

$\cong 37.6^\circ$) происходит скачок из фазы 3 в фазу 2. При движении магнитных моментов от диагонали к ребру переход из фазы 2 (существующей при этом движении при $\varepsilon > \varepsilon_0 = 2/3$) в фазу 3 происходит скачком при $\varepsilon = \varepsilon_0$, что соответствует $x = -7/12$, так что $\vartheta_0 \cong 62.8^\circ$, $\varphi_0 \cong 26.5^\circ$. Таким образом, имеет место гистерезис ($\vartheta_0 \neq \vartheta_c$). На рис. 1 представлены результаты численного расчета зависимости ориентации ϑ_1 момента одной из железных подрешеток и угла неколлинеарности моментов подрешеток $\delta = \Phi - \pi$ от концентрации c_2 примесей Co^{3+} при заданной концентрации $c_1 = 0.1$ примесей Co^{2+} . Вычисленная для данной модели фазовая диаграмма на плоскости (c_1, c_2) , приведена на рис. 2. При вычислениях использовались значения констант κ_i , K_i и т. д., приведенные в работах [1-3]. Отметим, что из-за малости упомянутого выше гистерезиса на рисунках он не виден.

Таким образом, данная модель качественно описывает неколлинеарность подрешеток железа в ЖИГ, наблюдающуюся в [7].

Список литературы

- [1] Sturge M. D., Gyorgy E. M., Le Craw R. C., Remeika J. P. // Phys. Rev. 1969. V. 180. N 2. P. 413—423.
- [2] Hansen P. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 2. P. 650—655.
- [3] Hansen P., Tolksdorf W., Krishnan R. // Phys. Rev. 1977. V. B16. № 9. P. 3973—3986.
- [4] Maziewski A., Kisielewski M., Görnert P., Brzosko K. // IEEE Trans. Magn. 1987. V. 23. N 5. P. 3367—3969.
- [5] Мазевский А., Волков В. В., Гернерт П. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 300—301.
- [6] Kisielewski M., Maziewski A., Görnert P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1987. V. 20. N 2. P. 222—225.
- [7] Maziewski A., Jackiewicz E., Kotlicki A., Görnert P. // Solid State Commun. 1990. V. 73. № 7. P. 487—490.
- [8] Луканин А. И., Медведев М. В. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 5. С. 1477—1483.
- [9] Иванов М. А., Локтев В. М., Погорелов Ю. Г. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 2. С. 367—370.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Фрязино
Московская обл.

Поступило в Редакцию
29 декабря 1990 г.
В окончательной редакции
24 апреля 1991 г.

УДК 535.2

© Физика твердого тела, том 33, № 9, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 9, 1991

ФОНОННОЕ ЭХО В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ

$(\text{KBr})_{1-x}(\text{KCN})_x$

Ф. С. Ваганова, Р. В. Сабурова

В работе построена теория микроволнового фононного эха в твердом растворе $(\text{KBr})_{1-x}(\text{KCN})_x$. В области концентраций $0.03 < x < 0.56$ и температур $T \leq 10^{-1}$ К примеси CN^- упругоразупорядочены, но «заморожены» в фазе упругого дипольного стекла [1]. Низкотемпературные тепловые и акустические эффекты (поглощение и рассеяние звука, теплоемкость, теплопроводность) проявляют «стекольные» свойства. Предполагается, что CN^- являются туннелирующими двухуровневыми системами (ДУС) с широким распределением туннельных и других параметров. В отличие от обычных стекол, в которых концентрация ДУС считается постоянной, в твердом растворе при изменении x существенным образом меняется плотность состояний ДУС. О концентрационно-зависящем распределении параметров высказано предположение в [2]. В данной работе мы предлагаем эксперимент — фононное эхо в твердом растворе $(\text{KBr})_{1-x}(\text{KCN})_x$.

Рассчитаем интенсивность эха, учитывая «стеклянные» особенности, присутствующие в аморфных твердых телах, и предполагая концентрационно-зависящее распределение ряда параметров ДУС. Гамильтониан ДУС в твердом растворе включает в себя, во-первых, асимметричный двухъямный потенциал (причем асимметричная часть, кроме затравочной асимметрии Δ , содержит концентрационно-зависящую асимметрию взаимодействия $\zeta(x)$, обусловленную статическими упругими взаимодействиями между различными ДУС) и взаимодействие ДУС с фононами и внешним акустическим полем

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E & 0 \\ 0 & -E \end{pmatrix} + G \varepsilon_{ik} \begin{pmatrix} \frac{\Delta}{E} & \frac{\Delta_0}{E} \\ \frac{\Delta_0}{E} & -\frac{\Delta}{E} \end{pmatrix} + G \begin{pmatrix} \frac{\Delta}{E} & \frac{\Delta_0}{E} \\ \frac{\Delta_0}{E} & -\frac{\Delta}{E} \end{pmatrix} \varepsilon_0 \cos(\omega t - \mathbf{k}r). \quad (1)$$

Здесь энергетическое расщепление $E^2 = \Delta_0^2 + (\Delta + \varphi(x))^2$; Δ_0 — туннельный параметр; ε_{ik} — тензор деформации в месте расположения ДУС; G — деформационный потенциал; ε_0 — амплитуда бегущей звуковой волны с вектором \mathbf{k} , частотой ω_0 ; $\zeta(x) \sim (R_{ij})^{-3} (G_i \Delta_i / E_i) (G_j \Delta_j / E_j)$; R_{ij} — расстояние между ДУС j и i . Гамильтониан взаимодействия системы с импульсным акустическим полем содержит как недиагональные, так и диагональные матричные элементы, зависящие от времени, что затрудняет расчет эхо. Мы использовали в расчете фононного эха разработанный нами матричный метод расчета сигналов эха в параэлектрических системах и стеклах [3-6], использующий параметр малости $G \varepsilon_0 (\hbar \omega_0)^{-1} \ll 1$ [7]. Интенсивность эхо-сигналов, возбуждаемых двумя резонансными ($\omega \approx \omega_0 = E$) импульсами длительности t_r , удовлетворяющей условию $T_2^* < t_r \ll T_1, T_2$ (T_1, T_2, T_2^* — времена энергетической, необратимой и обратимой фазовой релаксации), описывается выражением

$$I(\mathbf{k}, t) = FF^*, \quad (2)$$

$$F = \sum_{j=1}^N e^{i\mathbf{k}r_j} \int_{-\infty}^{\infty} dZ \int_0^1 dr \int_{-\infty}^{+\infty} d\zeta P(E, r) f(\zeta) I_0^{1/2}(\mathbf{k}) A_m A_n \text{ВГ}\Phi \langle K \rangle_{c, c}. \quad (3)$$

Отличительной особенностью аморфных твердых тел с ДУС является разброс значений ряда параметров ДУС, характеризуемый функциями распределения этих параметров. Мы использовали в (3) введенную в [8] функцию распределения $P(E, r)$ параметров E и $r = (\Delta_0/E)^2$, а также функцию распределения $f(\zeta)$ — асимметрии взаимодействия ζ [9]. В формуле (3) N — число излучающих ДУС, $f(\zeta) = \pi^{-1} \delta / (\delta^2 + \zeta^2)$ [9], $I_0(K)$ — интенсивность спонтанного излучения изолированной ДУС в единицу телесного угла в направлении \mathbf{k} [4], $P(E, r) = N_0 r^{-1} (1-r)^{-1/2}$, N_0 — плотность состояний ДУС, δ — ширина распределения, $\delta = (4\pi/3) \mathcal{J}_{ij} (N_d/N)$, \mathcal{J}_{ij} — сила упругого диполь-дипольного взаимодействия [9], N — число «стеклянных» единиц (фрагментов) на единицу объема [9], N_d — число ДУС на единицу объема,

$$A_{m(n)} = \sum_{m(n)=-\infty}^{\infty} (-1)^{m(n)} \left[\mathcal{J}_{m(n)} \left(\frac{2G\Delta\varepsilon_0}{\hbar\omega_0 E} \right) \right]^2 e^{im(n)[\mathbf{k}_1 \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_l)],}$$

$$Z = \frac{E}{\hbar} - \omega, \quad g = (\Theta^2 + Z^2)^{1/2}, \quad \Theta = \frac{G\varepsilon_0 \Delta_0}{E}, \quad (4)$$

$$B = \exp \left\{ i(\mathbf{k} - 2\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_1) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_l) \right\}, \quad \Gamma = \exp \left(-\frac{2\tau_{21}}{T_2} \right),$$

$$\Phi = \Theta^3 \int_{-\infty}^{\infty} dZ \frac{1}{g^3} \sin^2 \frac{gt_2}{2} \left(\sin gt_1 - 2i \frac{Z}{g} \sin^2 \frac{gt_1}{2} \right) \exp [Z(t - 2\tau_{21})], \quad (5)$$

λ — длина волны акустического импульса, S — рабочее сечение вещества, величина Φ описывает форму эха. В отличие от обычного спинового эха (а также фононного эха в силикатном стекле [4, 5]) в твердом растворе учитываем большое неоднородное уширение уровней ДУС. Затухание, обусловленное спектральной диффузией, описывается $\langle K \rangle_{c, \zeta}$, усредненным по конфигурациям и параметрам тепловых ДУС ($\langle . . . \rangle_c$) и по различным телеграфным процессам ($\langle . . . \rangle_\zeta$), описывающим скачки (переходы) тепловых ДУС (у которых $E \sim k_B T$); $\langle K \rangle_{c, \zeta}$ рассчитано в [10]. Мы оценим интегральные интенсивности I^I, I^{II}, I^{III} рассчитанных эхосигналов, используя следующие величины [1] (для $x=0.50$): $\omega_0=0.79$ ГГц, $G_I=1.2 \cdot 10^{-13}$ эрг, $G_I^2=2G_I^2$, $T_1=10^{-5}$ с, $T_2=1.6 \cdot 10^{-5}$ с, $\epsilon_0=10^{-6}$, $v_I=4 \cdot 10^3$ м/с, $v_I \approx 2v_{II}$, $\Delta_0=39$ ГГц, $\Delta_0 \approx \Delta$, $t_\gamma=4 \cdot 10^{-7}$ с, $\tau_{21}=10^{-6}$ с, $T_2^*=10^{-7}$ с, $\lambda=5 \cdot 10^{-3}$ м, $S=4 \cdot 10^{-1}$ м². Эффективное число возбужденных акустическими импульсами резонансных ДУС в единице объема равно $N=N_0 \hbar t_\gamma^{-1} \text{th}(\hbar \omega_0 / 2k_B T) = 10^{13}$ см⁻³, $I_0(\mathbf{k}) = 2 \cdot 10^{-17}$, $I^I \approx I_0(\mathbf{k}) \times \times N^2 (\lambda^2/S) A \approx 4 \cdot 10^4$, $I^{II} \approx 10^3$, $I^{III} \approx 10^2$ эрг/с.

Вышеприведенные оценки показали, что сигналы фононного эха в твердом растворе (KBr)_{1-x}(KCN)_x интенсивны и могут наблюдаться при рассмотренных нами условиях. Наблюдение сигналов эха позволит измерить асимметрию потенциала ДУС, значение деформационного потенциала и времена релаксации.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Yoreo J. J., Knaak W., Meissner M., Pohl R. D. // Phys. Rev. 1986. V. B34. N 12. P. 8828—8842.
- [2] Foote M. G., Golding B. // J. Phys. Condens. Matter. 1989. V. 1. N 41. P. 7751—7756.
- [3] Вагапова Ф. С., Сабурова Р. В. // Опт. и спектр. 1977. Т. 43. № 3. С. 474—479.
- [4] Вагапова Ф. С., Сабурова Р. В. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 10. С. 3118—3123.
- [5] Вагапова Ф. С., Сабурова Р. В. // УФЖ. 1990. Т. 35. № 4. С. 606—611.
- [6] Вагапова Ф. С., Сабурова Р. В. // ВИНТИ № 2292-B90. Витебск, 1990.
- [7] Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. М.: Энергоиздат, 1984.
- [8] Doussineau P., Frénois C., Leisure R. G., Levelut A., Prieur Y. // J. de Phys. 1980. V. 41. N 10. P. 1193—1211.
- [9] Klein M. W., Fischer B., Anderson A. C., Antony P. J. // Phys. Rev. 1978. V. 18. N 10. P. 5887—5891.
- [10] Гуревич В. Л., Мурадов М. И., Паршин Д. А. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 5. С. 1644—1660.

Витебское
отделение института физики твердого тела
и полупроводников

Поступило в Редакцию
21 декабря 1990 г.
В окончательной редакции
12 мая 1991 г.