

Таким образом, полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что фосфид галлия переходит в состояние с металлическим типом проводимости при давлении не ниже 31 ГПа. Отметим, что, по данным рентгеновских спектральных исследований [¹³⁻¹⁵], полный переход GaP в металлическую фазу возможен при 36 ГПа.

Список литературы

- [1] Yakovlev E. N., Vinogradov B. V., Stepanov G. N., Timofeev Yu. A. // Rev. Phys. Chem. Jap. 1980. V. 50. P. 243—258.
- [2] Банди Ф. П. Применение твердосплавных поршней с наконечниками из спеченных алмазов // ПНИ. 1975. № 10. С. 9—16.
- [3] Шенников В. В. // ФММ, 1989. Т. 67. № 1. С. 93—96.
- [4] Шенников В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 4. С. 1230—1233.
- [5] Шенников В. В. Переход полупроводник—металл в фосфиде галлия // Физика и техника высоких давлений // Респ. межведомств. сб. Киев: Наукова думка, 1987. № 24. С. 71—73.
- [6] Onodera A., Kawai N. // Sol. State Communs. 1974. V. 44. N 9. P. 803—806.
- [7] Homan C. G., Kendell D. R., Davidson T. B., Frankel J. // Sol. State Communs. 1975. V. 45. N 7. P. 831—832.
- [8] Onodera A., Ohtami A. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 5, P. 2581—2585.
- [9] Верещагин Л. Ф., Яковлев Е. Н., Степанов Г. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. № 4. С. 240—242.
- [10] Макушкин А. П. // Трение и износ. 1984. Т. 5. № 5. С. 823—831.
- [11] Бабушкин А. Н. Электропроводность и термоэдс хлорида натрия при давлениях выше 20 ГПа // Влияние высоких давлений на вещество. Киев: Ин-т проблем материалоуедения АН УССР, 1990. С. 67—74.
- [12] Hu J. Z., Black D. K., Spain I. L. // Sol. State Communs. 1984. V. 54. N 5. P. 285—287.
- [13] Itie J. P., Polian A., Jaubertine—Carillon C., Dartyge E., Fontaine A., Tolentino H., Tourillon G. // Physica B. 1989. V. 128. N 1—3. P. 604—605.
- [14] Polian A., Itie J. P., Jaubertine—Carillon C., Dartyge E., Fontaine A., Tolentino H., Tourillon G. // High Pres. Res. 1990. V. 4. P. 309—311.
- [15] Jaubertine—Carillon C., Guillemin C. // J. Phys. Condens. Mat. 1989. V. 1. N 37. P. 6807—6816.

Уральский государственный университет
им. А. М. Горького
Свердловск

Поступило в Редакцию
25 марта 1991 г.

УДК 539.143.43

© Физика твердого тела, том 34, № 4, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 4, 1992

ВОЗМОЖНОСТЬ СУЖЕНИЯ ОБМЕННО-УШИРЕННОЙ ЛИНИИ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА

Э. Халваши

Хорошо известны методы сужения резонансных линий уширенных диполь-дипольным взаимодействием в спиновых системах со спином, равным $1/2$ [¹] и $>1/2$ [²⁻⁵]. Для сужения дипольно-уширенной резонансной линии ЯМР в системе со спином $>1/2$ предложены различные методы.

Например, в [²] использовалось воздействие ультразвука, насыщающего ядерные зеэмановские уровни, в [³] сильное радиочастотное поле было приложено к ядерным квадрупольным уровням, в [^{4,5}] были применены многоимпульсные последовательности и метод импульсного спин-локинга соответственно.

Хорошо известно также, что в случае спина $>1/2$ спиновое обменное взаимодействие дает вклад во второй момент ядерной и электронной магнитоакустической резонансной линии [^{6,7}] и может являться основной причиной уширения. Поэтому представляется важным выяснение условий сужения подобной обмен-

но-уширенной резонансной линии. Ясно, что метод многоимпульсной последовательности не эффективен из-за изотропности обменного взаимодействия в рассматриваемых спиновых системах. Поэтому обратимся к так называемому методу квазиуровней [2,3,8].

Ввиду того что явление обменного уширения обычно менее распространено в ЯМР, ниже речь будет идти о резонансе в системе электронных спинов.

Рассмотрим распространение насыщающего ультразвука в диамагнитном кристалле с обменно-связанной парамагнитной примесью в постоянном магнитном поле, направление которого совпадает с осью z — одной из осей четвертого порядка.

Ради конкретности рассмотрим случай со спином $S = 1$ и положим, что $h = 1$.

Гамильтониан задачи имеет вид

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0(t) + \mathcal{H}_{ex}, \quad (1)$$

где

$$\mathcal{H}_0(t) = \omega_S S_z + a_1 (Q_+ + Q_-) \cos \omega t, \quad (2)$$

$$\mathcal{H}_{ex} = J \sum_{i \neq j} S_i S_j, \quad (3)$$

$Q_{\pm} = S_x S_{\pm} + S_{\pm} S_x$; ω_S и ω — зеемановская и ультразвуковая круговые частоты; a_1 — константа спин-фононной связи, явный вид которой можно найти, например, в [6]; J — обменный интеграл; $S_{\alpha} = \sum_i S_{i\alpha}$ ($\alpha = x, y, z$). Предполагается, что ω_S и

$a_1 \gg J$.

Перейдя сначала в систему координат, вращающуюся с частотой ω , а затем в представление, в котором гамильтониан (2) диагонален, получим

$$\tilde{\mathcal{H}} = \tilde{\mathcal{H}}_0 + \tilde{\mathcal{H}}_{ex}, \quad (4)$$

где

$$\tilde{\mathcal{H}}_0 = E S_z, \quad E = (\Delta^2 + 2a^2)^{1/2}$$

— интервал между квазиуровнями,

$$\Delta = \omega_S - \omega, \quad a = a_1 \cdot 2^{1/2},$$

$$\tilde{S}_x = 2^{1/2} E^{-2} [2a\Delta (S_{12}^z - S_{23}^z) - (\Delta^2 - 2a^2) (S_{12}^x - S_{23}^x) - 2a\Delta S_1^x],$$

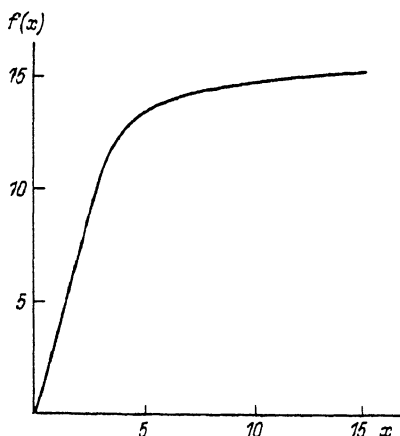
$$\tilde{S}_y = 2^{1/2} E^{-1} [\Delta (S_{12}^y - S_{23}^y) - 2a S_{13}^y],$$

$$\tilde{S}_z = 2E^{-1} [\Delta S_{13}^z + a (S_{12}^x - S_{23}^x)],$$

$$\tilde{\mathcal{H}}_{ex} = J \sum_{i \neq j} (\tilde{S}_{ix} \tilde{S}_{jx} + \tilde{S}_{iy} \tilde{S}_{jy} + \tilde{S}_{iz} \tilde{S}_{jz}), \quad (5)$$

S_{mn}^{α} ($mn = 1, 2, 3$) — операторы фиктивного спина $1/2$ [9]. Легко показать, что \tilde{S}_{α} удовлетворяют обычным коммутационным соотношениям.

Зависимость обусловленного обменным взаимодействием второго момента линии поглощения от соотношения величин расстройки резонанса и амплитуды ультразвука.



Непосредственно из (5) не видно, в каких условиях минимален вклад \mathcal{H}_{ex} в ширину линии. Поэтому вычислим соответствующий 2-й момент M_2 . Для этого выделим секулярную часть из (5) \mathcal{H}_{ex}^{ck} относительно H_0 , а затем найдем 2-й момент в стандартном виде

$$M_2 = - \text{Sp} [\tilde{S}_x, \mathcal{H}_{ex}^{ck}]^2 / \text{Sp} \tilde{S}_x^2, \quad (6)$$

откуда в результате довольно громоздких вычислений будем иметь

$$f(x) = 8x^2 \{ 0.5 [2(x^2 - 1)^2 / (x^2 + 1) + x^2]^2 + (x^2 + 1)^2 + 1 + 28x^2(x^2 - 1)^2 / (x^2 + 1)^2 + 0.25(x^2 - 1)^2 / x^2 + 2(x^2 - 1)^4 / x^2 \} / [4x^2 + (x^2 - 1)^2], \quad (7)$$

где

$$f(x) = M_2 / J^2, \quad x = \Delta / 2a_1.$$

Численный расчет по формуле (7) представлен рисунком (для $x < 0$ (нуля) будем иметь зеркальное изображение полученной кривой).

Непосредственно из (8) и из рисунка видно, что вклад обменного взаимодействия в ширину линии минимален в условиях точного резонанса (ширина линии обусловлена, например, диполь-дипольными и спин-решеточными взаимодействиями). Далее из рисунка видно, что для значений расстройки $\Delta = 0 \div 6a_1$ ($x = 0 \div 3$) ширина линии растет почти линейно, затем для значений $x = 3 \div 10$ зависимость напоминает $f(x) \sim x^{1/2}$ и далее слабо зависит от x .

Таким образом, рисунок выражает зависимость M_2 , обусловленной обменным взаимодействием, от соотношения величин расстройки Δ и амплитуды акустической волны a_1 .

Автор благодарен Л. Буишвили, В. А. Ацаркину и Т. Абесадзе за помощь и полезные обсуждения, а И. Дидманидзе за компьютерный расчет.

Список литературы

- [1] Уо Дж. Новые методы ЯМР в твердых телах. М.: Наука. 1978. С. 179.
- [2] Кессель А. Р., Шакирзянов М. М. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 5. С. 1535—1538.
- [3] Зуева О. С., Кессель А. Р. // ЖЭТФ. 1977. Т. 75. № 8. С. 2169—2175.
- [4] Провоторов Б. Н., Хитрин А. К. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 1. С. 165—180.
- [5] Айнбиндер Н. Е., Фурман Г. Б. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 9. С. 988—999.
- [6] Альтшулер С. А., Козырев Б. М. // ЭПР соединений элементов промежуточных групп. М.: Наука. 1972. С. 672.
- [7] Кессель А. Р. Ядерный акустический резонанс. М.: Наука. 1969. С. 215.

УПРУГИЕ СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

О. П. Квашина, Г. М. Квашин, Т. П. Сорокина

Сложность магнитных структур и многообразие свойств редкоземельных ферритов-гранатов (РЗФГ) определяются наличием в их элементарной ячейке различных редкоземельных ионов. Они играют основную роль в формировании не только магнитных, но упругих и магнитоупругих свойств. Большой интерес представляет зависимость упругих констант изоструктурных РЗФГ от типа РЗ иона, от его ионного радиуса. Знание таких функциональных зависимостей позволяет прогнозировать упругие характеристики новых кристаллов со структурой гранатов, что весьма важно при разработке материалов с заданными свойствами.

В работе приведены данные абсолютных значений упругих констант C_{ij} , рассчитанных из экспериментально измеренных продольных v_l и поперечных v_t скоростей распространения упругих волн. Рассмотрены зависимости влияния R^{3+} ионов на C_{ij} для системы $R_3Fe_5O_{12}$, где $R = Sm, Eu, Tb, Dy, Er$. Поскольку РЗФГ являются кристаллами кубической симметрии, то для описания тензоров упругих постоянных необходимо знать три упругие константы C_{11} , C_{12} и C_{44} .

Измерения скоростей упругих волн проводились импульсно-фазовым методом [1]. Абсолютные значения упругих скоростей измерялись при 300 К с точностью 0.1%, точность расчета упругих постоянных 0.2% (для C_{12} эта величина равна 0.4%). Контроль ориентации кристаллов осуществлялся рентгеновским способом с точностью $\pm 15'$. Исследуемые образцы готовились в виде прямоугольных параллелепипедов с размерами $3 \times 3 \times 2$ мм. При расчете C_{ij} использовалась рентгеновская плотность ρ , вычисленная при 300 К. Упругие константы C_{44} и C_{44}^* рассчитывались соответственно из поперечных скоростей упругих волн ($k \parallel [100]$, $u \parallel [010]$), v_t^* ($k \parallel [110]$, $u \parallel [001]$). Известно, что для парамагнитных кристаллов или кристаллов с малой магнитоупругой связью значения C_{44} и C_{44}^* совпадают. Для РЗФГ было обнаружено их различие, превосходящее ошибки измерения.

Величины C_{ij} при 77 и 4.2 К были получены из температурных зависимостей продольных и поперечных скоростей упругих волн с реперными точками при 300 К.

В табл. 1 приведены значения упругих постоянных $R_3Fe_5O_{12}$ при 300 К, рентгеновской плотности ρ и параметра упругой анизотропии $A = 2C_{44}/(C_{11} - C_{22})$. В ней же для сравнений приведены значения C_{ij} для $Y_3Fe_5O_{12}$ и $Eu_3Fe_5O_{12}$, взятые соответственно из работ [2] и [3]. В табл. 2 помещены данные C_{ij} при низких температурах: 77 и 4.2 К.

Для выяснения влияния размеров редкоземельных ионов R^{3+} и ионов Fe^{3+} построены зависимости упругих постоянных C_{11} и C_{44} от величины параметра решетки a в немагнитном (сплошная линия) и магнитонасыщенном (штриховая линия) состояниях (см. рисунок). Из этого рисунка видно, что значения кон-