

УДК 539.213; 539.143.43

©1993

## РЕЛАКСАЦИЯ ЯДЕРНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ ПРИ УЧАСТИИ ТУННЕЛЬНЫХ ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМ

*Л.Л.Бушвили, А.Н.Меликадзе, А.И.Тугуши*

Обсуждаются различные механизмы релаксации ЯСВ на туннельных двухуровневых системах в ферромагнетиках. Показано, что при различных температурах разные процессы релаксации будут определяющими. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными.

В работе [1] обсуждаются различные механизмы релаксации ядерных спиновых волн (ЯСВ) в антиферромагнитных кристаллах (упругое рассеяние ЯСВ на флуктуациях продольной намагниченности ядерной подсистемы, слияние ядерного магнона и фонона в фонон, рассеяние ЯСВ на дефектах, слияние ядерного магнона и  $f$ -магнона в  $f$ -магнон). Однако, как известно, аморфные вещества, а также кристаллы с дефектами содержат так называемые туннельные элементарные возбуждения, которые обычно характеризуются достаточно большой плотностью состояний при малых частотах. Поэтому следует ожидать, что их влияние в процессах релаксации ЯСВ может быть определяющим.

Цель работы — вычислить время релаксации ЯСВ при наличии туннельных двухуровневых систем (ДУС). Как следует из [2], влияние ДУС на процессы релаксации одинаково проявляются в ферромагнетиках и антиферромагнетиках. Для простоты мы рассматривали ферромагнитную систему с ДУС.

ЯСВ мы рассматриваем как Бозе-частицы (ядерные магноны) в соответствии с [3].

Гамильтониан взаимодействия ядерных спинов с ДУС выводится в работе [4]. Производя преобразования Хольстейна-Примакова для ядерных спинов, получим гамильтониан, описывающий различные механизмы взаимодействия ЯСВ и ДУС

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2 + \mathcal{H}_3 + \mathcal{H}_4, \quad (1)$$

$$\mathcal{H}_1 = \frac{B}{\sqrt{N}} \sum_{ij\alpha p} F_{ij}^\alpha \sigma_{j\alpha}^z (b_p^+ e^{-ip\mathbf{R}_i} + b_p e^{ip\mathbf{R}_i}), \quad (2)$$

$$\mathcal{H}_2 = \frac{B}{\sqrt{N}} \sum_{ij\alpha p k} C_{ij}^\alpha \left( \sigma_{j\alpha}^- a_k^+ b_p e^{ip\mathbf{R}_i} e^{-ik\mathbf{R}_i} + \right.$$

$$+ \sigma_{j\alpha}^+ a_k b_p^+ e^{-i\mathbf{p}\mathbf{R}_i} e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_i} \Big), \quad (3)$$

$$\mathcal{H}_3 = \frac{B}{\sqrt{N}} \sum_{ij\alpha p} D_{ij}^\alpha (\sigma_{j\alpha}^+ b_p e^{i\mathbf{p}\mathbf{R}_i} + \sigma_{j\alpha}^- b_p^+ e^{-i\mathbf{p}\mathbf{R}_i}), \quad (4)$$

$$\mathcal{H}_4 = \frac{B}{\sqrt{N}} \sum_{ij\alpha\beta p} D_{ij}^\alpha G_{\alpha\beta} (\sigma_{j\alpha}^- \sigma_{j\beta}^+ b_p^+ e^{-i\mathbf{p}\mathbf{R}_i} + \sigma_{j\alpha}^+ \sigma_{j\beta}^- b_p e^{i\mathbf{p}\mathbf{R}_i}). \quad (5)$$

Здесь  $a_k^+$ ,  $a_k$  — операторы рождения и уничтожения электронных магновов;  $b_p^+$ ,  $b_p$  — операторы рождения и уничтожения ядерных магновов;  $\sigma_{j\alpha}^z$ ,  $\sigma_{j\alpha}^+$ ,  $\sigma_{j\alpha}^-$  — компоненты псевдоспина ДУС. Мы сохранили обозначения работы [4].

Рассмотрим процессы, к которым приводят взаимодействия (1) отдельно друг от друга ( $\hbar = 1$ ,  $k_B = 1$ ).

1.  $\mathcal{H}_1$  описывает поглощение и испускание ЯСВ флуктуациями  $\sigma^z$ -компоненты псевдоспина ДУС. Этот процесс возможен при конечной ширине уровней энергии ДУС, что вызвано релаксацией ДУС на фонах и электронных магнонах (соответствующие времена релаксации  $\tau_{\text{дус}}$  вычислены в работах [5,6]). В этом смысле данный процесс является релаксационным.

Вычисляя вероятность такого процесса затем стандартным способом [7], находим скорость релаксации для ядерных магновов с волновым вектором  $\mathbf{p}$

$$\frac{1}{T_1(\mathbf{p})} = 4\pi K^2 \bar{P} \frac{1}{e^{E_p/T} - 1} \bar{\tau}_{\text{дус}} (\Delta_{0\min}, T) T \ln \frac{\pi T}{\Delta_{0\min}}, \quad (6)$$

где  $E_p$  — энергия ЯСВ,  $\Delta_{0\min}$  — минимальное значение туннельного параметра для ДУС,  $K = BD1/a\beta/\lambda$  (см. обозначения в [4]),  $\bar{\tau}_{\text{дус}}$  — усредненное время релаксации ДУС (механизм усреднения по состояниям ДУС описан в [4]).

Суммируя результат по волновым векторам  $\mathbf{p}$ , получаем

$$1/T_1 \sim T^6. \quad (7)$$

Учитывая значения констант из (6):  $P \sim 10^{18}$  Дж<sup>-1</sup>,  $\Delta_{0\min} \sim 10^{-26}$  Дж,  $K \sim 10^{-27}$  Дж, получим при  $T = 1$  К

$$1/T_1 \sim 10^2 \div 10^3 \text{ Гц.}$$

2. В отличие от  $\mathcal{H}_1$  гамильтонианы  $\mathcal{H}_2$ ,  $\mathcal{H}_3$ ,  $\mathcal{H}_4$  описывают резонансные процессы поглощения ЯСВ. В частности,  $\mathcal{H}_2$  описывает процесс поглощения (испускания) ЯСВ при переворотах псевдоспина ДУС с одновременным испусканием (поглощением) электронных магновов.

Скорость релаксации ЯСВ в этом случае будет (с волновым вектором ЯСВ  $\mathbf{p}$  и волновым вектором ЭСВ  $\mathbf{k}$ )

$$\frac{1}{T_2(\mathbf{p}, \mathbf{k})} = 2\pi K_c^2 \bar{P} \frac{1}{e^{E_k/T} - 1} \frac{e^{E_p/T}}{e^{E_p/T} - 1} \left( \frac{1}{e^{(E_k - E_p)/T} - 1} \right)^2. \quad (8)$$

Здесь  $E_k$  — энергия ЭСВ,  $K_c = BC(1/a)(\beta/\lambda)$ .

Для разумных значений параметров ( $E_p \sim 10^{-17}$  дж,  $T \sim 1$  К)  $E_p/T \ll 1$ . Считаем также, что  $E_k \gg E_p$ .

Используя эти приближения и суммируя по волновым векторам ЭСВ и ЯСВ, получим

$$1/T_2 \sim T^{2,5}, \quad (9)$$

при  $T = 1$  К

$$1/T_2 \sim 10^3 \div 10^4 \text{ Гц.}$$

3.  $\mathcal{H}_3$  описывает поглощение и испускание ЯСВ при переворотах псевдоспина ДУС. Вычисляя скорость релаксации ЯСВ с волновым вектором  $\mathbf{p}$  для такого процесса, получим

$$\frac{1}{T_3(\mathbf{p})} = 2\pi K^2 \bar{P} \frac{1}{e^{E_p/T} - 1} \left( \frac{1}{e^{-E_p/T} - 1} \right)^2. \quad (10)$$

Учитывая приближения, сделанные выше, и суммируя по волновому вектору  $\mathbf{p}$ , получим

$$1/T_3 \sim T, \quad (11)$$

при  $T = 1$  К

$$1/T_3 \sim 10^3 \div 10^4 \text{ Гц.}$$

4.  $\mathcal{H}_4$  описывает процесс, при котором ЯСВ поглощаются или испускаются при flip-flop переходах ДУС (в процессе участвуют пары ДУС с энергией расщепления  $E_\alpha - E_\beta = E_p$ ).

В этом гамильтониане учитывается косвенное взаимодействие между ДУС через поле фононов или электронных магнонов.

Вычисляя скорость релаксации ЯСВ, получим

$$\frac{1}{T_4(\mathbf{p})} = 2\pi K^2 G^2 p^2 n_\sigma^2 \frac{1}{e^{E_p/T} - 1} \frac{1}{\Delta_{o \min}} \ln \frac{T}{\Delta_{o \min}}. \quad (12)$$

Здесь  $n_\sigma$  — плотность ДУС. Для плотности ДУС  $n_\sigma \sim 10^{21} \div 10^{23}$  и при  $T = 1$  К получим

$$1/T_4 \sim 10^{-5} \div 10^{-6} \text{ Гц.}$$

Рассматривая полученные нами результаты, мы видим, что скорость ядерной релаксации в процессе, описываемом гамильтонианом  $\mathcal{H}_4$ , на много порядков меньше скоростей релаксации в процессах, описываемых  $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2, \mathcal{H}_3$ . На этом основании мы считаем, что данный механизм релаксации ЯСВ не эффективен и далее не будем его рассматривать.

Полученные результаты приблизительно согласуются с экспериментальными данными релаксации ЯСВ [1] как по порядку величины, так и по температурной зависимости скоростей релаксации. Из [1] следует, что при  $T \sim 1$  К наблюдаются процессы с временами релаксации ЯСВ  $1/T_{\text{экс}}^{(1)} \sim T$ ,  $1/T_{\text{экс}}^{(2)} \sim T^3$  (в нашем случае при этих температурах релаксация определяется гамильтонианами  $\mathcal{H}_2, \mathcal{H}_3$  и  $1/T_2 \sim T^{2,5}$ ,  $1/T_3 \sim T(9), (11)$ ). При повышении температуры до  $T \approx 4 \div 6$  К наблюдается изменение температурной зависимости времени релаксации

$1/T_{\text{ркс}}^{(2)} \sim T^{5 \pm 0.5}$  (в нашем случае при этих температурах релаксация определяется процессом, описываемым гамильтонианом  $\mathcal{H}_1$  и  $1/T_1 \sim T^6$  (7)).

В работе [1] показано, что похожие процессы релаксации наблюдаются в разных веществах ( $\text{CsMnF}_3$ ,  $\text{CsMnCl}_3$ ). Предполагается, что в этом случае релаксация ЯСВ определяется дефектами кристаллической решетки. Дефекты описываются как двухуровневые системы. Теоретические расчеты дают  $1/T_{\text{теор}}^{(1)} \sim T$ ,  $1/T_{\text{теор}}^{(2)} \sim T^3$ . Но, как известно, в кристаллах с дефектами могут образовываться ДУС (туннельные двухуровневые системы с различным спектром) [8,9]. Принимая вышесказанное во внимание, мы считаем, что предложенные нами механизмы релаксации ЯСВ на ДУС могут описывать реальные процессы, происходящие в магнитных веществах.

### Список литературы

- [1] Андриенко А.В., Ожогин В.И., Сафонов В.Л., Якубовский А.Ю. // УФН. 1991. Т. 161. № 10. С. 1–35.
- [2] Буишвили Л.Л., Меликадзе А.Н., Тугуши А.И. // ФММ. 1991. № 12. С. 5–8.
- [3] Лутовинов В.С., Сафонов В.Л. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 9. С. 2772–2780.
- [4] Буишвили Л.Л., Меликадзе А.Н., Тугуши А.И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 6. С. 228–234.
- [5] Black G.G., Halperin B.I. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. P. 2879–2895.
- [6] Малеев С.В., Скрыбин Ю.Н. // ЖЭТФ. 1982. Т. 88. № 1(7). С. 380–388.
- [7] Туров Е.А., Петров М.П. // Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1969. 260 с.
- [8] Lou L.S. // Solid State Commun. 1976. V. 19. P. 335–338.
- [9] Raychaudhuri A.K., Peck J.M., Pohl R.O. Phonon Scattering in condensed matter / Ed. H. Maris. Plenum Press, New York, 1980. P. 45–48.

Тбилисский государственный университет  
им.Ив.Джавахишвили  
Институт физики АН Грузии

Поступило в Редакцию  
25 сентября 1992 г.  
В окончательной редакции  
15 февраля 1993 г.