Численные оценки η и L_m при $\omega_1=2\cdot10^{11}$ с$^{-1}$, $\mathcal{E}_2=300$ В/см для $SrTiO_3$ дают $\eta\simeq300$, $L_m\simeq0.3$ см.

Таким образом, рассмотренное преобразование акустической волны в электромагнитную является довольно эффективным и характеризуется достаточно малыми длинами преобразования.

Литература

[1] Н. Я. Коцаренко, С. В. Кошевая, Г. Н. Бурлак. ФТТ, *19*, 816, 1977.

[2] С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов. Проблемы нелинейной оптики. Изд. ВИНИТИ, М., 1964.

[3] С. И. Пекар. ЖЭТФ, *49*, 621, 1965.

[4] Г. Баррет. Акустические свойства веществ со структурой перовскита. Сб. Физическая акустика, принципы и методы, т. 6. «Мир», М., 1973.

Киевский гос. университет им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию 28 июня 1977 г.

Физика твердого тела, том 20, в. 1, 1978
Solid State Physics, vol. 20, № 1, 1978

СПИН-РЕШЕТОЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ С ГЕТЕРОЯДЕРНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Ю. Н. Москвич, Н. А. Сергеев

Наиболее информативными методами исследования подвижности магнитных ядер в твердых телах являются методы ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Наличие внутренней подвижности с частотами движения $\omega_{дв}$, сравнимыми с шириной линии поглощения ЯМР ($\omega_{дв}\sim M_2^{1/2}$), приводит к усреднению диполь-дипольных взаимодействий и, следовательно, к уменьшению наблюдаемого второго момента M_2 и ширины спектра ЯМР [1]. Температурная зависимость M_2 имеет вид двух плато: низкотемпературного $M_{2ж.р}$, соответствующего «жесткой» решетке и высокотемпературного $M_{2дв}$, усредненного движением. В свою очередь, флуктуации диполь-дипольного взаимодействия, возникающие при движении магнитных ядер, являются эффективным механизмом спин-решеточной релаксации в лабораторной T_1 и вращающейся $T_{1\rho}$ системах координат. Температурные зависимости времен релаксации T_1 и $T_{1\rho}$ имеют характерную V-образную форму [1]. Значения T_1 и $T_{1\rho}$ в минимумах этих зависимостей наблюдаются при частотах движения ядер, сравнимых соответственно с резонансными частотами в лабораторной ω_0 и вращающейся ω_1 системах координат. Величина изменения наблюдаемого второго момента спектра поглощения ЯМР $\Delta M_2=M_{2ж.р}-M_{2дв}$ и минимальные значения времен релаксации T_1 и $T_{1\rho}$ при этом определяются конкретным механизмом подвижности ядер или молекул (свободное или заторможенное вращение, диффузия и т. д.).

Недавно для спиновых систем с гомоядерным взаимодействием было установлено, что между этими величинами существует простая связь, которая в случае поликристаллического образца имеет вид [2, 3]

$$T_1^{-1}=\frac{2}{3}\Delta M_2\left[\frac{\tau_c}{1+\omega_0^2\tau_c^2}+\frac{4\tau_c}{1+4\omega_0^2\tau_c^2}\right];\tag{1}$$

$$T_{1\rho}^{-1}=\frac{2}{3}\Delta M_2\left[\frac{3}{2}\frac{\tau_c}{1+4\omega_1^2\tau_c^2}+\frac{5}{2}\frac{\tau_c}{1+\omega_0^2\tau_c^2}+\frac{\tau_c}{1+4\omega_0^2\tau_c^2}\right],\tag{2}$$

где τ_c — время корреляции данного вида движения, откуда значения времен релаксации в минимумах соответствующих температурных зависимостей равны: $T_{1\,\text{мин.}} = 1.052\omega_0/\Delta M_2$ и (при обычно выполняемом в эксперименте условии $\omega_1 \ll \omega_0$) $T_{1\rho\,\text{мин.}} = 4\omega_1/\Delta M_2$. В настоящей работе показывается, что подобная связь имеется и в спиновых системах с гетероядерным взаимодействием.

В общем случае в спиновых системах с гетероядерным взаимодействием спин-решеточная релаксация не является одноэкспоненциальной и описывается двумя релаксационными параметрами [1, 4, 5]

$$\lambda_{1,2} = \{-(\beta_{SS} + \beta_{II}) \pm [(\beta_{II} + \beta_{SS})^2 - 4\beta_{II}\beta_{SS} + 4\beta_{IS}\beta_{SI}]^{1/2}\}.$$

Явный вид скоростей релаксации β_{kl} дан в [1]. Различают два предельных случая, в которых релаксация в хорошем приближении может быть описана одной экспонентой [5]. 1) $\beta_{II} \gg \beta_{SS} \sim \beta_{IS} \sim \beta_{SI}$. Релаксация обусловливается быстрыми ($\omega_0\tau_c^I$, $\omega_1\tau_c^I < 1$) движениями ядер I, время корреляции ядер S велико ($\tau_c^S \to \infty$); 2) $\beta_{II} \sim \beta_{SS} \sim \beta_{IS} \sim \beta_{SI}$. Движение ядер I происходит с очень большими частотами ($\tau_c^I \to 0$). Релаксация определяется медленными ($\omega_0\tau_c^S$, $\omega_1\tau_c^S > 1$) движениями ядер S. В первом случае скорости релаксации ядер I и S различны,

$$T_1^{-1}(I) = \beta_{II} = T_1^{-1}(I - I) + T_1^{-1}(I - S),$$
$$T_1^{-1}(S) = \beta_{SS} = T_1^{-1}(S - I).$$

Во втором случае они совпадают

$$T_1^{-1}(I) = T_1^{-1}(S) \approx (\beta_{II} + \beta_{SS}) = T_1^{-1}(I - S) + T_1^{-1}(S - S) + T_1^{-1}(S - I).$$

Соответствующие гомоядерные вклады в релаксацию $T_1^{-1}(I - I)$ и $T_1^{-1}(S - S)$ определяются выражением (1). Гетероядерный вклад $T_1^{-1}(I - S)$ в скорость релаксации β_{II} определяется выражением [1, 4, 5]

$$T_1^{-1}(I - S) = \gamma_I^2\gamma_S^2 S(S+1)\left[\frac{1}{12}\mathcal{J}^{(0)}(\omega_I - \omega_S) + \frac{3}{2}\mathcal{J}^{(1)}(\omega_I) + \frac{3}{4}\mathcal{J}^{(2)}(\omega_I + \omega_S)\right]. \quad (3)$$

Аналогичный вклад $T_1^{-1}(S - I)$ в β_{SS} получается заменой в (3) I на S.

Модуляция движением диполь-дипольных взаимодействий I—S приводит к скорости спин-решеточной релаксации во вращающейся системе координат, описываемой выражением [4, 6]

$$T_{1\rho}^{-1}(I - S) = \gamma_I^2\gamma_S^2\hbar^2 S(S+1)\left[\frac{1}{6}\mathcal{J}^{(0)}(\omega_1) + \frac{1}{24}\mathcal{J}^{(0)}(\omega_I) + \right.$$
$$\left. + \frac{9}{4}\mathcal{J}^{(1)}(\omega_I) + \frac{3}{8}\mathcal{J}^{(2)}(2\omega_I)\right]. \quad (4)$$

Все обозначения в (3), (4) и ниже общепринятые [1].

Для того чтобы получить из приведенных выражений времена релаксации для поликристаллического образца, необходимо усреднить $\mathcal{J}^{(0)}(\omega)$, $\mathcal{J}^{(1)}(\omega)$, $\mathcal{J}^{(2)}(\omega)$ по случайному распределению ориентаций кристалла в магнитном поле. Недавно в [2] было показано, что независимо от механизма подвижности магнитных ядер в кристалле между спектральными плотностями $\langle\mathcal{J}^{(m)}(\omega)\rangle_{\text{пор}}$ в порошке имеют место соотношения

$$\langle\mathcal{J}^{(0)}(\omega)\rangle_{\text{пор}} : \langle\mathcal{J}^{(1)}(\omega)\rangle_{\text{пор}} : \langle\mathcal{J}^{(2)}(\omega)\rangle_{\text{пор}} = 6:1:4. \quad (5)$$

Используя (5) из (3) и (4), получим для порошка следующие выражения времен спин-решеточной релаксации

$$\langle T_1^{-1}(I - S)\rangle_{\text{пор}} = \gamma_I^2\gamma_S^2\hbar^2 S(S+1)\left[\frac{1}{12}\langle\mathcal{J}^{(0)}(\omega_I - \omega_S)\rangle_{\text{пор}} + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{4}\langle\mathcal{J}^{(0)}(\omega_I)\rangle_{\text{пор}} + \frac{1}{2}\langle\mathcal{J}^{(0)}(\omega_I + \omega_S)\rangle_{\text{пор}}\right], \quad (6)$$

$$\langle T_{1\rho}^{-1}(I - S)\rangle_{\text{пор}} = \gamma_I^2\gamma_S^2\hbar^2 S(S+1)\left[\frac{1}{6}\langle\mathcal{J}^{(0)}(\omega_I)\rangle_{\text{пор}} + \frac{1}{24}\langle\mathcal{J}^{(0)}(\omega_I - \omega_S)\rangle_{\text{пор}} + \right.$$
$$\left. + \frac{3}{8}\langle\mathcal{J}^{(0)}(\omega_I)\rangle_{\text{пор}} + \frac{1}{4}\langle\mathcal{J}^{(0)}(2\omega_I)\rangle_{\text{пор}}\right]. \quad (7)$$

Полученные выражения (6, 7) являются общими и применимы для любого вида подвижности ядер. Из (6) и (7) видно, что для расчета времен

$T_1(I-S)$ и $T_{1\rho}(I-S)$ поликристаллического образца достаточно вычислить только $\langle \mathcal{J}^{(0)}(\omega)\rangle_{\text{пор}}$.

Для дальнейшего рассмотрения предположим, что при движении имеется n равновероятных положений вектора $\mathbf{R}_{ij}$, соединяющего ядро i I и ядро j S и что время жизни в любом из равновесных положений равно $n\tau_c$. Можно показать, что [3]

$$\mathcal{J}^{(0)}(\omega)=2\frac{1}{N}\sum_{i,j}^{N}[b_{ij}^2-(\langle b_{ij}\rangle)^2]\frac{\tau_c}{1+\omega^2\tau_c^2}, \quad (8)$$

где $b_{ij}=(3\cos^2\theta_{ij}-1)R_{ij}^{-3}$, θ_{ij} — угол между вектором магнитного поля $\mathbf{H}_0$ и вектором $\mathbf{R}_{ij}$ и $\langle b_{ij}\rangle=\frac{1}{n}\sum_{b=1}^{n}(b_{ij})_l$ — усредненная по возможным конфигурациям вектора $\mathbf{R}_{ij}$ величина b_{ij}. Подставляя (8) в (6), (7) и используя тот факт, что гетероядерный вклад во второй момент линии поглощения ЯМР ядер I от ядер S есть [1]

$$M_{2\text{ж. р}}(I-S)=\frac{1}{3}\gamma_I^2\gamma_S^2\hbar^2 S(S+1)\frac{1}{N}\sum_{i,j}b_{ij}^2,$$

$$M_{2\text{дв}}(I-S)=\frac{1}{3}\gamma_I^2\gamma_S^2\hbar^2 S(S+1)\frac{1}{N}\sum_{i,j}(\langle b_{ij}\rangle)^2,$$

получим

$$\langle T_1^{-1}(I-S)\rangle_{\text{пор}}=\frac{1}{2}\Delta M_2(I-S)\left[\frac{\tau_c}{1+(\omega_I-\omega_S)^2\tau_c^2}+\frac{3\tau_c}{1+\omega_I^2\tau_c^2}+\right.$$
$$\left.+\frac{6\tau_c}{1+(\omega_I+\omega_S)^2\tau_c^2}\right], \quad (9)$$

$$\langle T_{1\rho}^{-1}(I-S)\rangle_{\text{пор}}=\frac{1}{4}\Delta M_2(I-S)\left[\frac{4\tau_c}{1+\omega_1^2\tau_c^2}+\frac{\tau_c}{1+(\omega_I-\omega_S)^2\tau_c^2}+\right.$$
$$\left.+\frac{9\tau_c}{1+\omega_I^2\tau_c^2}+\frac{6\tau_c}{1+4\omega_I^2\tau_c^2}\right], \quad (10)$$

где $\Delta M_2(I-S)=\langle(M_{2\text{ж. р}})_{I-S}\rangle_{\text{пор}}-\langle(M_{2\text{дв}})_{I-S}\rangle_{\text{пор}}$.

В тех случаях, когда $\omega_1\ll\omega_I$, $\omega_I-\omega_S$, вычисление $T_{1\rho}$ значительно упрощается, и формула (10) принимает вид

$$\langle T_{1\rho}^{-1}(I-S)\rangle_{\text{пор}}=\Delta M_2(I-S)\frac{\tau_c}{1+\omega_1^2\tau_c^2}. \quad (11)$$

В пределе быстрых движений $(\omega_1,\ \omega_I-\omega_S,\ \omega_I,\ \omega_I+\omega_S\ll 1/\tau_c)$ из (9), (10) следует, что, как и в случае гомоядерного взаимодействия, времена релаксации в лабораторной и вращающейся системах координат совпадают

$$\langle T_1^{-1}(I-S)\rangle_{\text{пор}}=\langle T_{1\rho}^{-1}(I-S)\rangle_{\text{пор}}. \quad (12)$$

Полученные выше результаты могут быть полезными при оценке вклада в спин-решеточную релаксацию от других видов магнитных ядер. Отметим, что (9) совпадает с приближенным выражением для $T_1^{-1}(I-S)$, которое использовалось ранее для интерпретации спин-решеточной релаксации в некоторых поликристаллических гексафторфосфатах [7].

Литература

[1] А. Абрагам. Ядерный магнетизм. ИЛ, М., 1963.
[2] G. Soda, H. Chihara. J. Phys. Soc. Japan, 36, 954, 1974.
[3] R. Sjöblom. J. Magn. Res., 22, 425, 1976.
[4] D. E. O. Reilly, E. M. Peterson, T. Tsang. Phys. Rev., 160, 333, 1967.

[5] R. Blinc, G. Lahajnar. J. Chem. Phys., 47, 4146, 1967.
[6] J. H. Strange, M. Terenzi. J. Phys. Chem. Sol., 33, 923, 1972.
[7] H. S. Gutowsky, S. Albert. J. Chem. Phys., 58, 5446, 1973.

Институт физики
им. Л. В. Киренского СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
28 июня 1977 г.

Физика твердого тела, том 20, в. 1, 1978
Solid State Physics, vol. 20, № 1, 1978

КРИТИЧЕСКИЙ ПОКАЗАТЕЛЬ β ДЛЯ СВЕРХТОНКОГО ПОЛЯ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ: ^{119}Sn В Rh_2CoSn

Н. Н. Делягин, Ю. Д. Зонненберг, Э. Н. Корниенко, В. И. Крылов, В. И. Нестеров

Измерения температурной зависимости сверхтонких магнитных полей в критической области температур дают возможность исследовать критические явления в нулевых внешних полях, а также изучать поведение спинов отдельных атомов в многокомпонентных системах и намагниченность подрешеток в антиферромагнетиках. Пока еще немногочисленные экспериментальные результаты рассмотрены в работах [1]. Имеется лишь одно измерение критического показателя β для немагнитного атома Sn в металлическом ферромагнетике: в [2] для примесных атомов Sn в Ni получена величина $\beta=0.625\pm0.040$, что существенно отличается от значения β для чистого никеля.

В настоящей работе методом мессбауэровской γ-спектроскопии измерен критический показатель β для ^{119}Sn в ферромагнетике Rh_2CoSn. Измерения проведены с источником 23.9 кэВ γ-излучения $BaSnO_3$. Методика приготовления образца была та же, что и в [3]. С помощью электронного регулятора температура резонансного поглотителя поддерживалась постоянной с точностью не хуже ± 0.01 K (что соответствует относительной точности около $2.5\cdot10^{-5}$). В диапазоне температур $0.970 \leqslant T/T_c \leqslant 0.997$ сверхтонкое поле для Sn определено при 22 значениях температуры. Вблизи от T_c сверхтонкая структура в спектрах разрешена не полностью, однако форма спектра очень чувствительная к величине сверхтонкого поля H, которое определялось с точностью 0.2—0.6 кЭ. При анализе спектров предполагалось, что каждая компонента сверхтонкой структуры имеет лоренцову форму и ширины компонент одинаковы. Одним из критериев корректности анализа спектров являлось постоянство ширины отдельной компоненты. Эта ширина определялась для каждого спектра одновременно с параметрами сверхтонкой структуры и была постоянной с точностью 0.1 мм/с. Это показывает, в частности, что релаксационное уширение компонент сверхтонкой структуры при $T/T_c \leqslant 0.997$ пренебрежимо мало. Верхний предел выбранного температурного диапазона определялся тем, что выше температуры $T=0.997\ T_c$ спектр поглощения становился одиночной линией без какой-либо структуры; при этом величина H уже не могла быть определена однозначно без дополнительных предположений.

Для немагнитного атома Sn сверхтонкое поле является суммой парциальных вкладов, каждый из которых пропорционален магнитному моменту в соответствующей координационной сфере [4]. Если в критической области температур локальная намагниченность для атомов Co и Rh меняется по степенному закону с одним и тем же показателем β, то для сверхтонкого поля на олове должно быть справедливо соотношение, аналогичное известной асимптотической формуле для намагниченности,

$$H(T) = A(1 - T/T_c)^{\beta} = H(0)\,Dt^{\beta}, \tag{1}$$