

9. Край поглощения в области непрямых переходов и зонная структура сурьмянистого кадмия / Д. М. Берча, А. Н. Борец, Т. С. Гертович и др. // ФТТ.— 1970.— 12, вып. 8.— С. 2397—2406.
10. Жадько И. П., Романов В. А., Юров Ю. Г. О подвижности носителей тока в монокристаллах  $p$ -CdSb // УФЖ.— 1975.— 20, № 7.— С. 1212—1214.
11. Городецкий С. М., Жданович Н. С., Равич Ю. И. Аномальный фотоманнитный эффект в кремнии // ФТП.— 1973.— 7, вып. 7.— С. 1270—1279.
12. Бабичев Г. Г., Жадько И. П., Сердега Б. К. О спектральных характеристиках поперечного джемберовского и фотоманнитного эффектов в неоднородных полупроводниках // УФЖ.— 1977.— 22, № 9.— С. 1523—1529.
13. Бабичев Г. Г., Жадько И. П., Романов В. А. Экспериментальное исследование фотоманнитного эффекта в планарной  $p$ — $n$ -структуре на основе InSb // Там же.— 1984.— 29, № 1.— С. 139—140.

Ин-т полупроводников АН УССР, Киев;

Получено 01.04.88

Черновиц. отд-ние Ин-та пробл. материаловедения АН УССР

УДК 539.143.43

Г. Н. Абеяшев, В. Н. Бержанский,  
Н. А. Сергеев, Ю. В. Федотов

### ИССЛЕДОВАНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ МЕТОДОМ ЯМР

Доменная структура в объемных образцах хромовых халькогенидных шпинелей типа  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  практически не исследована. Даже в тех случаях, когда домены в монокристаллах  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  удавалось наблюдать [1], ориентация намагниченности  $\mathbf{M}$  в доменах не определялась. В принципе ее можно найти, используя экспериментальные значения констант магнитокристаллической анизотропии  $K_1$  и  $K_2$  [2]. Однако этот подход в применении к  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  встречает некоторые затруднения. С одной стороны, рекордная малость  $K_1$  и  $K_2$  для этой шпинели [3] может привести к тому, что существенную роль в определении равновесного направления  $\mathbf{M}$  будут играть магнитоупругие эффекты. С другой стороны, традиционные методы измерений  $K_1$  и  $K_2$  (методы ферромагнитного резонанса и торсионные) требуют помещения образца в насыщающее магнитное поле, что вследствие наличия в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  иновалентных ионов Cr может приводить к эффектам аккомодации, изменяющим магнитное состояние исследуемых кристаллов. Многообразие факторов, которые могут обуславливать ориентацию  $\mathbf{M}$  в хромовых халькогенидных шпинелях в сочетании с их склонностью к образованию нестехиометрических кристаллов, могут приводить к появлению в одном и том же кристалле областей с осями легкого намагничивания различных типов, что еще больше осложняет определение ориентации  $\mathbf{M}$ , основанное на сопоставлении соответствующих магнитных параметров.

Прямым и наиболее надежным методом определения ориентации  $\mathbf{M}$  в доменах объемных монокристаллов является метод ЯМР, поскольку структура спектров ЯМР зависит от взаимной ориентации  $\mathbf{M}$  и осей тензоров анизотропных сверхтонких взаимодействий (СТВ). Спектры ЯМР  $^{53}\text{Cr}$  в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ , полученные в работах [4, 5], представляли собой систему плохо разрешенных линий и интерпретировались на основе предположения о хаотическом распределении ориентации  $\mathbf{M}$  в доменах, обусловленном влиянием локальных напряжений. Однако проведенные нами исследования, опирающиеся на описанную ниже методику, позволяют утверждать, что намагниченность в доменах  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  ориентирована лишь в определенных кристаллографических направлениях и спектр ЯМР в доменах представляет собой систему хорошо разрешенных линий. Наблюдать такой спектр до сих пор не удавалось

из-за его перекрывания с широким и интенсивным спектром ЯМР в доменных границах (ДГ).

Наиболее ярким проявлением суперпозиционного характера спектра является двухкомпонентность сигнала эха, т. е. наличие в нем компонент с резко различающимися временами  $T_2^*$  (рис. 1, а). При этом компоненту сигнала эха с большим  $T_2^*$  естественно связать с вкладом внутримоменных ядер. Кроме того, в спектре имеются участки, где сигнал эха имеет обычную однокомпонентную форму (рис. 1, б).

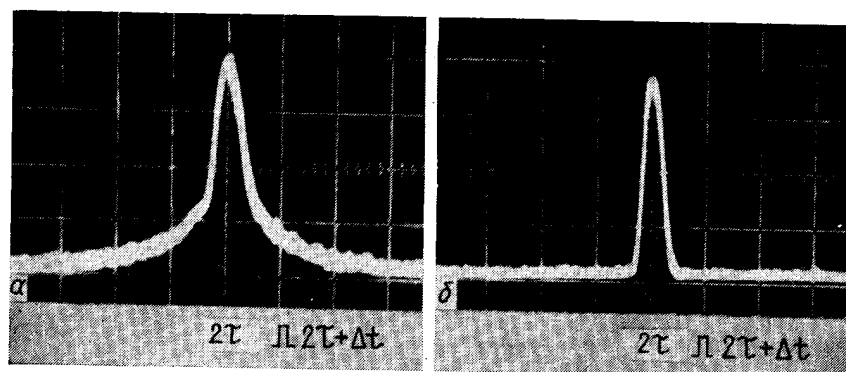


Рис. 1. Формы сигналов эха в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  при возбуждении ядер  $^{53}\text{Cr}$  в доменах и ДГ (а,  $\nu=44,65$  МГц) и в ДГ (б,  $\nu=44,90$  МГц) при  $T=4,2$  К

Выделить внутримоленную компоненту спектра ЯМР обычным способом, используя различие  $T_2$  для внутримоменных и внутримолекулярных ядер, не удастся. Это различие оказалось не настолько велико, чтобы полностью подавить вклад ядер в ДГ. Поэтому в настоящей работе для такого выделения используется различие временных характеристик сигналов спинового эха  $T_2^*$  рассматриваемых двух групп ядер [6].

В стандартной методике при записи спектров ЯМР методом спинового эха сигнал на вход накопителя попадает в момент времени, определяемый приходом стробирующего импульса, отпирающего ключевое устройство. Обычно этот импульс подается в момент времени  $2\tau$ , когда сигнал эха максимален ( $\tau$  — интервал времени между радиочастотными импульсами). При этом компоненты спектра не разделяются и он подобен полученному в работах [4, 5] (рис. 2, кривая 1). Но если подавать стробирующий импульс в момент времени  $2\tau+\Delta t$ , где  $\Delta t$  выбрано так, чтобы  $T_2^{*\text{ДГ}} < \Delta t < T_2^{*\text{Д}}$ , где  $T_2^{*\text{Д}}$  и  $T_2^{*\text{ДГ}}$  — времена релаксации в доменах и ДГ соответственно (рис. 1), то при этом будет выделена компонента спектра с большим  $T_2^*$ , обусловленная резонансом ядер в доменах.

Спектры ЯМР  $^{53}\text{Cr}$  в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ , полученные в таких условиях, приведены на рис. 2 (кривая 2). Анализ этих спектров позволяет определить ориентацию  $\mathbf{M}$  в доменах  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ , однако для этого необходимо

v, МГц		
$\mathbf{M} \parallel [100]$	$\mathbf{M} \parallel [110]$	$\mathbf{M} \parallel [111]$
Расчет		
44,08	43,74; 44,64; 45,54	42,96; 44,76; 41,16
Эксперимент		
44,08	43,75; 44,65; 45,55	42,98; 44,78; —

знать константы СТВ ядер  $^{53}\text{Cr}$  в этом кристалле. В данном случае эти константы определялись из анализа угловой зависимости частот ЯМР для монокристалла в насыщающем магнитном поле (рис. 3) на основе выражения [7]

$$\nu_{m,m-1} = \nu_0 + [\nu_a + \nu_q(m - 1/2)] (3 \cos^2 \theta - 1), \quad (1)$$

где  $\nu_0$ ,  $\nu_a$  — изотропная и анизотропная константы магнитного СТВ,  $\nu_q$  — константа квадрупольного СТВ,  $\theta$  — угол между  $\mathbf{M}$  и осью ло-

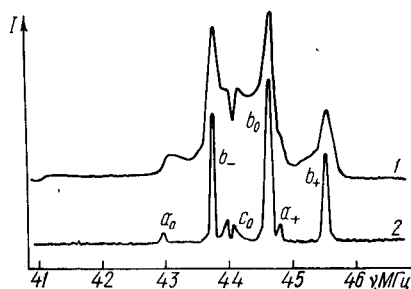
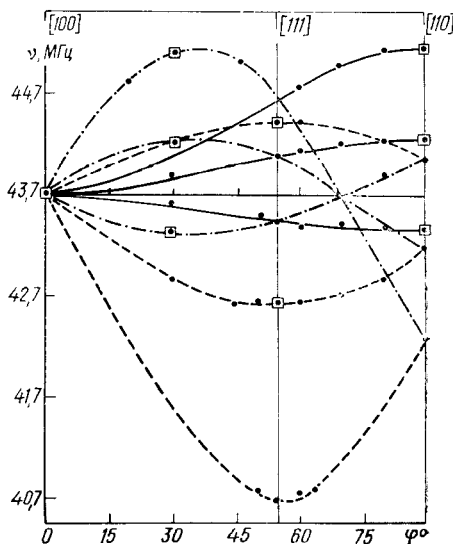


Рис. 2. Спектры ЯМР  $^{53}\text{Cr}$  в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  при  $T = 4,2$  К, записанные по стандартной методике (1) и при условии  $T_2^*DF < \Delta f_k < T_2^*D$  (2): линии  $a_0$ ,  $a_+$  — фаза  $\Phi_{111}$ ;  $b_-, b_0, b_+$  —  $\Phi_{110}$ ;  $c_0$  —  $\Phi_{100}$

Рис. 3. Угловые зависимости частот ЯМР  $^{53}\text{Cr}$  в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  при  $T = 4,2$  К,  $H = 2$  кЭ. Точки — эксперимент,  $\varphi$  — угол между  $\mathbf{M}$  и осью [100]. Плоскость вращения — (110),  $\square$  — частоты, соответствующие линиям в спектре поликристалла при  $H = 0$



кальной симметрии [111] иона  $\text{Cr}^{3+}$ . В результате для констант СТВ получены следующие значения:  $\nu_0 = 44,08$  МГц,  $\nu_a = -0,56$  МГц,  $|\nu_q| = 0,90$  МГц ( $T = 4,2$  К).

Используя эти значения, можно рассчитать спектры ЯМР  $^{53}\text{Cr}$  в доменах различных типов, ориентация  $\mathbf{M}$  в которых совпадает с кристаллографическими направлениями [100], [110] и [111] (в дальнейшем — магнитные фазы  $\Phi_{100}$ ,  $\Phi_{110}$  и  $\Phi_{111}$ ). В таблице расчетные значения частот сопоставлены с полученными в наших экспериментах частотами ЯМР в доменах  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ . Следует отметить, что в спектрах ЯМР при  $H = 0$  четко выражены лишь те линии, для которых  $\partial\nu/\partial\theta = 0$  (рис. 3). Для них уширение, обусловленное разбросом ориентации  $\mathbf{M}$ , минимально. Из этих линий не наблюдается лишь низкочастотная линия фазы  $\Phi_{111}$  с  $\nu_{\text{расч}} = 41,16$  МГц, для которой вклад анизотропных СТВ особенно велик. По нашим оценкам [8] для исчезновения этой линии достаточен разброс ориентаций  $\mathbf{M}$  порядка  $2-3^\circ$ . Из таблицы следует, что при 4,2 К в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  сосуществуют все три фазы.

Поскольку на фазовой диаграмме кубического ферромагнетика, построенной с учетом только  $K_1$  и  $K_2$ , отсутствует область сосуществования всех трех фаз [9], одновременное их существование в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  можно объяснить лишь действием факторов, не учтенных на этой диаграмме. В первую очередь, это могут быть магнитоупругие взаимодействия и неоднородность образца по составу, влияние которых на относительное содержание магнитных фаз в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  с малыми константами  $K_1$  и  $K_2$  может оказаться весьма существенным. При повышении температуры до 77 К гетерогенность сохраняется, но происходит перестройка доменной структуры. Фаза  $\Phi_{100}$  исчезает, объем фазы  $\Phi_{111}$  растет.

В магнитных кристаллах с малой константой магнитокристаллической анизотропии ориентацию оси легкого намагничивания в доменах может определять магнитоупругая энергия. Наличие доминирующей фазы  $\Phi_{110}$  в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  может свидетельствовать о возникновении в многодоменном состоянии спонтанной магнитоупругонаведенной анизотропии с осью легкого намагничивания типа [110]. Однако более вероятной причиной гетерофазности  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  нам представляется неоднородность исследуемых кристаллов по составу. В отличие от оксидных магнитных полупроводников (ферритов)  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  характеризуются стабильной кристаллической структурой при значительном отклонении их состава от стехиометрического. Наличие равновесных катионных и анионных вакансий приводит в результате компенсации валентности к появлению примесных комплексов, содержащих ионы  $\text{Cr}^{2+}$  и  $\text{Cr}^{4+}$ , в которых в отличие от ионов  $\text{Cr}^{3+}$  спин-орбитальное взаимодействие дает большой вклад в энергию магнитной анизотропии. Появление ионов  $\text{Cr}$  с валентностью, отличной от основной, существенно изменяет величину и знак констант магнитной кристаллографической анизотропии и магнитострикции. Сосуществование ионов  $\text{Cr}^{2+}$  и  $\text{Cr}^{4+}$ , которое может приводить к магнитной гетерогенности  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ , отмечалось при исследовании параметрического [10] и ферромагнитного резонансов в насыщающем магнитном поле [11], что проявлялось в наличии дополнительных пиков на угловых зависимостях параметров затухания и резонансного поля. Сосуществование ионов  $\text{Cr}^{2+}$  и  $\text{Cr}^{4+}$  возможно лишь в случае, когда эти ионы локализованы в различных областях кристалла, например вблизи дефектов, стимулировавших их образование.

**РЕЗЮМЕ.** Методом ЯМР на  $^{53}\text{Cr}$  досліджено магнітний напівпровідник  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  при  $\mathbf{H}=0$ ,  $\mathbf{H}\neq 0$  і 4,2, 77 К. Показано, що при  $\mathbf{H}=0$  спектр ЯМР  $^{53}\text{Cr}$  є суперпозицією внутрішньодоменних та внутрішньомежових спектрів. Запропоновано методику виділення сигналів від ядер у доменах, побудовану на використанні відмін часових характеристик сигналів луни  $T^*_2$  в доменах і доменних межах. Встановлено, що в багатодоменному стані при  $\mathbf{H}=0$  в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  є магнітні фази  $\Phi_{110}$ ,  $\Phi_{111}$ ,  $\Phi_{100}$ , намагніченість яких спрямована вздовж кристаллографічних осей типу [110], [111], [100] відповідно. Обговорюються можливі причини магнітної гетерогенності  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ .

**SUMMARY.** The magnetic semiconductor  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  has been investigated by NMR on the  $^{53}\text{Cr}$  nuclei in external magnetic fields at 4.2 and 77 K. It has been demonstrated that in the zero fields the  $^{53}\text{Cr}$  NMR spectrum is a superposition of the intradomain and intraboundary spectra. A method for separation of NMR signals from nuclei in the domains and boundaries, based on the difference of their echo-signal time responses  $T^*_2$  is suggested. It has been found that in the multidomain state at  $\mathbf{H}=0$  the magnetic phases  $\Phi_{110}$ ,  $\Phi_{111}$  and  $\Phi_{100}$  exist in  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ , with their magnetizations directed along the crystallographic axes [110], [111] and [100], respectively. Possible reasons of the  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  magnetic heterogeneity are discussed.

1. Наблюдение доменной структуры в магнитном полупроводнике  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  / П. А. Дорошенко, М. Н. Фарзтдинов, Л. И. Антонов и др. // ФТТ.— 1979.— 21, вып. 1.— С. 227—228.
2. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов: В 2 т.— М.: Мир, 1982.— Т. 2.— 504 с.
3. Ferromagnetic resonance anisotropy in  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  / A. G. Gurevich, Y. M. Yakovlev, V. T. Karpovich et al. // Phys. Lett. A.— 1972.— 40, N 1.— P. 69—70.
4. Berger S. B., Budnick J. I., Burch T. J. NMR of  $^{53}\text{Cr}$  and  $^{77}\text{Se}$  in ferromagnetic chalcogenide spinels // J. Appl. Phys.— 1968.— 39, N 2.— P. 658—660.
5. Nuclear magnetic resonance and magnetization studies of  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  / G. N. Stauss, M. Rubinstein, J. Feinleib et al. // Ibid.— P. 667—668.
6. Абеляшев Г. Н., Бержанский В. Н., Федотов Ю. В. Магнитная гетерогенность ферромагнитных полупроводников на основе  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  // Письма в ЖЭТФ.— 1987.— 45, вып. 1.— С. 34—37.
7. Абрагам А. Ядерный магнетизм.— М.: Изд-во иностр. лит., 1963.— 551 с.

8. Многоквантовые эффекты в ЯМР  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  / Г. Н. Абеляшев, В. Н. Бержанский, Н. А. Сергеев, Ю. В. Федотов // ЖЭТФ.— 1988.— 94, вып. 1.— С. 227—237.
9. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках / К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин.— М.: Наука, 1979.— 317 с.
10. Продольная накачка спиновых волн в ферромагнетиках — хромовых халькогенидных шпинелях / А. Н. Анисимов, А. С. Шупоров, А. Г. Гуревич, Л. М. Эмирян // ЖЭТФ.— 1983.— 84, вып. 4.— С. 1407—1417.
11. Ферромагнитный резонанс в кристалле  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ , легированном серебром / А. И. Байрамов, А. Г. Гуревич, В. И. Карпович и др. // ФТТ.— 1976.— 18, вып. 13.— С. 687—691.

Симферополь. ун-т им. М. В. Фрунзе;  
Ин-т физики АН УССР, Киев

Получено 04.04.88

УДК 621.315.592

*И. С. Горбань, С. Я. Шевченко, А. Д. Супрун*

### ВЛИЯНИЕ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА НА ФОРМУ ПЕРЕХОДНОГО ПРОЦЕССА ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫМ МЕТОДОМ

Особенности дрейфа малого заряда в высокоомных материалах в последние годы исследовались в большом числе экспериментальных и теоретических работ, направленных на выяснение механизмов проводимости и определение природы и параметров центров захвата в этих материалах. Форма импульса переходного тока при прохождении пакета носителей сквозь объем образца определяется большим числом факторов — энергетическим распределением состояний захвата [1, 2], соотношением времен жизни и пролета носителей сквозь слой [3], глубиной уровней захвата [4] и т. д. В то же время в большинстве экспериментальных работ по данной тематике практически не обсуждается влияние объемного заряда, хотя для получения выходного сигнала достаточной интенсивности, особенно при малой емкости образца, приходится инжектировать в его объем значительную часть поверхностного заряда. Цель настоящей работы — выяснить степень влияния объемного заряда на динамику дрейфующего пакета носителей и форму импульса переходного тока при высоких уровнях инжекции.

Для решения этой задачи использовалась численная модель, учитывающая пространственное распределение носителей заряда и позволяющая описывать электрические параметры высокоомного слоя при наличии сложных внешних воздействий [5—7]. Применение модели основано на решении системы дифференциальных уравнений, описывающих перенос заряда в высокоомном фотопроводнике при инжекции в его объем носителей одного знака:

$$\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = q[n(x, t) + n_t(x, t)], \quad (1)$$

$$q \frac{\partial}{\partial t} [n(x, t) + n_t(x, t)] + \frac{\partial j_c(x, t)}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$j_c(x, t) = q\mu n(x, t) E(x, t) - qD \frac{\partial n(x, t)}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_t(x, t)}{\partial t} = & [N - n_t(x, t)] n(x, t) v S_t - \left[ v S_t N_c \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) + \right. \\ & \left. + S_j I \exp(-k_n x) \right] n_t(x, t), \end{aligned} \quad (4)$$