Точки, линии и выражения для теплопроводности в различных областях

| Области | *I* | | *II* | *III* | *IV* |
|---|---|---|---|---|---|
| $\tilde{\chi}/\chi_0$ | $\xi^{-2/5}\delta^{1/5}$ | | $\delta^{1/3}$ | $(d/v\tau_0^*)^{1/4}$ | $\delta^{1/2}$ |
| Точки | $a$ | $b$ | $c$ | $d$ | $h$ |
| $\delta$ | 1 | $(d/d_0)^{1/6}$ | $(d/d_0)^{3/16}$ | $(d/d_0)^{2/9}$ | $(d/d_0)^{1/5}$ |
| Линии | *1* | *2* | *3* | | |
| $L/d_0$ | $\delta^{9/2}$ | $\delta^{16/3}$ | $\delta^5$ | | |

теплоемкость, $v$ — средняя групповая скорость фононов, на рисунке, *а* имеет место слева от области *IV*, на рисунке, *б* — слева от области *II* и линии *3*. Точки, линии и соответствующие областям выражения теплопроводности приведены в таблице, где использованы следующие обозначения: $\xi = v\tau_0/L$, $\chi$ — Фурье-образ теплопроводности, $d_0 = l_\Theta \delta_\Theta^{-9/2}$, $l_\Theta = (1/3 \cdot v^2 \tau_\Theta^* \tau_\Theta)^{1/2}$, $\delta_\Theta = \tau_\Theta/\tau_\Theta^*$, $\tau_\Theta = \tau_0(T_0 = \Theta)$, $\tau_\Theta^* = \tau_0^*(T_0 = \Theta)$, $\Theta = \hbar\omega_D$ — температура Дебая.

В отличие от случая диффузного отражения здесь не может реализоваться режим пуазейлевого течения фононов и казимировской теплопроводности, однако при $d < d_0$ существуют режимы теплопроводности, определяемые подтепловыми фононами.

## Список литературы


[1] Гусейнов Н. М. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 11. С. 3448—3455.
[2] Cahill D. G., Fischer H. E., Klitsner T., Swartz E. T., Pohl R. O. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1989. V. 7. N 3. P. 1259—1266.
[3] Гусейнов Н. М., Левинсон И. Б. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. № 6. С. 1936—1943.



Институт физики АН АзССР
Баку



Поступило в Редакцию
16 января 1991 г.
В окончательной редакции
27 марта 1991 г.


---


УДК 539.143.43

© *Физика твердого тела, том 33, № 8, 1991*
*Solid State Physics, vol. 33, N 8, 1991*


# МНОГОКРАТНЫЕ СИГНАЛЫ СПИНОВОГО ЭХА, ВЫЗВАННЫЕ КВАДРУПОЛЬНЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ


*Т. Ш. Абесадзе, З. А. Циркоридзе*


В последнее время большое внимание уделяется теоретическому и экспериментальному изучению многократных сигналов спинового эха в системах с неэквидистантным спектром [1-4]. В работе [3] для спинов $I = 3/2$ и $I = 5/2$ с квадрупольным взаимодействием исследованы модуляции сигнала эха, зависимость их интенсивности от степени возбуждения спиновой системы (т. е. от соотношения между амплитудой возбуждающих импульсов и константой квадрупольного взаимодействия на основании теории возмущений). Целью настоящей работы являются получение аналитического выражения для сигнала спинового эха без применения теории возмущений для спина $I = 1$ и установление его общих характерных особенностей.

Как известно, интенсивность спинового эха пропорциональна $\nu(t)$

$$\nu(t)=Re\sum_{m,m',m'',m'''=-1}^{1}\sqrt{I(I+1)-m(m+1)}\langle m|\exp(-i\tilde{H}_0(t-\tau))|m\rangle\times$$
$$\times\langle m|R_2|m'\rangle\langle m'|\exp(-i\tilde{H}_0\tau)|m'\rangle\langle m'|R_1|m''\rangle\langle m''|\rho(0)|m''\rangle\langle m''|R_1^{-1}|m'''\rangle\times$$
$$\times\langle m'''|\exp(i\tilde{H}_0\tau)|m'''\rangle\langle m'''|R_2^{-1}|m+1\rangle\langle m+1|\exp(i\tilde{H}_0(t-\tau))|m+1\rangle, \quad (1)$$

где $R_1=\exp(-i\omega_1 t_1-i\tilde{H}_0 t_1)$; $R_2=\exp(-i\omega_1 t_2-i\tilde{H}_0 t_2)$; $m$, $m'$, $m''$, $m'''$ — проекции спина на стационарное магнитное поле; $\rho(0)$ — равновесная матрица плотности; $\tilde{H}_0$ — гамильтониан во вращающейся с частотой переменного магнитного поля системе координат; $t_1$, $t_2$ — длительности первого и второго радиочастотных импульсов соответственно.

Рассмотрим случай, когда гамильтониан $H_0$ диагонален и имеет вид [1]

$$H_0=\omega_I I_z+P\left[I_z^2-\frac{I(I+1)}{3}\right], \quad (2)$$

где $\omega_I$ — частота ядерного спина в стационарном магнитном поле, $P$ — коэффициент квадрупольного взаимодействия.

Как показано в [3], в условиях, когда имеется полное возбуждение неэквидистантного спектра ($\omega_1\gg P$, $\omega_1=\gamma H_1$; $\omega$ и $H_1$ — частота и амплитуда переменного поля, $\gamma$ — гиромагнитное отношение), в равновесной матрице плотности пренебрегается квадрупольной энергией и она записывается в виде $\rho(0)=1+\omega_I I_z/T$; в спиновой системе возникает только первичное спиновое эхо в момент времени $2\tau$. Учет неэквидистантности спектра в матрице плотности в тех же условиях существенно меняет наблюдаемую картину, и возникает возможность регистрации дополнительных сигналов эха.

В условиях полного возбуждения спектра $R_{1,2}$ и $R_{1;2}^{-1}$ сводятся к операторам поворота, явный вид которых приведен в [5].

Подставляя (2) в (1), получим

$$\nu(t)=A\exp[iP(\tau-t)+\Delta(t-\tau)]+B\exp[i(\Delta-P)t]+$$
$$+C\exp\{i[P(\tau-t)+\Delta(t+\tau)]\}+D\exp\{i[P(2\tau-t)+\Delta(t-2\tau)]\}+$$
$$+E\exp[i(P(2\tau-t)+\Delta t)]+F\exp\{i[P(\tau-t)+\Delta(t-3\tau)]\}+$$
$$+G\exp\{i[-Pt+\Delta(t-2\tau)]\}. \quad (3)$$

Коэффициенты $A$, $B$, $C$, $D$, $E$, $F$, $G$ определяют интенсивность сигнала индукции и спинового эха. Ввиду громоздкости их явный вид не приводим.

Как известно, в реальных кристаллах может иметь место разброс частот зеемановских и квадрупольных расщеплений $\omega_I$ и $P$. Сдвиг частот $\omega_I$ и $P$ обусловлен различными причинами. Так, неоднородное распределение магнитного поля и $g$-фактора, статическая часть спин-спиновых взаимодействий и др. вызывают неоднородные распределения частот $\omega_I$ в спиновой системе и приводят к парциальному вкладу в неоднородную ширину линии ЯМР, равному $\Delta_I^*$. Дефекты кристаллической решетки, искажения, примеси и др. ответственны за разброс градиента внутрикристаллического электрического поля и, следовательно, частоты $P$. Соответствующий вклад в неоднородную ширину линии ЯМР обозначим через $\Delta_P^*$. Считаем квадрупольную структуру линии ЯМР спектрально разрешенной, т. е. средние значения константы квадрупольного взаимодействия больше $\Delta_I^*$ и $\Delta_P^*$.

Рассмотрим два предельных случая.

1) Неоднородное уширение зеемановского взаимодействия гораздо больше неоднородного уширения квадрупольного взаимодействия $\Delta_I^*\gg\Delta_P^*$, $\Delta_P^*\tau<1$ и $\Delta_I^*\tau>1$. Эти соотношения означают, что расфазировка

[1] Используем систему единиц, в которой $\hbar=k_Б=1$.

спинов, вызванная неоднородностью квадрупольного взаимодействия в течение времени между импульсами $\tau$, ничтожно мала и распад намагниченности в результате прецессии происходит из-за разброса зеемановских частот.

В таком случае для нахождения окончательного выражения сигнала спинового эха необходимо усреднить (3) по $\Delta = \omega_I - \omega$. Тогда

$$V(t) = V_1(\tau)\exp\left(-\frac{t^2\Delta_I^{*2}}{2}\right) + V_2(\tau)\exp\left(-\frac{(t-\tau)^2\Delta_I^{*2}}{2}\right) + V_3(\tau)\exp\left(-\frac{(t-2\tau)^2\Delta_I^{*2}}{2}\right) + V_4(\tau)\exp\left(-\frac{(t-3\tau)^2\Delta_I^{*2}}{2}\right). \quad (4)$$

Первые два члена представляют собой сигналы распада свободной индукции в моменты времени $t=0$ и $t=\tau$. Последние два члена — сигналы спинового эха в моменты времени $t=2\tau$ и $t=3\tau$ соответственно.

2) В кристалле может осуществиться и противоположный случай, когда неоднородное распределение константы квадрупольного взаимодействия гораздо больше неоднородного уширения зеемановского взаимодействия ($\Delta_I^* \ll \Delta_P^*$, $\Delta_P^*\tau > 1$ и $\Delta_I^*\tau < 1$). Последнее соотношение в этой ситуации означает, что расфазировка спинов, вызванная неоднородностью зеемановского расщепления в течение времени между импульсами, мала. Тогда надо усреднить (3) по $P$

$$V(t) = \Phi_1(\tau)\exp\left(-\frac{t^2\Delta_p^{*2}}{2}\right) + \Phi_2(\tau)\exp\left(-\frac{(t-\tau)^2\Delta_p^{*2}}{2}\right) + \Phi_3(\tau)\exp\left(-\frac{(t-2\tau)^2\Delta_p^{*2}}{2}\right). \quad (5)$$

Как видно из выражения (5), в данной ситуации сигнал эха появляется только в момент времени $2\tau$.

В общем случае в кристалле может осуществляться и такой вариант, когда $\Delta_P^*\tau > 1$ и $\Delta_I^*\tau > 1$. Тогда (3) необходимо усреднить по $\Delta$ и по $P$ одновременно. После интегрирования получаем

$$V(t) = K_1\exp\left(-\frac{t^2\left(\Delta_p^{*2}+\Delta_I^{*2}\right)}{2}\right) + K_2\exp\left(-\frac{(t-\tau)^2\left(\Delta_p^{*2}+\Delta_I^{*2}\right)}{2}\right) + K_3\exp\left(-\frac{(t-2\tau)^2\left(\Delta_p^{*2}+\Delta_I^{*2}\right)}{2}\right). \quad (6)$$

Из (6) видно, что здесь, так же как и в вышеописанном случае «2», эхо возникает только в момент времени $2\tau$. Усреднение во всех вышеприведенных случаях проводилось с помощью гауссовой функции распределения. Отметим, что зависимость констант $V_i(\tau)$ ($i=1, 2, 3, 4$) и $\Phi_n(\tau)$ ($n=1, 2, 3$) от времени задержки между импульсами имеет вид

$$V_i(\tau) = A_i + B_i\cos(2p\tau), \quad (7)$$

$$\Phi_n(\tau) = C_n + D_n\cos(2\Delta\tau), \quad (8)$$

где $A_i$, $B_i$, $C_n$, $D_n$ — не зависящие от $\tau$ величины. Это приводит к тому, что в первом случае интенсивность сигнала спинового эха испытывает модуляции как функция $\tau$ с частотой $2P$, а во втором случае — с частотой $2\Delta = 2(\omega_I - \omega)$, которая может меняться в зависимости от экспериментальных условий. В третьем из вышеописанных случаев, когда усреднение проводится по обоим параметрам $P$ и $\Delta$, модуляция интенсивности сигнала спинового эха отсутствует.

В заключение следует отметить, что вышеописанный случай отличается от ситуации, которая описана в [[6] (§ 1.4)]. Основное отличие этих случаев в самом механизме формирования сигнала эхо. Действительно, в нашей ситуации возникновение дополнительного сигнала эха связано только с количеством и структурой спиновых энергетических уровней. Из расчетов видно, что после второго импульса накачки сфазирование изохромат может иметь место в момент времени $2\tau$ и $3\tau$. В ситуации же, описанной в [6], дополнительные сигналы эха возникают только под действием третьего импульса накачки и представляют собой стимулированное эхо.

Авторы выражают благодарность Л. Л. Буишвили за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

[1] Абеляшев Г. А., Бережанский В. Н., Сергеев Н. А., Федотов Ю. В. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 34—37.
[2] Абеляшев Г. А., Бережанский В. Н., Сергеев Н. А., Федотов Ю. В. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 224—237.
[3] Abe H., Yasuoka H., Hirai A. // J. Phys. Soc. Jap. 1966. V. 21. P. 77—89.
[4] Абесадзе Т. Ш., Ахалкаци А. М., Килиптари И. Г., Меликия М. Г., Шавишвили Т. М. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. № 1 (7). С. 187—193.
[5] Варшалович П. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К., Квантовая теория углового момента. Л., 1975. 450 с.
[6] Салихов К. М., Семенов А. Г., Цветков Ю. Д. Электронное спиновое эхо и его применение. Новосибирск, 1976. 342 с.

Тбилисский государственный университет
Физический факультет

Поступило в Редакцию
19 марта 1990 г.
В окончательной редакции
4 апреля 1991 г.

---

УДК 537.312.62

© *Физика твердого тела, том 33, № 8, 1991*
*Solid State Physics, vol. 33, N 8, 1991*

# СЛАБЫЙ ПАРАМАГНЕТИЗМ И АНОМАЛИЯ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ У СОЕДИНЕНИЙ $\alpha$-$Bi_2O$ и $Bi_3O_4Br$

*А. В. Волкозуб, О. В. Снигирев, В. Г. Орлов, Э. А. Кравченко, А. А. Буш, С. В. Федотов, Л. Н. Холодковская, А. А. Кусаинова*

При исследовании диамагнетизма ионных соединений высказывалось предположение о неаддитивности вклада диамагнитных восприимчивостей отдельных ионов [1, 2]. Взаимная деформация электронных оболочек ионов в кристалле может привести к возникновению не зависящего от температуры ванфлековского поляризационного магнетизма, величина которого пропорциональна несферичности иона и обратно пропорциональна разности энергий возбужденного и основного состояний [3]. Для ионов с нестабильными электронными оболочками эта разность энергий достаточно мала, вследствие чего может оказаться существенным парамагнитный вклад неориентационной природы в магнитные свойства ионных соединений. Возможными проявлениями такого поляризационного парамагнетизма были обнаруженные методом ЯКР $^{209}Bi$ расщепления в нулевом магнитном поле резонансных линий у оксида $\alpha$-$Bi_2O_3$ [4] и чрезвычайно сильный рост интенсивности одного из переходов ($\Delta m = 1/2 \div 3/2$) в слабом внешнем магнитном поле (до $10^4$ А/м) у соединения $Bi_3O_4Br$ [5]. Вследствие этого представляло интерес исследование магнитных свойств данных соединений. Для этого с помощью сквид-магнитометра [6] были предприняты измерения магнитной восприимчивости на неориентированном монокристалле $\alpha$-$Bi_2O_3$ и порошке $Bi_3O_4Br$.