

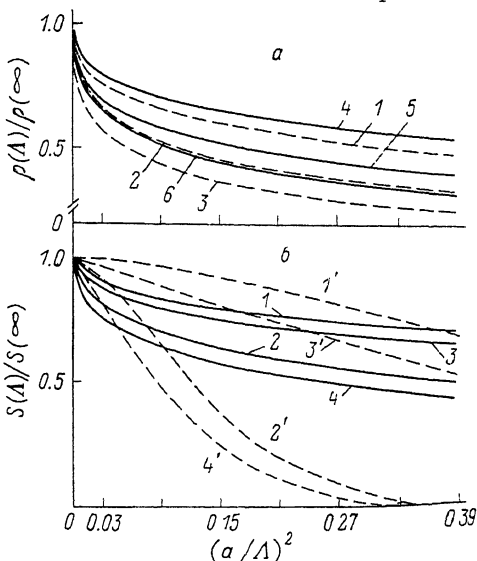
сеяния с уменьшением Λ становится существенным, причем в большей степени выражено для ρ . По-видимому, именно это является причиной «вымораживания» при низких температурах вклада $\sim T^{3/2}$ в сопротивление ферромагнетиков [6, 8].

В заключение отметим, что аппроксимация функции Пиппарда (3) ступенчатой функцией вида

$$F'(y) = \begin{cases} 0, & y \leq 2\pi, \\ 1, & 2\pi \leq y \leq \Lambda \sqrt{k_B T_c / D}, \end{cases} \quad (4)$$

Рис. 2. Зависимость вкладов рассеяния электронов проводимости на магнонах в сопротивление (а) и термоэдс (б) аморфных ферромагнетиков при различных температурах от длины свободного пробега электронов Λ .

а: 1-3 - $\rho_{\parallel}(\Lambda)/\rho_{\parallel}(\infty)$, 4-6 - $\rho_{\perp}(\Lambda)/\rho_{\perp}(\infty)$. 1, 4 - $T_c/T = 3$; 2, 5 - 11; 3, 6 - 21; б: 1, 2 - $S_{\text{нж}}(\Lambda)/S_{\text{нж}}(\infty)$; 3, 4 - $S_{\text{кор}}(\Lambda)/S_{\text{кор}}(\infty)$, рассчитанные с функцией Пиппарда (3). 1', 2' - $S_{\text{нж}}(\Lambda)/S_{\text{нж}}(\infty)$; 3', 4' - $S_{\text{кор}}(\Lambda)/S_{\text{кор}}(\infty)$, рассчитанные с аппроксимацией (4). 1, 1', 3, 3' - $T_c/T = 3$; 2, 2', 4, 4' - 21.



как это сделано, например, в работах [4, 5], приводит при низких температурах к сильному занижению вкладов неупругого рассеяния и в данном случае не является правомерным. Это иллюстрируется рис. 2, б.

Список литературы

- [1] Pippard A. B. // *Phil. Mag.* 1955. V. 46. N 381. P. 1104—1114.
- [2] Schmid A. // *Z. Phys.* 1973. V. 259. N 4. P. 421—436.
- [3] Cote P. J., Meisel L. V. // *Phys. Rev. Lett.* 1978. V. 40. N 24. P. 523—525.
- [4] Meisel L. V., Cote P. J. // *Phys. Rev. B.: Condens. Mater.* 1984. V. 30. N 4. P. 1743—1753.
- [5] Коут П., Майзел Л. // *Металлические стекла*. М.: Мир, 1983. С. 207—244.
- [6] Ведяев А. В., Грановский А. Б. // *ФММ*. 1987. Т. 63. № 6. С. 1078—1088.
- [7] Тез. докл. III Всес. конф. «Проблемы исследования структуры аморфных металлических сплавов», Ч. II. М., 1988. С. 359—360.
- [8] Bergmann G., Marquardt P. // *Phys. Rev. B.: Condens. Mater.* 1978. V. 17. N 3. P. 1355—1360.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
13 сентября 1988 г.

УПРУГИЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ CdCr_2Se И HgCr_2Se_4

А. П. Галдикас, С. И. Гребинский, Р. А. Мишкинис,
П. Ф. Рутковский, Т. Г. Аминов, Г. Г. Шабунина

В настоящее время интенсивно изучаются халькогенидные хромовые шпинели, отличающиеся, как и все магнитные полупроводники, тесной связью между электрическими, оптическими и магнитными свойст-

вами [1, 2]. В частности, с целью получения данных о зонном строении этих соединений исследуется анизотропия их оптических и электрических свойств при одноосном давлении [3, 4]. Однако интерпретация результатов пьезоэкспериментов осложняется отсутствием сведений о модулях упругости c_{ij} , связывающих измеряемую величину давления с компонентами тензора деформации, используемыми в теоретических расчетах. В настоящем сообщении приводятся данные о c_{ij} в CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 при 300 К, полученные из измерений скорости звука.

Скорость звука находилась путем измерения времени прохождения акустической волны через кристалл с известными размерами. Специально нелегированные образцы CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 в форме прямоугольного параллелепипеда с гранями (001), (110) и (110) изготавливались из совершенных монокристаллов октаэдрической формы, полученных методом химических транспортных реакций (HgCr_2Se_4) и выращенных из раствора в расплаве (CdCr_2Se_4). Характерные размеры образцов $2 \times 1.5 \times 1$ мм. Скорости двух продольных и одной поперечной волны измерялись на одном образце. Скорость продольных волн V_L была направлена вдоль $\langle 001 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$, а поперечной волны V_t — вдоль $\langle 001 \rangle$. Продольные (частота 35 МГц) и поперечные (25 МГц) волны возбуждались импульсами длительностью $2 \cdot 10^{-7}$ с. Для возбуждения и регистрации волн применялись преобразователи из LiNbO_3 .

Модули упругости c_{11} , c_{12} и c_{44} , полностью описывающие упругие свойства кубических кристаллов CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 , определяли по соотношениям [5], используя найденные скорости звука. Плотность кристаллов, необходимую для расчета c_{ij} , находили по параметру решетки 1.0753 нм для HgCr_2Se_4 и 1.0755 нм для CdCr_2Se_4 [1], считая образцы бездефектными. Результаты измерений V и расчета c_{ij} представлены в таблице.

	$V_L^{(001)} \cdot 10^{-5}$ см/с	$V_L^{(110)} \cdot 10^{-5}$ см/с	$V_t^{(001)} \cdot 10^{-5}$ см/с	$c_{11} \cdot 10^{-11} \frac{\text{г}}{\text{см} \cdot \text{с}^2}$	$c_{12} \cdot 10^{-11} \frac{\text{г}}{\text{см} \cdot \text{с}^2}$	$c_{44} \cdot 10^{-11} \frac{\text{г}}{\text{см} \cdot \text{с}^2}$
HgCr_2Se_4	4.51 ± 0.05	3.93 ± 0.06	2.39 ± 0.03	11.4 ± 0.3	1.5 ± 0.9	3.8 ± 0.1
CdCr_2Se_4	4.07 ± 0.05	2.39 ± 0.06	2.35 ± 0.03	9.4 ± 0.3	1.9 ± 0.8	3.1 ± 0.1

На основе данных о c_{ij} были определены объемная сжимаемость $K = 3(c_{11} + c_{12})^{-1}$ и температура Дебая $\Theta: K = (2.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-6} (\text{бар})^{-1}$, $\Theta = 290 \pm 20$ К для HgCr_2Se_4 и $K = (2.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-6} (\text{бар})^{-1}$, $\Theta = 280 \pm 20$ К для CdCr_2Se_4 . Температуру Дебая находили, используя таблицы де Лоня [6]. Значение объемной сжимаемости для CdCr_2Se_4 попадает в интервал значений $K = 1.3 \cdot 10^{-6}$ [7] и $4 \cdot 10^{-6} (\text{бар})^{-1}$ [8], определенных из экспериментов по гидростатическому сжатию. Различие полученных величин можно объяснить низкой точностью измерения деформации малых образцов тензодатчиком [7] и пористостью прессованных поликристаллических образцов [8].

Найденные значения Θ хорошо согласуются с оценками температуры Дебая для HgCr_2Se_4 и CdCr_2Se_4 , полученными из ИК спектров решеточных колебаний [1], однако отличаются от $\Theta_K = 213$ и 360 К, определенной для поликристаллических образцов HgCr_2Se_4 и CdCr_2Se_4 соответственно из калориметрических измерений [9, 10]. Расхождение данных может быть связано со слишком высокими значениями температуры, при которой в настоящей работе измерялась скорость звука (300 К), а в [9, 10] — теплоемкость (18, 90 К).

- [1] Белов К. П., Третьяков Ю. Д., Гордеев И. В., Королева Л. И., Кеслер Я. А., Магнитные п/п — халькогенидные шпинели. М.: Изд-во МГУ, 1981. 279 с.
 [2] Selmi A., Mauger A., Heritier M. // J. MMM. 1987. V. 66. N 3. С. 295—316.
 [3] Кремер А. А., Голик Л. Л. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 1. С. 224—226.
 [4] Galdikas A., Grebinskii S., Mickevičius S. // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 107. N 1. P. K53—K55.
 [5] Китель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 792 с.
 [6] Динамика решетки / Под ред. У. Мэсона. М.: Мир, 1968. 392 с.
 [7] Batlogg B., Zvara M., Wachter P. // Sol. St. Comm. 1978. V. 28. N 7. P. 567—570.
 [8] Srivastava V. C. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. N 3. P. 1017—1019.
 [9] Иванов М. А., Коуров Н. И., Медве Х., Симонова М. И., Фальковская Л. Д., Фишман А. Я. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1585—1588.
 [10] Маруя М. С., Борухович А. С., Лобачевская Н. И., Рокеах О. П., Гельд П. В. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 4. С. 1202—1204.

Институт физики полупроводников АН ЛитССР

Вильнюс
ИОНХ АН СССР
МоскваПоступило в Редакцию
25 октября 1988 г.

УДК 539.2

Физика твердого тела, том 31, в. 7, 1989

Solid State Physics, vol. 31, № 7, 1989

РЕЛАКСАЦИЯ В СПИНОВЫХ СТЕКЛАХ: ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ, ЭПР

А. В. Ведяев, В. А. Черенков, А. И. Цапин, Т. А. Орлова

Спиновые стекла представляют собой яркий пример веществ, в которых, по-видимому, реализуется неравновесный фазовый переход [1, 2]. Одним из признаков неэргодичности систем и неравновесности фазового перехода является аномально большая магнитная вязкость и бесконечность спектра времен релаксации в спиновых стеклах.

Цель работы — изучение релаксации остаточной намагниченности и характеристик ЭПР спиновых стекол различных классов.

В большинстве спиновых стекол при температурах ниже температуры замерзания T_f процессы релаксации протекают крайне медленно, тепловое равновесие трудно достижимо. Наиболее распространенным методом изучения релаксации является измерение временной зависимости остаточной намагниченности.

На рис. 1 представлены временные зависимости остаточной намагниченности сплавов¹ медь+4.1 ат. % Mn (РККИ — спиновое стекло), медь+20 ат. % никеля+1 ат. % железа — кластерное стекло, железо+31 ат. % алюминия+6 ат. % хрома — спиновое стекло со смешанным обменным взаимодействием.

Во всех исследованных сплавах наблюдается аномально большая магнитная вязкость, что характерно для спиновых стекол [4-7]. Аналитически $\sigma_r(t_c)$, где t_c — время измерения, может быть представлена в виде суммы экспонент с характерными временами релаксации

$$\sigma_r(t_c) = \sum_{i=1}^n \sigma_{i-1} \exp(-a_i t_i), \quad \sum_{i=1}^n t_i = t_c. \quad (1)$$

¹ Технология изготовления сплавов и экспериментальные методики подробно описаны в [3, 4].