \text{YJI} \rightarrow \text{KY}) = \sum_{\sigma} a_{zz}^{n\sigma}(\bar{q}; \text{YJI} \rightarrow \text{KY}) \times \\ \times i \left(\frac{\omega_m^-}{\omega_m^- - \omega - i\Gamma_{\sigma}/\hbar} \right)^{1/2}, \quad (\text{I. 3, a})$$

$$a_{zz}^{n\sigma}(\bar{q}; \text{YJI} \rightarrow \text{KY}) = \pi\mu^2 n_i (m/2)^{3/2} \times \\ \times \frac{\Omega r_{\sigma}}{\pi^2 \hbar^2 (\hbar\omega_m^-)^2 \sqrt{\hbar\omega_m^-}} [f(\varepsilon_{r\sigma} - \hbar\omega_m^-) - f(\varepsilon_{r\sigma})] \times \\ \times \left[1 + \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{\hbar\omega_m^-} + \frac{\bar{q}^2(n+1)}{2(1 - \Omega/\omega_m^-)^2} + \frac{\bar{q}^2 n}{2(1 + \Omega/\omega_m^-)^2} - \bar{q}^2(n+1/2) \right]; \\ \hbar\omega_m^- = \varepsilon_r - \varepsilon_n;$$

$$\delta\chi_{zz}^{(n)}(\bar{q}, \omega; \text{KY} \rightarrow \text{YJI}) = \sum_{\sigma} a_{zz}^{n\sigma}(\bar{q}; \text{KY} \rightarrow \text{YJI}) \times \\ \times i \left(\frac{\omega_m^+}{\omega - \omega_m^+ + i\Gamma_{\sigma}/\hbar} \right)^{1/2}, \quad (\text{I. 3, б})$$

$$a_{zz}^{n\sigma}(\bar{q}; \text{KY} \rightarrow \text{YJI}) = \pi\mu^2 n_i (m/2)^{3/2} \times \\ \times \frac{\Omega r_{\sigma}}{\pi^2 \hbar^2 (\hbar\omega_m^+)^2 \sqrt{\hbar\omega_m^+}} [f(\varepsilon_{r\sigma}) - f(\varepsilon_{r\sigma} + \hbar\omega_m^+)] \times \\ \times \left[1 - \frac{\hbar^2 q_z^2 / m}{\hbar\omega_m^+} + \frac{\bar{q}^2(n+1)}{2(1 + \Omega/\omega_m^+)^2} + \frac{\bar{q}^2 n}{2(1 - \Omega/\omega_m^+)^2} - \bar{q}^2(n+1/2) \right], \\ \hbar\omega_m^+ = \varepsilon_n - \varepsilon_r.$$

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Формулы для резонансных вкладов в компоненты тензора динамической спиновой восприимчивости электронов с анизотропным законом дисперсии

$$\begin{aligned}
 \delta\chi_{xx}^{(n)}(\omega, \text{КУ} \rightarrow \text{УЛ}) &= i \frac{m_{\perp} \sqrt{m_{\parallel}} \Omega \mu^2 n_i}{2^{3/2} \pi \hbar^{5/2}} \times \\
 &\times \frac{1}{|F'_{\uparrow}|} \cdot \frac{1}{(\varepsilon_n - \varepsilon_r)^2} \cdot \frac{1}{\left(\omega - \frac{\varepsilon_n - \varepsilon_r - 2\mu H}{\hbar} + i \frac{\Gamma_{\uparrow}}{\hbar}\right)^{1/2}} \times \\
 &\times [f(\varepsilon_r^{\uparrow}) - f(\varepsilon_n^{\downarrow})] + \tag{II. 1} \\
 &+ i \frac{m_{\perp} \sqrt{m_{\parallel}} \Omega \mu^2 n_i}{2^{3/2} \pi \hbar^{5/2} |F'_{\downarrow}|} \cdot \frac{f(\varepsilon_r^{\downarrow}) - f(\varepsilon_n^{\uparrow})}{(\varepsilon_n - \varepsilon_r)^2 \left(\omega - \frac{\varepsilon_n - \varepsilon_r + 2\mu H}{\hbar} + i \frac{\Gamma_{\downarrow}}{\hbar}\right)^{1/2}},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \delta\chi_{xy}^{(n)}(\omega, \text{КУ} \rightarrow \text{УЛ}) &= - \frac{m_{\perp} \sqrt{m_{\parallel}} \Omega \mu^2 n_i}{2^{3/2} \pi \hbar^{5/2}} \times \\
 &\times \frac{1}{|F'_{\uparrow}|} \frac{1}{(\varepsilon_n - \varepsilon_r)^2} \frac{f(\varepsilon_r^{\uparrow}) - f(\varepsilon_n^{\downarrow})}{\left(\omega + \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_n + 2\mu H}{\hbar} + i \frac{\Gamma_{\uparrow}}{\hbar}\right)^{1/2}} + \\
 &+ \frac{m_{\perp} \sqrt{m_{\parallel}} \Omega \mu^2 n_i}{2^{3/2} \pi \hbar^{5/2} (\varepsilon_n - \varepsilon_r)^2} \cdot \frac{1}{|F'_{\downarrow}|} \times \tag{II. 2} \\
 &\times \frac{f(\varepsilon_r^{\downarrow}) - f(\varepsilon_n^{\uparrow})}{\left(\omega - \frac{\varepsilon_n - \varepsilon_r + 2\mu H}{\hbar} + i \frac{\Gamma_{\downarrow}}{\hbar}\right)^{1/2}},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\delta\chi_{zz}^{(n)}(\omega, \text{KY} \rightarrow \text{YJI}) &= i \frac{m_{\perp} \sqrt{m_{\parallel}} \Omega \mu^2 n_i}{2^{3/2} \pi \hbar^{5/2} (\varepsilon_n - \varepsilon_r)^2} \times \\
&\times \left\{ \frac{f(\varepsilon_r^{\uparrow}) - f(\varepsilon_n^{\uparrow})}{|F'_{\uparrow}| \left(\omega - \frac{\varepsilon_n - \varepsilon_r}{\hbar} + i \frac{\Gamma_{\uparrow}}{\hbar} \right)^{1/2}} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{f(\varepsilon_r^{\downarrow}) - f(\varepsilon_n^{\downarrow})}{|F'_{\downarrow}| \left(\omega - \frac{\varepsilon_n - \varepsilon_r}{\hbar} + i \frac{\Gamma_{\downarrow}}{\hbar} \right)^{1/2}} \right\}.
\end{aligned} \tag{II. 3}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Лифшиц И.М. Избранные труды.- М.: Наука, 1987.- 552 с.
2. Каган Ю., Иосилевский Я.А. Эффект Мессбауэра для примесного ядра в кристалле // ЖЭТФ.- 1962.- Т.42, вып. 1.- С. 259-272; 1963.- Т.44, вып. 1.- С. 284-302.
3. Brout R., Visscher W. Suggested experiment on approximate localized models in crystals // Phys. Rev. Lett.- 1962.- Vol. 9, N 2.- P. 54-55.
4. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников.- М.: Наука, 1978.- 616 с.
5. Теория ферромагнетизма металлов и сплавов: Сб. статей: Пер. с англ.- М.: Изд-во иностр. лит., 1963.- 536 с.
6. Лифшиц И.М., Гредескул С.А., Пастур Л.А. Введение в теорию неупорядоченных систем.- М.: Наука, 1982.- 360 с.
7. Сергеева Г.Г. О некоторых особенностях энергетического спектра внутри основной зоны неупорядоченных твердых растворов // ЖЭТФ.- 1965.- Т.48, вып. 1.- С. 158-166.
8. Изюмов Ю.А., Медведев М.В. Теория магнитоупорядоченных кристаллов с примесями.- М.: Наука, 1970.- 272 с.
9. Каллуэй Дж. Теория энергетической зонной структуры. М.: Мир, 1969.- 360 с.
10. Достижения электронной теории металлов: Сб. статей: Пер. с англ. - М.: Мир, 1984.- 664 с.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика.- М.: Наука, 1989.- 768 с.
12. Ситенко А.Г. Теория рассеяния.- К.: Вища школа, 1975.- 256 с.
13. Тейлор Дж. Теория рассеяния.- М.: Мир, 1975.- 568 с.
14. Скобов В.Г. Рассеяние электрона малой энергии на короткодействующем потенциале в сильном магнитном поле // ЖЭТФ.- 1959.- Т.37, вып.5(11).- С. 1467-1469.
15. Бычков Ю.А. Квантовая теория электропроводности металлов в сильных магнитных полях // ЖЭТФ.- 1960.- Т.39, вып.3.- С. 689-702.
16. Демков Ю.Н., Друкарев Г.Ф. Частица с малой энергией связи в магнитном поле // ЖЭТФ.-1965.- Т.49, вып.1(7).- С.257-264.

17. Ермолаев А.М., Каганов М.И. О причине биений при наблюдении эффекта де Гааза-ван Альфена в металлах типа висмута // Письма в ЖЭТФ.- 1967.- Т.6, вып.11.- С. 984-986.
18. Ермолаев А.М. Влияние квазилокальных состояний на эффект де Гааза - ван Альфена в металлах типа висмута // ЖЭТФ.- 1968.- Т.54, вып.4.- С. 1259-1263.
19. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. – М.: Наука, 1967. – 368 с.
20. Силин В.П. Колебания вырожденной электронной жидкости // ЖЭТФ.- 1958.- Т.35, вып. 5(11).- С. 1243-1250.
21. Shultz S., Dunifer G. Observation of spin waves in sodium and potassium // Phys. Rev. Lett.- 1967.- Vol.18, N 8.- P. 283-287.
22. Platzman P.M., Wolf P.A. Spin excitation in nonferromagnetic metals // Phys.Rev.Lett.- 1967.- Vol.18, N 8.- P. 280-283.
23. Левич В.Г., Вдовин Ю.А., Мямлин В.А. Курс теоретической физики. Т.2.- М.: Наука, 1971.- 936 с.
24. Силин В.П. Спиновые волны в неферромагнитных металлах.- В кн. [19].
25. Силин В.П. Теория вырожденной электронной жидкости и электромагнитные волны в металлах // ФММ.- 1970.- Т.29, вып.4.- С. 681-734.
26. Кондратьев А.С., Кучма А.Е. Электронная жидкость нормальных металлов. Л.: Изд-во Лен. ун-та, 1980.- 200 с.
27. Кондратьев А.С., Кучма А.Е. Лекции по теории квантовых жидкостей.- Л.: Изд-во Лен. ун-та, 1989.- 264 с.
28. Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И. Электронная теория металлов.- М.: Наука, 1971.- 416 с.
29. Ландау Л.Д. Теория ферми-жидкости // ЖЭТФ.- 1956.- Т.30, вып.6.- С. 1058-1064.
30. Ландау Л.Д. К теории ферми-жидкости // ЖЭТФ.- 1958.- Т.35, вып.1(7).- С. 97-103.
31. Силин В.П. К теории вырожденной электронной жидкости // ЖЭТФ.- 1957.- Т.33, вып.2(8).- С. 495-500.
32. Платцман Ф., Вольф П. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела.- М.: Мир, 1975.- 440 с.
33. Ермолаев А.М. Магнитопримесные спиновые волны в неферромагнитных металлах // ФТТ.- 1988.- Т.30, вып.4.- С. 1065-1067.

34. Канер Э.А., Ермолаев А.М. Магнитопримесные волны в металлах // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т. 44, вып. 8. – С. 391-392.
35. Канер Э.А., Ермолаев А.М. Слабозатухающие магнитопримесные волны в металлах // ЖЭТФ.- 1987.- Т.92, вып.6.- С. 2245-2256.
36. Канер Э.А., Ермолаев А.М. Поверхностный импеданс металлов с магнитопримесными состояниями электронов // ФТТ. – 1987. – Т. 29, вып. 4. – С. 1100-1106.
37. Канер Э.А., Ермолаев А.М. Магнитопримесные циклотронные волны // ФНТ. – 1988. – Т. 14, № 4. – С. 362-366.
38. Окулов В.И., Силин В.П. Квантовые спиново-акустические волны в металлах // Труды ФИАН.- 1985.- Т.158, С. 3-52.
39. Зырянов П.С., Клиггер М.И. Квантовая теория явлений электронного переноса в кристаллических полупроводниках.- М.: Наука, 1976.- 480 с.
40. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Статистическая физика. Ч.2.- М.: Наука, 1978.- 448 с.
41. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике.- М.: Физматгиз, 1962.- 443 с.
42. Каганов М.И., Кляма С. Роль квазилокальных уровней в эффекте де Гааза - ван Альфена // ФТТ.- 1978.- Т.20, вып.8.- С. 2360-2368.
43. Avishai Y., Azbel M.Ya., Gredeskul S.A. Electron in magnetic field interacting with point impurities // Phys. Rev. – 1993. – Vol. B 48, № 23. – P. 17280-17295.
44. Андреев С.П. Спектры и кинетика систем с магнитопримесными состояниями при конечном радиусе потенциала // УФН. – 1984. – Т. 143, вып. 2. – С. 213-238.
45. Уайт Р. Квантовая теория магнетизма.- М.: Мир, 1985.- 304 с.
46. Барьяхтар В.Г., Криворучко В.Н., Яблонский Д.А. Функции Грина в теории магнетизма.- К.: Наук. думка, 1984.- 336 с.
47. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Новый тип спиновых волн в нормальных металлах с квазилокальными состояниями электронов // ФНТ. – 1992. – Т. 18, № 12. – С. 1375-1377.
48. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Магнитное рассеяние нейтронов в нормальных металлах с квазилокальными состояниями электронов // ФТТ.- 1992.- Т.34, N 6.- С. 1676-1679.
49. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. К теории спиновых волн в

- неферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов // ФНТ.- 1993.- Т.19, N 7.- С. 812-815.
50. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Спиновые волны в ферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов в квантующем магнитном поле // ФНТ.- 1994.- Т.20, N 4.- С. 366-370.
51. Ermolaev A.M., Shurduck A.I. and Ulyanov N.V. New type of electron waves in normal metals // Physics in Ukraine International Conference. Kiev, 22-27 June 1993. Proceedings Contributed Papers. Solid State Physics.- Kiev: Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, 1993.- P. 59.
52. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. К моделированию спиновых волн в ферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов // Применение персональных компьютеров в научных исследованиях и учебном процессе. Материалы конференции 18-20 января 1994 г.- Харьков: ХГУ, 1994.- С. 16.
53. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Квантовые спиновые волны в металлах с квазилокальными состояниями электронов // VII Международный семинар "Физика магнитных явлений". Тезисы докладов 23-28 мая 1994 г. - Донецк: ДФТИ им. Галкина, 1994.- С. 121.
54. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Медленные квантовые спиновые волны в ферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов // Теория конденсированного состояния (к 50-летию кафедры теоретической физики). Материалы конференции 24 мая 1994 г.- Харьков: ХГУ, 1994.- С. 41.
55. Mermin N.D., Canel E. Long wavelength oscillations of a quantum plasma in a uniform magnetic field // Ann. Phys. (USA).- 1964.- Vol. 26, N 2.- P. 247-273.
56. Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика.- М.: Наука, 1971.- 416 с.
57. Jones W., March N. Theoretical solid state physics.- London: J.Wiley and Sons, 1973.- 680 p.
58. Изюмов Ю.А., Озеров Р.П. Магнитная нейтронография. М.: Наука, 1966.- 532 с.
59. Ермолаев А.М., Сердюк А.Д. Динамическая спиновая восприимчивость металлов с примесными состояниями электронов // ФММ.- 1986.- Т.62, вып. 2.- С. 236-240.

60. Ермолаев А.М., Филиппченко О.В., Ульянов Н.В. Влияние резонансных состояний электронов на динамическую спиновую восприимчивость металлов с анизотропной поверхностью Ферми в магнитном поле // Физические явления в твердых телах. Материалы конференции 1-3 февраля 1995 г.- Харьков: ХГУ, 1995.- С. 10.
61. Ермолаев А.М. Магнитопримесные волны в металлах с анизотропной поверхностью Ферми // ФТТ. – 1988. – Т. 30, вып. 4. – С. 1233-1235.
62. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В., Шурдук А.И. Электромагнитные и спиновые волны в проводниках с квазилокальными состояниями электронов// Физические явления в твердых телах. Материалы конференции 2-4 февраля 1993 г.- Харьков: ХГУ, 1993.- С.4.
63. Ермолаев О.М., Ульянов М.В., Шурдук А.И. Новый тип электронных волн в металлах // Ювілейна наукова конференція, присвячена 40-річчю фізичного факультету. Тези доповідей 27-28 травня 1993 р.- Львів: ЛДУ, 1993.- С. 62.
64. Ermolaev A.M., Rashba G.I., Shurduk A.I. and Ulyanov N.V. The new type of waves in Fermi-liquid of nonferromagnetic metals // Trends in Physics. Firenze (Italy), 14-17 September, 1993. Abstracts.- Firenze: European Physical Society 9, 1993.- P. 143.
65. Ermolaev A.M. and Ulyanov N.V. New type of electron spin waves in nonferromagnetic metals with resonance electron states // GCCMD 14. Madrid (Spain), 28-31 March 1994. Abstracts.- Madrid: GCCMD 14, 1994.- P. 329.
66. Ermolaev A.M., Gleizer N.V., Ulyanov N.V. Spin excitations in normal metals with resonant electron states on impurity atoms in magnetic field // Czechoslovak Journal. - 1996. - V.46, suppl S. 5. - P. 2639-2640.
67. Ermolaev A.M., Rashba G.I., Ulyanov N.V., Shurduk A.I. Collective excitations in the conductors with resonance electron states in magnetic field // 19th Intern. confer. on stat. phys. (STATPHYS 19). – Xiamen (China), 1995. – P. 89.
68. Ermolaev A.M., Rashba G.I., Ulyanov N.V., Gleizer N.V. Collective excitations in conductors with resonance electron states // 15th General Conference of the Condensed Matter Division of EPS, Baveno-Stresa (Italy), 22-25 April 1996, p. 105.
69. Ermolaev A.M., Gleizer N.V., Ulyanov N.V. Spin excitations in

normal metals with resonant electron states on impurity atoms in magnetic field // LT 21 Conference handbook, Prague, Czech Republic (August 8-14, 1996) , p. 179.

70. Ульянов Н.В. Спиновые волны в ферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов. Автореферат кандидатской диссертации. - Харьков: ХГУ, 1995. - 16 с.
71. Ульянов Н.В. Спиновые волны в ферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов. Кандидатская диссертация. - Харьков: ХГУ, 1995. - 146 с.
72. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Коллективные и одночастичные возбуждения спиновой системы ферромагнитных металлов с квазилокальными состояниями электронов // Вісник ХДУ. Серія "Фізика". - 1999. - N 440, в. 3. - С. 22-24.
73. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В., Ульянов В.В. Анимационное моделирование спиновых волн в ферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов // Застосування персональних комп'ютерів у наукових дослідженнях та навчальному процесі. Матеріали 4-ї конференції 24-26 жовтня 2000 р. - Харьков: ХНУ, 2000. - С. 9.
74. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Спиновые волны в ферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов // Физические явления в твердых телах. Материалы 5-й Международной конференции 25-26 октября 2001 г. - Харьков: ХНУ, 2001.- С. 73.
75. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Спиновые возбуждения в ферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов // Физические явления в твердых телах. Материалы 6-й Международной конференции 28-29 октября 2003 г. – Харьков: ХНУ, 2003. – С. 89.
76. Глейзер Н.В., Ермолаев А.М., Рашба Г.И., Ульянов Н.В. Коллективные возбуждения в проводниках с магнитопримесными состояниями электронов // Каразінські природознавчі студії. Матеріали міжнародної наукової конференції 14-16 червня 2004 р. - Харків: ХНУ ім. В.Н. Каразіна, 2004. – С. 78.
77. Ермолаев О.М., Ульянов М.В. Моделирование спиновых возбуждений в нормальных металлах с квазилокальными состояниями электронов // Применение персональных компьютеров в научных исследованиях и учебном процессе. Материалы 6-й конференции

- 7-8 декабря 2004 г. – Харьков: ХНУ, 2004. – С. 39.
78. Ермолаев О.М., Ульянов М.В. Спиновые возбуждения в нормальных металлах с квазилокальными станами электронов // Фізичні явища в твердих тілах. Матеріали 7-ої Міжнародної конференції 14-15 грудня 2005 р. – Харків: ХНУ, 2005. – С. 13.
 79. Пайнс Д. Элементарные возбуждения в твердых телах.- М.: Мир, 1965.- 382 с.
 80. Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей.- М.: Мир, 1967.- 382 с.
 81. Edwards D.M. Spin waves and other magnetic excitations in nonferromagnetic metals // Journ. Phys. - 1969.- С 2, N 1.- P. 84-96.
 82. Мория Т. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами.- М.: Мир, 1988.- 288 с.
 83. Зырянов П.С., Окулов В.И., Силин В.П. Квантовые спиновые волны // Письма в ЖЭТФ.- 1968.- Т. 8, вып. 9.- С. 489-492.
 84. Зырянов П.С., Окулов В.И., Силин В.П. Квантовые волны в вырожденной электронной жидкости металлов // ЖЭТФ.- 1970.- Т.58, вып.4.- С. 1295-1309.
 85. Fulde P., Luther A. Effects of impurities on spin fluctuations in almost ferromagnetic metals // Phys. Rev.- 1968.- Vol.170, N 2.- P. 570-575.
 86. Fulde P., Luther A. Spin relaxation and transport in magnetic alloys // Phys. Rev.- 1968.- Vol.175, N 2.- P. 570-575.
 87. Бодюл П.П., Гарабажиу В.Ф. Особенности действия примесей в висмуте // Полуметаллы и узкозонные полупроводники под влиянием внешних воздействий.- Кишинев: Штиинца, 1983.- С. 26-48.
 88. Ермолаев А.М. Магнитопримесные состояния электронов в твердых телах // Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук.- Харьков: Изд-во ХГУ, 1988.- 213 с.
 89. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Спиновые волны в неферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов в квантующем магнитном поле // ФНТ.- 1994.- Т.20, N 4.- С. 366-370.
 90. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Медленные квантовые спиновые волны в неферромагнитных металлах с квазилокальными состояниями электронов // Теория конденсированного состояния (к 50-летию кафедры теоретической физики). Материалы

- конференции 24 мая 1994 г.- Харьков: ХГУ, 1994.- С. 41.
91. Ermolaev A. and Ulyanov N. Quantum spin waves in metals with impurities // International Conference on Magnetism. Warsaw (Poland), 22-26 August 1994. Programme and Abstracts.- Warsaw: ICM-94, 1994.- P. 106.
 92. Ermolaev A.M., Gleizer N.V., Ulyanov N.V. Quantum spin excitations in normal metals with resonant electron states in magnetic field // Физические явления в твердых телах (к 80-летию академика И.М.Лифшица. Материалы 3-й Международной конференции 21-23 января 1997 г. - Харьков: ХГУ, 1997. - С.22.
 93. Kosevich A.M. The Crystal Lattice. – Weinheim: Wiley VCH, 2005. – 345 p.
 94. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. Некоторые вопросы теории ядра.- М.: Гостехиздат, 1950.- 416 с.
 95. Izuyama T., Kim D.-J., Kubo R. Band theoretical interpretation of neutron diffraction phenomena in ferromagnetic metals // Journ. Phys. Soc. Japan.- 1963.- Vol. 18, N 7.- P. 1025-1042.
 96. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны.- М.: Госатомиздат, 1963.- 372 с.
 97. Hebborn J.E., March N.H. Orbital and spin magnetism and dielectric response of electrons in metals // Adv. Phys.- 1970.- Vol. 19, N 78.- P. 175-215.
 98. Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел.- М.: Наука, 1967.- 492 с.
 99. Памятных Е.А., Силин В.П., Солонцов А.З. Рассеяние нейтронов на квантовых магнитных возбуждениях в нормальных и ферромагнитных металлах // ЖЭТФ.- 1976.- Т. 70, вып. 6.- С. 2286-2295.
 100. Бакай А.С., Сергеева Г.Г. Взаимодействие света со спиновыми волнами // Препринт А13 ХФТИ 75-13.- 1975.- С. 1-24.
 101. Еременко В.В. Введение в оптическую спектроскопию магнетиков.- К.: Наукова думка, 1975.- 472 с.
 102. Котгам М.Г., Локвуд Д.Дж. Рассеяние света в магнетиках.- М.: Наука, 1991.- 272 с.
 103. Глейзер Н.В., Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Неупругое магнитное рассеяние нейтронов в анизотропных металлах с резонансными состояниями электронов // Применение персональных компьютеров в научных исследованиях и учебном процессе.

Материалы 2-й конференции 23-25 января 1996 г. - Харьков: ХГУ, 1996. - С. 15.

104. Глейзер Н.В., Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Магнитное неупругое рассеяние нейтронов в металлах с резонансными состояниями электронов // Применение персональных компьютеров в научных исследованиях и учебном процессе. Материалы 3-й конференции 9-10 июня 1998 г. - Харьков: ХГУ, 1998. - С. 22.
105. Ермолаев А.М., Ульянов Н.В. Анимационное исследование резонансов при рассеянии нейтронов на спиновых волнах в неферромагнитных мелаллах с квазилокальными состояниями электронов // Применение персональных компьютеров в научных исследованиях и учебном процессе. Материалы 5-й конференции 30-31 октября 2002 г. - Харьков: ХНУ, 2002. - С. 30.
106. Кондратенко П.С. Теория ферромагнетной ферми-жидкости // ЖЭТФ.- 1964.- Т. 46, вып. 4.- С. 1438-1455.
107. Бланк А.Я., Кондратенко П.С. Дисперсия спиновых волн в металлах в сильном магнитном поле // ЖЭТФ.- 1967.- Т. 53, вып. 4(10).- С. 1311-1315.
108. Красильников В.В., Пелетминский С.В., Рожков А.А. К теории спиральных магнитных структур в ферми-жидкостном подходе // ФТТ.- 1987.- Т. 29, вып. 7.- С. 1979-1987.
109. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. - М.: Мир, 1985. - 416 с.
110. Shoenberg D. J. Low. Temp. Phys. - 1984. - Vol. 56. - P. 417.
111. Isihara A. and Kojima D.Y. Phys. Rev. - 1979. - Vol. B 19. - P. 846.
112. Stern F. Phys. Rev. Lett. - 1967. - Vol. 18. - P. 546.
113. Glasser M.L. Phys. Rev. - 1980. - Vol. B 22. - P. 472.
114. Yarlagadda S. and Giuliani G.F. Phys. Rev. - 1989. - Vol. B 39. - P. 3386.
115. Nkoma J.S. J. Phys. - 1981. - Vol. C 14. - P. 1685.
116. Fukuyama H. Techn. Rept. ISSP, Ser. A, N 1304, 1, 1983.
117. Ermolaev A.M. and Rashba G.I. Toward a theory of the magnetoimpurity states of electrons in conductors // Low Temp. Phys. - 2004. - Vol. 30, N 1. - P. 51-54.
118. Глейзер Н.В., Ермолаев А.М. Тензор высокочастотной проводимости двумерного электронного газа с примесными состояниями электронов в магнитном поле // ФНТ. - 1997. - Т. 23, № 1. - С. 73-78.

119. Глейзер Н.В., Ермолаев А.М., Руднев А.Д., Ульянов Н.В.
Динамическая спиновая восприимчивость двумерных электрон-
примесных систем // Физические явления в твердых телах (к 80-
летию академика И.М.Лифшица). Материалы 3-й Международной
конференции 21-23 января 1997 г. – Харьков: ХГУ, 1997. – С. 35.
120. Глейзер Н.В., Ермолаев А.М., Руднев А.Д. Высокочастотная
спиновая восприимчивость двумерного электронного газа с
примесными состояниями электронов // ФНТ. – 1997. – Т. 23, №
10. – С. 1092-1097.
121. Gleizer N.V. and Ermolaev A.M. Spin waves in a two-dimensional
non-ferromagnetic electron liquid with electron impurity states in a
magnetic field // Low. Temp. Phys. – 1998. – Vol. 24, № 7. P. 489-
494.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Амплитуда электрон-примесного рассеяния 7
- Аномальная дисперсия спиновых волн 62, 65, 110
- Бесстолкновительное затухание Ландау 70, 71, 79
- Вектор рассеяния нейтронов 85, 86, 90
- Вычет амплитуды рассеяния электронов примесным атомом 36, 68, 77, 99, 102
- Гауссов сепарабельный потенциал 92
- Гетеропереходы 105
- Гиромангнитное отношение 84
- Декремент затухания спиновых волн 58, 59, 62, 80, 111
- Дисперсионные кривые спиновых волн 59, 63
- Дисперсионные соотношения 27
- Дифференциальное сечение рассеяния нейтронов 83, 114
- Диффузия намагниченности 16
- Длина рассеяния 77
- Инверсионные слои 105
- Классический радиус электрона 85, 114
- Коллективные возбуждения 88, 89
- Конфигурационное усреднение 19
- Кроссовая ситуация 75, 109
- Локальные уровни 7, 100, 106, 116
- Лоренцевские максимумы сечения рассеяния нейтронов 91, 94
- Лоренцевские спутники 119
- Магнитная локализация электронов на примесных атомах 8
- Магнитное рассеяние нейтронов 52
- Магнитопримесные спиновые волны 9, 91, 105
- Магнитопримесные уровни 68, 77, 105
- Магнитопримесные электромагнитные волны 9
- Множественное рассеяние электронов примесным атомом 49
- Модель И.Лифшица 48
- Нормальная дисперсия спиновых волн 60, 65, 113

Одночастичные возбуждения 87
 Окна прозрачности для
 квантовых спиновых волн 69, 70
 Оператор рассеяния 18
 Паулиевская восприимчивость
 50, 103
 Переброс спина электрона 89
 Плотность состояний электронов
 20-22
 Полосы прозрачности для
 спиновых волн 10, 60, 62, 66, 80
 Полюсы амплитуды электрон-
 примесного рассеяния 7, 24
 Поперечная и продольная эф-
 фективные массы электрона 44
 Пороговая частота 53, 100
 Правила отбора 69
 Предельные частоты спиновых
 волн 60, 110, 113
 Приближение хаотических фаз
 87, 106
 Примесные уровни электронов 7
 Разбавленные сплавы 48
 Резонансные частоты 42, 66, 102,
 108, 109
 Сектор Стонера 16, 57, 59
 Селективная прозрачность 16
 Сечение брэгговского рассеяния
 нейтронов 85
 Силы осцилляторов 42, 43, 56, 62,
 67, 77, 108, 109
 Спектральная плотность функции
 Грина 22
 Спиновые волны Силина 12, 15
 Спиновый ток электронов 84, 85
 Схемы переходов электронов 55,
 61, 66
 Температурные функции Грина
 18, 29
 Теорема Вика 29, 30
 Уравнение И.Лифшица 21, 99
 – Липпмана-Швингера 18, 19
 Уровни Ландау 24, 33
 Формула Кубо 28
 Функция Грина двухчастичная 29
 – Планка 87
 – Ферми-Дирака 12, 30
 Циклотронная частота
 электронов 13, 22
 Циркулярные компоненты
 тензора восприимчивости 33, 86,
 107
 Частоты столкновений
 электронов 15, 16
 Ширина квазилокального уровня
 7
 Ширины примесных уровней 7,
 23, 77, 78
 Эффективная масса 44

ДЛЯ ЗАМЕТОК

Серия воспоминаний об ученых-физиках

1. В.В.Ульянов
ИЛЬЯ МИХАЙЛОВИЧ ЛИФШИЦ. – 2001.
2. А.М.Ермолаев, В.В.Ульянов
МОИСЕЙ ИСААКОВИЧ КАГАНОВ. – 2001.
3. В.В.Ульянов
ЛЕВ ЭЛЕАЗАРОВИЧ ПАРГАМАНИК. – 2002.
4. В.Г.Песчанский, В.В.Ульянов
ЛЕОНИД СТЕПАНОВИЧ ГУЛИДА. – 2002.
5. В.В.Ульянов
БОРИС ИЕРЕМИЕВИЧ ВЕРКИН. – 2002.
6. А.М.Ермолаев, В.В.Ульянов
АРНОЛЬД МАРКОВИЧ КОСЕВИЧ. – 2002.
7. В.В.Ульянов
ВИКТОР МОИСЕЕВИЧ ЦУКЕРНИК. – 2002.
8. А.М.Ермолаев, В.В.Ульянов
ВАЛЕНТИН ГРИГОРЬЕВИЧ ПЕСЧАНСКИЙ. 2002.
9. А.М.Ермолаев, В.В.Ульянов
ЭМАНУИЛ АЙЗИКОВИЧ КАНЕР. – 2002.
10. А.М.Ермолаев, Ю.П.Степановский, В.В.Ульянов
АЛЕКСАНДР ИЛЬИЧ АХИЕЗЕР. – 2002.
11. В.В.Ульянов
АНДРЕЙ ВЛАДИМИРОВИЧ ЖЕЛЕХОВСКИЙ. – 2003.
12. В.Г.Песчанский, В.В.Ульянов
ВЛАДИМИР ПЕТРОВИЧ ГАЛАЙКО. – 2003.
13. А.М.Ермолаев, В.В.Ульянов
ИГОРЬ ИВАНОВИЧ ФАЛЬКО. – 2003.
14. Г.И.Рашба, В.В.Ульянов
АЛЕКСАНДР МИХАЙЛОВИЧ ЕРМОЛАЕВ. – 2003.
15. Ю.В.Василевская, А.М.Ермолаев
ВЛАДИМИР ВЛАДИМИРОВИЧ УЛЬЯНОВ. – 2004.
16. А.М.Ермолаев, В.В.Ульянов
ОЛЕГ ИВАНОВИЧ ЛЮБИМОВ. – 2005.

Серия монографий и учебных пособий

1. О.М.Ермолаев
ФУНКЦІЇ ГРІНА В ТЕОРІЇ ТВЕРДОГО ТІЛА. – 2001.
2. В.В.Ульянов
О КВАЗИКЛАССИЧЕСКОМ ДВИЖЕНИИ
ЧАСТИЦ В ПОЛЯХ С ОСОБЕННОСТЯМИ. – 2002.
3. В.В.Ульянов
ВВОДНЫЕ ЛЕКЦИИ ПО КВАНТОВОЙ
МЕХАНИКЕ. Ч. 1-2. – 2002.
4. В.В.Ульянов
К ИСТОРИИ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА
И КАФЕДРЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ. Ч. 1–2. – 2003.
5. А.М.Ермолаев, В.В.Ульянов
К ИСТОРИИ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА
И КАФЕДРЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ. Ч. 3. – 2004.
6. О.М.Ермолаев, Г.І.Рашба
ВСТУП ДО СТАТИСТИЧНОЇ ФІЗИКИ І ТЕРМОДИНАМІКИ. –
2004.
7. В.В.Ульянов
ВСТУП ДО КВАНТОВОЇ КІНЕТИКИ. – 2004.
8. А.М.Ермолаев, Г.И.Рашба
МЕТОД КЕЛДЫША В КВАНТОВОЙ КИНЕТИКЕ. – 2005.
9. Ю.В.Василевская, В.В.Ульянов
НОВЫЕ КВАЗИТОЧНОРЕШАЕМЫЕ МОДЕЛИ В
КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ СПИНОВЫХ СИСТЕМ. – 2005.
10. Е.Н.Синельник, В.В.Ульянов
ФРАКТАЛЫ: ОТ МАТЕМАТИКИ К ФИЗИКЕ. – 2005.
11. А.М.Ермолаев, Н.В.Ульянов
СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ
ПРОВОДНИКАХ С ПРИМЕСНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ
ЭЛЕКТРОНОВ. – 2006.

Наукове видання

Олександр Михайлович Єрмолаєв

Микола Володимирович Ульянов

СПІНОВІ ХВИЛІ У НЕФЕРОМАГНІТНИХ ПРОВІДНИКАХ З
ДОМШКОВИМИ СТАНАМИ ЕЛЕКТРОНІВ

Відповідальний за випуск Г.І.Рашба

Підп. до друку 5.05.2006. Формат 60x84/16. Папір офсетний.

Друк ризографічний. Ум. друк. арк. 7,8. Обл.-вид. арк. 9,0.

Наклад 100 прим. Ціна договірна.

ХНУ, 61077, Харків, пл. Свободи, 4.

Видавничий центр.

Надруковано П.П. "Азамаєв В.Р."

61144, Харків, вул. Героїв праці, 17

