

УДК 539.2 : 530.145

© 1992

## МАГНИТНОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ В НОРМАЛЬНЫХ МЕТАЛЛАХ С КВАЗИЛОКАЛЬНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ

А. М. Ермолаев, Н. В. Ульянов

Рассматривается неупругое магнитное рассеяние медленных нейтронов одночастичными и коллективными возбуждениями в нормальных металлах с квазилокальными состояниями электронов на немагнитных примесных атомах в квантующем магнитном поле. В приближении хаотических фаз вычислено сечение рассеяния нейтронов с возбуждением спиновых волн нового типа. Эти волны слабо затухают в узких полосах прозрачности вблизи частот резонансных переходов электронов между квазилокальными уровнями и уровнями Ландау, сопровождающихся перебросом спина.

Сечение магнитного рассеяния медленных нейтронов спиновым током в нормальных металлах связано с динамической спиновой восприимчивостью электронов проводимости [1, 2]. Восприимчивость неферромагнитных металлов с квазилокальными состояниями электронов на изолированных немагнитных примесных атомах в отсутствие магнитного поля рассматривалась ранее [3]. 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 [4]. Резонансные переходы электронов с магнитопримесных 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, названные магнитопримесными спиновыми волнами [4]. Особенности восприимчивости должны проявляться в сечении неупругого магнитного рассеяния нейтронов. В энергетическом спектре рассеянных нейтронов должны наблюдаться максимумы, когда переданная нейтроном энергия  $\omega$  равна резонансной частоте. Это относится не только к металлам с магнитопримесными уровнями [4], но и с собственными квазилокальными состояниями электронов [5], существующими и в отсутствие магнитного поля.

В этой статье 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 [3, 4]. Предполагается, что  $\omega$  превышает суммарную ширину уровней, участвующих в переходах, а вектор рассеяния  $q$  параллелен постоянному магнитному полю  $H$ . Температура рассеивателя предполагается малой по сравнению с энергией перехода.

Частоты резонансных переходов электронов между квазилокальным уровнем  $\epsilon_{r-} = \epsilon_r - \mu H$  ( $\mu$  — спиновый магнитный момент электрона, индексы  $\pm$  соответствуют ориентации спина вдоль и против поля  $H$ ) и уровнями Ландау, сопровождающихся перебросом спина, равна

$$\omega_{rs} = \omega_0 + \Omega_0 + s\Omega, \quad (1)$$

где  $\omega_0 = \varepsilon_L - \varepsilon_r$  ( $\varepsilon_{Lr} = \varepsilon_L + \mu H$  — ближайший к энергии Ферми  $\varepsilon_F$  свободный уровень Ландау),  $\Omega_0$  — частота спинового резонанса [6],  $\Omega$  — циклотронная частота,  $s = 0, 1, \dots$  — номер резонанса,  $\hbar = 1$ . В окрестности частоты (1) циркулярная компонента восприимчивости  $\chi_-(q, \omega)$  равна  $\chi = \chi_0 + \delta\chi$ , где  $\chi_0$  — известный вклад [2, 6], а  $\delta\chi$  — резонансная часть, связанная с рассматриваемыми переходами электронов. Она равна

$$\delta\chi^{(s)}(q, \omega) = \chi_P a_s(q) i \left( \frac{\omega_{rs}}{\omega - \omega_{rs} + i\Gamma_-} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\chi_P$  — паулиевская восприимчивость,  $\Gamma_-$  — полуширина квазилокального уровня с проекцией спина «—», а величины  $a_s$  играют роль сил осцилляторов резонансных переходов. В длинноволновом пределе они равны

$$a_s = \frac{\pi \Omega n_i}{2\omega_s^2 (\varepsilon_F \omega_{rs})^{1/2}} [f(\varepsilon_{r-}) - f(\varepsilon_{r-} + \omega_{rs})]. \quad (3)$$

Здесь  $\omega_s = \omega_0 + s\Omega$ ,  $r$  определяет вычет амплитуды рассеяния электронов изолированным примесным атомом в полюсе  $\varepsilon_{r-} - i\Gamma_-$ ,  $n_i$  — концентрация примесных атомов, разность функций Ферми  $f$  учитывает принцип Паули.

Выражение (2) 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  $d\omega$  и интервал энергий  $d\omega$

$$h = \frac{d^2\sigma}{d\omega d\omega} \frac{4\pi}{\chi_P} \left( \frac{\mu}{1.9r_0} \right)^2 \quad (4)$$

( $r_0$  — классический радиус электрона) как функция  $\omega$  имеет максимумы на частотах (1). Величина  $s$ -го максимума равна

$$h_s = a_s \left( \frac{\omega_{rs}}{2\Gamma_-} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Максимумы асимметричны, смещены в область высоких частот. С ростом  $s$  величина (5) убывает пропорционально  $s^{-2}$ . Отметим, что резонансные переходы электронов —  $\rightarrow$  + между ближайшим к  $\varepsilon_F$  заполненным уровнем Ландау и лежащим выше  $\varepsilon_F$  свободным квазилокальным уровнем приводят при  $\varepsilon_r < \varepsilon_L$  (но  $\varepsilon_{r+} > \varepsilon_{L-}$ ) 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 [4]. Эти волны слабо затухают за счет столкновений электронов в узких полосах прозрачности, лежащих ниже резонансных частот (1). Закон дисперсии и декремент затухания спиновых волн в  $s$ -й полосе равны

$$\omega_s(q) = \omega_{rs} \left\{ 1 - \left[ \frac{a_s b_s (\omega_s / \omega_{rs})}{1 + \frac{1}{3} b_s \left( \frac{q v_F}{\omega_s} \right)} \right]^2 \right\}, \quad (6)$$

$$\gamma_s(q) = \Gamma_- + 2\nu a_s^2 b_s^3 \frac{\Omega_0 \omega_s}{\omega_{rs}^2} \left[ 1 + \frac{1}{3} b_s \left( \frac{q\nu_F}{\omega_s} \right)^2 \right]^{-3}, \quad (7)$$

где

$$b_s = I\nu_F \frac{\omega_{rs}}{\omega_s + I\nu_F \Omega_0},$$

$I$  — положительная константа, учитывающая  $s$ -волновую часть электрон-электронного взаимодействия;  $\nu_F$  и  $\nu_F$  — скорость и плотность состояний электронов на границе Ферми;  $\nu$  — частота столкновений электронов, вычисленная без учета квазилокальных уровней [2, 6]. Ширина полосы прозрачности равна

$$\Delta \omega_s = \omega_{rs} \left( a_s b_s \frac{\omega_s}{\omega_{rs}} \right)^2. \quad (8)$$

Сечение рассеяния нейтронов с испусканием спиновых волн со спектром (6) как функция  $\omega$  имеет лоренцевские максимумы на частотах спиновых волн. В окрестности  $s$ -го максимума

$$\frac{d^2\sigma_s}{d\omega d\omega} = \frac{(1.9r_0)^2 \Delta \omega_s}{I^2 \nu_F a_s} \left( \frac{\Delta \omega_s}{\omega_{rs}} \right)^{1/2} \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_s(q)}{[\omega - \omega_s(q)]^2 + [\gamma_s(q)]^2}. \quad (9)$$

Максимальное значение сечения (4) равно

$$h_s = \frac{2}{(I\nu_F)^2 a_s} \left( \frac{\Delta \omega_s}{\omega_{rs}} \right)^{1/2} \frac{\Delta \omega_s}{\gamma_s}. \quad (10)$$

Ширина максимума совпадает с декрементом затухания спиновых волн (7). С ростом  $s$  величина максимума (10) убывает пропорционально  $s^{-4}$ , а его ширина стремится к постоянному пределу  $\Gamma_-$ .

Квазилокальные состояния электронов ниже границы Ферми в отсутствие магнитного поля наблюдались в  $\text{Bi}$  с примесями  $\text{Sn}$  и  $\text{Pb}$  [7]. Используя параметры спектра  $\text{Bi}$ , а также характеристики квазилокальных состояний, приведенные в [7], находим отношение величины первого ( $s=0$ ) максимума (5) при  $n_i = 10^{-2}$  ат.%,  $H = 10^3$  Э к максимальному значению  $\text{Im}(\chi_0/\chi_p)$  при спиновом резонансе  $24.2$  ( $\nu/\Omega_0$ ). Если взять  $I\nu_F = 0.1$ , отношение  $h_0$  (10) к максимальному значению сечения рассеяния с возбуждением квазиклассических волн Силина [2] будет равно  $142.4$  ( $\nu/\Omega_0$ ). Отношение величины первого максимума (10) к (5) оказывается равным  $5.4$ . Для расчетов мы использовали вычет  $r$  в модели гауссова сепарабельного потенциала [8].

#### Список литературы

- [1] Изюмов Ю. А., Озеров Р. П. Магнитная нейтронография. М., 1966. 532 с.
- [2] Памятных Е. А., Силин В. П., Солонцов А. З. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 6. С. 2286—2295.
- [3] Ермолаев А. М., Сердюк А. Д. // ФММ. 1986. Т. 62. № 2. С. 236—240.
- [4] Ермолаев А. М. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 1065—1067.

- [5] Лифшиц И. М., Гредескул С. А., Пастур Л. А. Введение в теорию неупорядоченных систем. М., 1982. 360 с.
- [6] Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов. М., 1971. 416 с.
- [7] Бодюл П. П., Гарабажиу В. Ф. Полуметаллы и узкозонные полупроводники под влиянием внешних воздействий. Кишинев, 1983. С. 26—48.
- [8] Каганов М. И., Кляма С. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 8. С. 2360—2368.

Харьковский  
государственный университет

Поступило в Редакцию  
4 декабря 1991 г.

---