

ного поведения скорости звука. Области имеют общие характерные особенности. Величина областей составляет $\Delta T \sim 7\text{K}$, на границах наблюдаются смягчения величиной изменения не более 0.1 %, внутри области имеется аномалия в виде небольшого скачка с минимумом и последующим горизонтальным участком. Между аномальными областями скорость звука изменяется почти линейно и имеет разные наклоны к оси температур.

Линейная зависимость от температуры модулей упругости связана со слабым кубическим ангармонизмом кристаллической решетки [5]. В области аномального поведения, возможно, реализуется модель нелинейной решетки, где атом (узел кристаллической решетки) движется в двухъямном потенциале [6]. Подобные аномалии наблюдались в [7, 8], где связи вались со структурными фазовыми переходами. Поведение упругих модулей в окрестности аномалий хорошо описывается из рассмотрения сильного ангармонизма двухъямного потенциала и введения псевдоспинового формализма [8]. Возможно, что наблюдаемое аномальное поведение скорости звука связано со структурными преобразованиями и проявлениями сильного ангармонизма в монокристаллах вольфрама и молибдена.

Список литературы

- [1] Grimvall G., Thiessen M., Guillermet A. F. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 15. P. 7816—7826.
- [2] Gibbs D., Mohanty K. M., Bohr J. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 1. P. 562—564.
- [3] Ernst H.-J., Hulpke E., Toennies J. P. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 19. P. 1941—1944.
- [4] Vang C. Z., Tosatti E., Fasolino A. Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 25. P. 2661—2668.
- [5] Lakkad S. C. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 11. P. 4277—4281.
- [6] Kerr W. C., Bishop A. R. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 9. P. 6295—6314.
- [7] Soshnikov L. E., Sheleg A. U. // Phys. St. Sol. a. 1989. V. 111. N 2. P. 485—490.
- [8] Swarnalata N., Potil D. P., Padmini A. R. K. L. // Acoustica. 1987. V. 63. N 2. P. 100—105.

Институт физики твердого тела
и полупроводников АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
5 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
26 мая 1989 г.

УДК 539.143.43

Физика твердого тела, том 31, в. 12, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 12, 1989

О НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЯДЕРНОЙ ДИПОЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ТВЕРДЫХ ПАРАМАГНЕТИКАХ

Т. Л. Бушвицки, Н. П. Фокина

Как показано в [1], при малой концентрации электронных спинов и достаточно низких температурах решетки ядерная зеемановская релаксация определяется слабо зависящим от температуры механизмом второго порядка по сверхтонкому взаимодействию (СТВ) вида $V_{m_i}^{\pm} I_m^{\pm} S_n^{\pm}$, тогда как обычный механизм первого порядка по СТВ вида $V_{m_i}^{\pm} I_m^{\pm} S_n^z$, приводящий к сильной температурной зависимости скорости ядерной зеемановской релаксации $T_2^{-1} \propto (1 - p_0^2)$ [2], где $p_0 = \text{th}(\omega_s/2T_L)$ (ω_s — частота ЭПР, T_L — температура решетки), становится неэффективным. Для скорости релаксации ядерного диполь-дипольного резервуара (ДДР) T_D^{-1} к электронному ДДР стандартная теория [3, 4], определяющая T_D^{-1} в первом порядке по СТВ вида $V_{m_i}^{zz} I_m^z S_n^z$, также дает $T_D^{-1} \propto (1 - p_0^2)$. Представляет интерес выяснить, не является ли и в этом случае более эффективным механизм, аналогичный предложенному в [1].

Для изучения этого вопроса рассмотрим гамильтониан

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \sum_{mn} V_{mn}^{zz} I_m^z S_n^z + \frac{1}{2} \sum_{mn} \{ V_{mn}^{+z} I_m^+ S_n^z + V_{mn}^{z+} I_m^z S_n^+ + V_{mn}^{+-} I_m^+ S_n^- + \\ + V_{mn}^{-+} I_m^- S_n^+ + \text{э. с.} \} + \frac{1}{2} \sum_n (L^+ S_n^- + L^- S_n^+); \quad \mathcal{H}_0 = \mathcal{H}_{zs} + \mathcal{H}_{zI} + \mathcal{H}'_d + \mathcal{H}'_D, \quad (1)$$

включающий в себя зеемановские энергии электронных и ядерных спинов $\mathcal{H}_{zs} = \omega_s S^z$ и $\mathcal{H}_{zI} = -\omega_I I^z$, секулярные части электронного и ядерного диполь-дипольного взаимодействия \mathcal{H}'_d и \mathcal{H}'_D , СТВ и спин-решеточное взаимодействие (L^\pm — решеточные операторы). Перейдем от (1) к эффективному гамильтониану [5] по формуле

$$\bar{\mathcal{H}} = \mathcal{H}_{k=0} + \sum_{k \neq 0} \frac{1}{2\omega_k} [\mathcal{H}_k, \mathcal{H}_{-k}]$$

с точностью до $k=1$, где $\omega_1 = \omega_s$. В результате получаем

$$\bar{\mathcal{H}} = \mathcal{H}_0 + \sum_{mn} V_{mn}^{zz} I_m^z S_n^z + \frac{1}{2} \sum_{mn} \{ V_{mn}^{+z} I_m^+ S_n^z + \text{э. с.} \} + \\ + \frac{1}{2\omega_s} \sum_{mn} S_n^z \{ V_{mn}^{z+} L^+ I_m^z + (V_{mn}^{+-} L^- + V_{mn}^{+L^+}) I_m^+ + \text{э. с.} \}. \quad (2)$$

Принимая для простоты $S=I=1/2$, применяя для ядерных спинов высокотемпературное приближение и считая, что $\tau_s \gg \tau_n$, где τ_s, τ_n — времена корреляции z — составляющих электронного и ядерного спинов соответственно, для скорости ядерной дипольной релаксации с помощью (2) получаем

$$T_D^{-1} = (1 - p_0^2) \frac{f}{4} \frac{(V^{zz})^2}{\omega_D^2} \frac{1}{\tau_s} + \frac{p_0}{\omega_s/2T_L} \frac{1}{T_{SL}} \frac{f}{4} \times \\ \times \frac{M_{zI}^{zz} |V^{z+}|^2 + 2\omega_I^2 M_{2I}^{+-} (|V^{++}|^2 + (V^{+-})^2)}{2\omega_D^2 \omega_s^4}, \quad (3)$$

где $M_n^{\alpha\beta}$ — ядерные моменты n -го порядка для функций $\langle I_m^\alpha(t) I_m^\beta \rangle / \langle I_m^\alpha I_m^\beta \rangle$, T_{sL} — время электронной однофононной релаксации, ω_D — квант ядерного ДДР,

$$|V^{\alpha\beta}|^2 = N_I^{-1} \sum'_{mn} |V_{mn}^{\alpha\beta}|^2,$$

N_I — число ядерных спинов, суммирование по n происходит по всем узлам, доступным для электронных спинов, f — разбавление. Сравним (3) с выражением для скорости ядерной зеемановской релаксации через парамагнитную примесь, включающим как стандартный член [2], так и вычисленный по механизму, впервые оцененному в [1]

$$T_x^{-1} = (1 - p_0^2) \frac{f}{4} \frac{|V^{z+}|^2}{\omega_I^2} \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{T_{SL}} \frac{f}{4} \frac{(|V^{++}|^2 + (V^{+-})^2) \omega_I^2}{\omega_s^4} \frac{p_0}{\omega_s/2T_L}. \quad (4)$$

Из (3) и (4) следует, что при относительно высоких температурах преобладают их первые члены, пропорциональные $(1 - p_0^2)$, а при достаточно низких температурах эффективнее становятся вторые члены, слабо зависящие от температуры. С другой стороны, представляет интерес сравнить скорости зеемановской и дипольной ядерной релаксации между собой. Сравнение первых членов дает

$$\frac{T_x}{T_D} = \frac{(V^{zz})^2}{|V^{z+}|^2} \frac{\omega_I^2}{\omega_D^2} \gg 1, \quad (5)$$

что отражает хорошо известный факт [6], что ядерный ДДР, как правило, «закорочен» на электронный ДДР. Поэтому наблюдать охлаждение ядерного ДДР (эффект Провоторова [7, 8]) при нерезонансном стационарном насыщении ЯМР при таком механизме релаксации невозможно. Сравнение вторых членов (3) и (4) дает

$$T_1/T_D \approx M_{2I}^+/\omega_D^2. \quad (6)$$

Подставляя в (6) явные выражения для M_{2I}^+ и ω_D^2 , получаем $T_1/T_D \approx 5/3$, т. е. времена зеемановской и дипольной релаксации ядер при сверхнизких температурах становятся одного порядка, что создает возможность наблюдения эффекта Провоторова при стационарном насыщении ЯМР.

Список литературы

- [1] Waugh J. S., Slichter Ch. P. // Phys. Rev. 1988. V. 37. P. 4337—4339.
- [2] Абрагам А., Гольдман М. Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок. Пер. с англ. М., 1984. Т. 2. 360 с.
- [3] Goldman M., Jacquinot J. F. // J. Phys. (France). 1970. V. 37. P. 617—625.
- [4] De Haas L. J., van der Zon C. M. B., Wenckebach W. Th., Poullis N. J. // Physica. 1983. V. 123B. P. 35—46.
- [5] Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Наука. 1974. 504 с.
- [6] Буишвили Л. Л., Бендиашвили Н. С., Звиададзе М. Д. // ФТТ. 1969. Т. 11. № 3. С. 726—730.
- [7] Провоторов Б. Н. // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. № 11. С. 1582—1591.
- [8] Ацаркин В. А., Родак М. И. // УФН. 1972. Т. 107. № 1. С. 3—27.

Тбилисский государственный университет
Тбилиси

Поступило в Редакцию
13 июня 1989 г.

УДК 541.124.16

Физика твердого тела, том 31, в. 12, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 12, 1989

КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРОВ МЕХАНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА И ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА

А. Т. Тохметов, В. И. Веттегрень

Явление возникновения света при разрушении твердых тел было обнаружено уже давно и получило название механолюминесценции (МЛ). В настоящее время МЛ весьма широко используется для исследования деформации и разрушения твердых тел [1—3]. Между тем до последнего времени ее природа остается невыясненной. Одни авторы [4] относят МЛ к газовому разряду между берегами растущих трещин, другие [5] объясняют свечение следствием сильного разогрева, сопровождающего разрушение, и наконец, ряд авторов [6, 7] приписывают МЛ выделению энергии при релаксации возбужденных электронных состояний в очагах разрушения.

В настоящем сообщении показано, что спектры МЛ кварцевого стекла (КС) и полиметилметакрилата (ПММА) обладают структурой, которая, по-видимому, объясняется взаимодействием электронного перехода с локальными колебаниями возбужденных атомов. Наблюдение такой структуры весьма полезно при выяснении строения излучающего возбужденного состояния.

Для получения МЛ была построена установка, схема которой изображена на рис. 1. Плоский образец 1 из исследуемого материала прижимается к вращающемуся стальному валу 2. Усилие прижима определя-