Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 2, стр. 84 – 85 20 июля 1972 г.

СПИН-РЕШЕТОЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ С МЯГКИМИ ОПТИЧЕСКИМИ ФОНОНАМИ

Д. Е. Хмельницкий, В. Л. Шнеерсон

Как известно, спин-решеточная релаксация обусловлена процессами рассеяния фононов, сопровождающимися переворотом спина. Вероятность таких процессов пропорциональна фононным числам заполнения, а также величине относительного смещения атомов решетки. При низких температурах основной вклад обычно вносят длинноволновые акустические колебания. Для таких колебаний относительные смещения ближайших соседей малы. Время релаксации пропорционально $(\theta/T)^7$ [1].

В некоторых веществах ($SnTe$, $SrTiO_3$, $KTaO_3$) в спектре колебаний имеется низколежащая оптическая ветвь, для которой $\omega^2(k) = \omega_0^2 + sk^2$. При температурах $\omega_0 \lesssim T << \theta$ число тепловых оптических фононов порядка числа акустических, а относительные смещения ближайших соседей не малы даже в случае длинных волн. Поэтому рассеяние оптических фононов будет главным механизмом релаксации спина, а вероятность релаксации будет пропорциональна более низкой степени температуры.

Спин-фононный гамильтониан может быть записан в виде

$$H_{sp} = \sum_{\substack{\vec{\ell}, \vec{\ell}' \\ i, i'}} \hat{C}_i^{\alpha\beta}(\vec{\ell}, i, \vec{\ell}', i') v_i^\alpha(\vec{\ell}, i) v^\beta(\vec{\ell}', i'), \tag{1}$$

где

$$\hat{C}_i^{\alpha\beta}(\vec{\ell}, j, \vec{\ell}', i') = \frac{1}{6} \hat{Q}_{\mu\nu} \frac{\partial^4 V}{\partial R_i^\mu \, \partial R_i^\nu \, \partial R_{\vec{\ell} j}^\alpha \, \partial R_{\vec{\ell}' i'}^\beta}.$$

Здесь имелся в виду квадрупольный механизм релаксации, который реализуется для спинов $J \geqslant 1$. $\hat{Q}_{\mu\nu}$ – оператор квадрупольного момента, взаимодействующего с градиентами кристаллического потенциала V. $v_j(\vec{\ell}, j) = u(\vec{\ell}, j) - u(0, i)$ – вектор относительного смещения атома типа j в ячейке $\vec{\ell}$ и атома типа i – носителя спина, в ячейке 0. В случае ионных кристаллов $\hat{C}(\vec{\ell}, j, \vec{\ell}', j') = \hat{C}(\vec{\ell}, j)\delta_{\vec{\ell}\vec{\ell}'}\delta_{jj'}$.

Используя гамильтониан (1), можно вычислить вероятность перехода между состояниями с проекциями спина m и m'. При этом надо учесть, что зеемановская энергия мала ($\epsilon_m - \epsilon_{m'} << T$). Окончательно получим

$$W_{mm'} = \frac{2}{27\pi}\frac{v_0}{\mu^2 s^3} T^3 \sum_{\mathfrak{A}', i \neq i} < m' | C_i^{\alpha\beta}(\vec{l}, i) | m > \times \quad (2)$$

$$\times < m | C_i^{\alpha\beta}(\vec{l}', i) | m' >$$

Кристалл считался для определенности двухатомным и кубическим (μ – приведенная масса, v_0 – объем ячейки), а мягкая ветвь – поперечной. Сумма в формуле (2) быстро сходится и для ее вычисления можно ограничиться учетом ближайших соседей. В результате для времени релаксации T_1 получим выражение

$$\left(\frac{1}{T_1}\right)_{\text{опт}} \cong 6{,}8 \cdot 10^4 \frac{Z^2 e^4 Q^2}{\mu^2 s^3 v_0^{4/3}} \frac{2J + 3}{J^2(2J - 1)} T^3 . \quad (3)$$

Сравнивая с вкладом акустических колебаний [2], получим для отношения времен

$$\frac{(1/T_1)_{\text{опт}}}{(1/T_1)_{\text{ак}}} = 0{,}9\left(\frac{M}{\mu}\right)^2\left(\frac{a}{s}\right)^3\left(\frac{\theta}{T}\right)^4 \quad (4)$$

Здесь M – масса ячейки, a – квадрат скорости звука.

Таким образом, время релаксации за счет рассеяния оптических фононов пропорционально $(\theta/T)^3$. Указанную температурную зависимость можно, вероятно, обнаружить, измеряя время релаксации спина ядра теллура в кристалле Sn Te в интервале температур 20 ÷ 70°K. Все три сомножителя в правой части формулы (4) велики и для случая Sn Te при $T \sim 20$°K отношение (4) составляет величину порядка 10^5.

Авторы благодарны Ю.С.Каримову за обсуждение возможностей эксперимента.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау

Поступила в редакцию
4 июля 1972 г.

Литература

[1] M.H.Cohen. В сборнике " Solid State Physic " vol. 5, 1957.

[2] Van Krahendonk Physica 20, 781, 1954.