

Непосредственное наблюдение неоднородного распределения намагниченности проводилось на электронном микроскопе. На рис. 2 приведена микрофотография магнитного контраста пленки  $Du_{23}Co_{77}$ , полученная на участках с  $K_u > 0$ . Известно, что величина магнитного контраста пропорциональна скорости изменения плоскостной составляющей намагниченности.

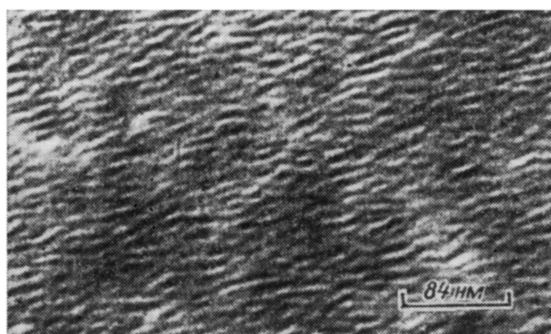


Рис. 2. Магнитный контраст, полученный на пленке  $Du_{23}Co_{77}$  методом лоренцевой электронной микроскопии.

Видно, что в полях объективной линзы ( $H \sim 2$  кЭ вдоль нормали) в плоскости пленки существует неоднородное распределение намагниченности типа микродоменной страйп-структуры с периодом порядка  $\sim 100$  Å, которое, по-видимому, можно связать с ОФП в УФ.

Авторы выражают благодарность И. Е. Дикштейну и Ф. В. Лисовскому за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Фиш Г. И., Хрусталева Б. П., Фролов Г. И., Яковчук В. Я. ФТТ, 1986, т. 28, № 7, с. 2205—2207.
- [2] Синицын Е. В., Бострем И. Г. ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 2 (8), с. 661—669.
- [3] Йелон А. В сб.: Физика тонких пленок. М.: Мир, 1973, т. VI, с. 228—333.
- [4] Tsunashima S., Itatima K., et al. Jap. Appl. Phys., 1977, vol. 16, N 6, p. 1051—1052.
- [5] Белов К. П., Звездин А. К., Кадошцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 320 с.
- [6] Барьяхтар В. Г., Богданов А. И., Яблонский Д. А. ФНТ, 1986, т. 12, № 1, с. 43—54.
- [7] Koikeda T., Suzuki K., Chikazumi S. Appl. Phys. Lett., 1964, vol. 4, N 9, p. 160—162.

Институт физики

им. Л. В. Киренского СО АН СССР  
Красноярск

Поступило в Редакцию  
15 июля 1987 г.

В окончательной редакции  
18 ноября 1987 г.

УДК 539.143.43

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ ЯДЕРНОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

З. П. Суладзе, К. О. Хуцишвили

Экспериментальные исследования в магнетиках указывают на зависимость времени ядерной поперечной релаксации  $T_2$  от температуры  $[1-3]$ . Например, в поликристаллических образцах литиевого феррита ( $Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$ ) наблюдается монотонный рост  $T_2$  при понижении температуры  $[3]$ .

В настоящее время рассматриваются различные механизмы ядерной магнитной релаксации  $[1, 3]$ . Одним из наиболее эффективных механиз-

мов, дающих температурную зависимость  $T_2$ , является релаксация ядерных спинов через быстро релаксирующие магнитные моменты парамагнитных примесей [2, 3]. Однако при низких температурах она может оказаться неэффективной в связи с усилением влияния сверхтонкого взаимодействия (СТВ) на движение электронных спинов. Действительно, в [2] наблюдалось некоторое расхождение экспериментальных данных с теорией в антиферромагнетике для  $T_2$  при температуре ниже  $T=45$  К.

В настоящей работе исследуется температурная зависимость времени ядерной поперечной релаксации при низких температурах для ядер, расположенных в доменной границе (ДГ).

Рассмотрим  $180^\circ$  ДГ в одноосном ферромагнетике с легкой осью, совпадающей с главной осью симметрии кристалла (ось  $z$ ). Направление, перпендикулярное к границе, примем за ось  $y$ . Выражение для гамильтониана электронных и ядерных спинов в случае изотропного СТВ в локальной системе координат имеет вид [4]

$$\mathcal{H} = -Ja^2 \sum_i S_i \nabla^2 S_i + K \sum_i [(S_i^x)^2 + (S_i^y)^2] \cos 2\theta_i + K' \sum_i (S_i^z)^2 + 2\pi\gamma_e^2 \sum_i (S_i^y)^2 + A \sum_i S_i I_i, \quad (1)$$

где  $J$  — константа обменного взаимодействия,  $a$  — параметр решетки,  $K$  — константа анизотропии,  $\theta$  — угол отклонения от оси  $z$ ,  $K'$  — константа возвращающей силы для ДГ,  $\gamma_e$  — гиромагнитное отношение электронов,  $A$  — константа СТВ ( $\hbar=1$ ).

Ввиду того что статическая часть сверхтонкого поля в области низких температур может оказать существенное влияние на электронную систему, заменим в (1)  $z$ -компоненту ядерного спина через его среднее значение  $I^z \simeq I$ . Далее, учитывая, что  $S_i^z = S(1 - [(S_i^x)^2 + (S_i^y)^2]/2S^2)$ , перейдем от спиновых операторов  $S_i^x$  и  $S_i^y$  к операторам рождения и уничтожения магнонов  $c_k^+$ ,  $c_k$  [4]. При этом гамильтониан (1) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{int}}, \\ \mathcal{H}_0 &= \sum_{\mathbf{k}} \omega_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^+ c_{\mathbf{k}} \quad \omega_{\mathbf{k}}^2 = (2K'S + AI + 2Ja^2 S k^2)(2Ja^2 S k^2 + 4\pi\gamma_e^2 S), \\ \mathcal{H}_{\text{int}} &= \sum_{i, \mathbf{k}} aA \sin \theta_i [I_i^- e^{i\mathbf{kR}i} (\mu_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^+ - \nu_{\mathbf{k}} c_{-\mathbf{k}}) + I_i^+ e^{-i\mathbf{kR}i} (\mu_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}} - \nu_{\mathbf{k}} c_{-\mathbf{k}}^+)], \\ \alpha &= \left(\frac{S}{2}\right)^{1/2} \left[\left(\frac{K}{J}\right)^{1/2} \frac{a^2}{2S_0}\right]^{1/2} \quad \mu_{\mathbf{k}}^2 - \nu_{\mathbf{k}}^2 = 1, \quad I_{\pm} = I^x \pm iI^y, \end{aligned}$$

где  $S_0$  — площадь ДГ, а  $k^2 = k_x^2 + k_y^2$  — двумерный волновой вектор.

Переходя в представление взаимодействия с помощью унитарного преобразования  $u(t) = \exp(i\omega_{\mathbf{k}} t c_{\mathbf{k}}^+ c_{\mathbf{k}})$  и применяя метод усреднения [5] с точностью до второго порядка малости относительно величины  $A/\omega_{\mathbf{k}}$ , получим

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \frac{1}{2} \sum_{i, j} u_{ij} I_i^+ I_j^-, \\ u_{ij} &= \sum_{\mathbf{k}} a^2 A^2 \sin \theta_i \sin \theta_j e^{i\mathbf{kR}ij} (\mu_{\mathbf{k}}^2 + \nu_{\mathbf{k}}^2) \frac{1}{\omega_{\mathbf{k}}}. \end{aligned}$$

Вычисляя второй момент по методике [4], для ширины линии имеем

$$\Delta = \frac{A^2}{4\pi J} \left(\frac{K}{J}\right)^{1/2} \left[\frac{I(I+1)}{3}\right]^{1/2} \left[\frac{4\pi\gamma_e^2 S^2 J S}{\omega_0^2 + \omega_{\mathbf{k}}^2}\right]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\omega_0^2 = 4\pi\gamma_e^2 S^2 K'S$  — невозмущенная частота ДГ [4], а  $\omega_{\mathbf{k}}^2 = 4\pi\gamma_e^2 S A I$  — ее статический сдвиг [6, 7]. Так как  $\omega_{\mathbf{k}}^2 \sim 1/T$ , ширина линии ЯМР зависит от температуры. При высоких температурах  $\omega_{\mathbf{k}}^2 \rightarrow 0$  и выражение (2) переходит в известное выражение Винтера [4]. Однако при понижении температуры  $\omega_{\mathbf{k}}^2$  увеличивается и может оказаться сравнимым и даже больше  $\omega_0^2$ . Например, в обогащенных по изотопу  $\text{Fe}^{57}$  до 100 % образцах  $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ , полагая  $\omega_0 \approx 100$  МГц,  $4\pi\gamma_e^2 S \approx 6.9 \cdot 10^{10}$  Гц [8], имеем  $2K'S \approx$

$\approx 1.5 \cdot 10^5$  Гц, а для  $AI$  с помощью закона Кюри при  $B_n \approx 53.8$  Вб/м<sup>2</sup> ( $B_n$  сверхтонкое поле на ядрах) и  $\omega_n/2\pi \approx 71$  МГц [9] находим<sup>1</sup>

$$AI \approx \frac{80.5}{T} 10^6, \text{ Гц.} \quad (3)$$

Как следует из (3), уже при температурах жидкого азота  $T=77$  К  $AI \approx 1.1 \cdot 10^5$  Гц, что сравнимо с величиной  $2K'S$ .

Для  $Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$ , полагая  $2JS \approx 10^{14}$  Гц,  $2K'S \approx 1.5 \cdot 10^{10}$  Гц [8], можно видеть из (2) что  $\Delta$  гораздо меньше неоднородного уширения  $\Delta\omega \approx 10^7$  Гц [1]. Как известно [1], в этом случае время поперечной релаксации дается выражением  $T_2 \approx 4\Delta\omega/\Delta^2$ . Учитывая это соотношение, для  $T_2$  окончательно получим

$$T_2 \approx 1.4 \left[ 1 + \frac{55.2}{T} \right] 10^{-3}, \text{ с.} \quad (4)$$

Следует отметить, что механизм релаксации ядерных спинов через быстро релаксирующие парамагнитные примеси [2] при низких температурах приводит к зависимости  $T_2 \sim T$ , которая не согласуется с экспериментальными данными [3].

Относительный рост величины  $T_2$  ( $T_2(T)/T_2(\infty)$ ) составляет 2 и 14 при  $T=77$  К и  $T=4.2$  К соответственно, что по порядку величины удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [3].

В заключение отметим, что для монокристаллических образцов невозможная частота ДГ больше чем для поликристаллов [10]. Вследствие этого вышеприведенный механизм температурной зависимости  $T_2$  будет существенным при более низких температурах, чем в поликристаллах, что в принципе и наблюдалось в [3].

Авторы выражают благодарность Л. Л. Буишвили и Т. Г. Вардосанидзе за внимание к работе.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Иванов С. В., Куркин М. И. В кн.: Динамические и кинетические свойства магнетиков. М.: Наука, 1986. 247 с.
- [2] Залесский А. В., Кривенко В. Г., Лутовинов В. С., Химич Т. А., Шаданов В. Н., Томпа К., Банки П. ЖЭТФ, 1984, т. 86, № 5, с. 1891—1899.
- [3] Буишвили Л. Л., Иванов С. В., Куневич А. В., Куркин М. И. ФММ, 1983, т. 56, № 1, с. 94—103.
- [4] Winter J. M. Phys. Rev., 1961, vol. 124, N 2, p. 452—459.
- [5] Буишвили Л. Л., Менабде М. Г. ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 6, с. 2435—2442.
- [6] Чекмарёв В. П. ФТТ, 1982, т. 24, № 9, с. 2870—2872.
- [7] Вардосанидзе Т. Г., Хуцишвили К. О. ФТТ, 1984, т. 26, № 5, с. 1567—1569.
- [8] Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976. 353 с.
- [9] Туров Е. А., Петров М. П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1969. 260 с.
- [10] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.

Тбилисский  
государственный университет  
Тбилиси

Поступило в Редакцию  
27 апреля 1987 г.  
В окончательной редакции  
23 ноября 1987 г.

<sup>1</sup> Следует отметить, что при малых концентрациях магнитных ионов косвенное взаимодействие ядерных спинов неэффективно [1]. Следовательно, выражение (2) для ширины линии ЯМР будет справедливым при больших концентрациях.