

кластеров. Ширина этой свертки, которая и является шириной наблюдаемой линии ЭПР, может быть аналогично [5] аппроксимирована в виде

$$\Delta H_{pp} \approx \delta_{\pm} + \frac{\delta_{\text{ст}}^2}{\Delta H_{pp} + H_e^*}, \quad (3)$$

(3) переходит в известные формулы свертки двух лоренцианов при $H_e^* \gg \delta_{\text{ст}}$ и лоренциана с гауссианом при обратном соотношении.

На рисунке представлена аппроксимация экспериментальных данных с помощью (3) со следующими подгоночными параметрами: $\delta_{\pm} \approx 5$ Гс, $H_e^* \approx 9$ Гс, $b \approx 0.4$ Гс/ГГц. Хорошее согласие с экспериментом свидетельствует в пользу кластерной модели распределения D -центров. Экспериментально наблюдаемое изменение формы линии с ростом ν тоже согласуется с (3). Видно также, что нелинейность зависимости $\Delta H_{pp}(\nu)$ связана с изменением соотношения между H_e^* и $\delta_{\pm g} = b\nu$ с ростом ν : $H_e^* \gg b\nu$ при $\nu \leq 35$ ГГц и $H_e^* \leq b\nu$ при $\nu \geq 70$ ГГц. Коэффициент b характеризует ширину распределения g -факторов в пределах кластера: $\Delta g \approx bg^2 \mu_B / h \approx 2 \cdot 10^{-3}$. Были оценены также вклады различных механизмов уширения в δ_{pp} при $\nu = 9.4$ ГГц: $\delta_{\text{д-л}}^2 / H_e^* \approx 1$ Гс, $\delta_{\pm g}^2 / H_e^* \approx 0.5$ Гс, $\delta_{\text{ств}}^2 / H_e^* \approx 0.2$ Гс. Результирующая ширина спин-пакета $\delta_{pp} \approx 1.7$ Гс близка к измеренной в [1] методом непрерывного насыщения.

Представленные результаты являются независимым подтверждением кластерной модели [1] распределения оборванных связей в кремнии, аморфизированном ионной имплантацией, для которого, как и для a -Si, полученное методами радиочастотного распыления или испарения, характерно сосуществование высокой плотности D -центров с неоднородным уширением линии ЭПР.

Список литературы

- [1] Бугай А. А., Зарицкий И. М., Концид А. А., Лысенко В. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 2. С. 257—262.
- [2] Герасименко Н. Н., Двуреченский А. В., Смирнов Л. С. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 9. С. 1700—1705.
- [3] Dersch H., Stuke J., Beichler J. // Phys. St. Sol. (b). 1981. V. 105. N 1. P. 265—274. Movaghar B., Schweitzer L., Overhof H. // Phil. Mag. B. 1978. V. 37. N 6. P. 683—702.
- [4] Абрагам А. Ядерный магнетизм. М., 1963. 551 с.
- [5] Вугмейстер Б. Е., Глинчук М. Д., Кондакова И. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 2. С. 543—545.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 10.05.1988
Принято к печати 7.12.1988

ФТП, том 23, вып. 5, 1989

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ПРИМЕСИ ХРОМА В ТЕЛЛУРИДЕ СВИНЦА

Лашкарев Г. В., Бродовой А. В., Радченко М. В.,
Колесник С. П., Вертелецкий П. В.

Легирование узкощелевых полупроводников элементами с незаполненными d -оболочками дает возможность исследовать магнитное состояние примесных атомов в матричном кристалле. Такие элементы могут сохранять собственный магнитный момент в диамагнитной матрице. Поэтому, используя чувствительность таких образцов к магнитному полю, можно исследовать состояние примеси в зависимости от концентрации, температуры и условий термообработки.

В настоящей работе изучено влияние хрома на электрические и магнитные свойства $PbTe$ с помощью комплекса методов, включающего исследования магнитной восприимчивости (МВ), коэффициента Холла (R), термоэдс (α), ЭПР.

Кристаллы $\text{PbTe}\langle\text{Cr}\rangle$ синтезированы по методу пар—жидкость—кристалл [1]. Хром вводился непосредственно в ростовую шихту.

Полученные кристаллы (диаметр 16—18, длина до 35 мм) разрезались на шайбы толщиной 1.5—2 мм параллельно плоскости (100) с точностью 1—3 град диском с алмазной режущей кромкой. Из полученных шайб вырезались образцы размером $2\times 2\times 10$ мм. Содержание хрома в кристаллах определено методом химического анализа, однородность — методом оже-спектроскопии.

Измерения МВ производились относительным методом Фарадея с помощью электронных микровесов с автоматической компенсацией по методике, описанной в [2]. Исследования ЭПР выполнены на спектрометре Radiopan SE/X-2543

при температурах 77 и 300 К. Кинетические свойства (R , α) измерялись компенсационным методом.

Исследование температурной зависимости МВ образцов, легированных Cr, показало, что эта примесь дает парамагнитный вклад, возрастающий при понижении температуры.

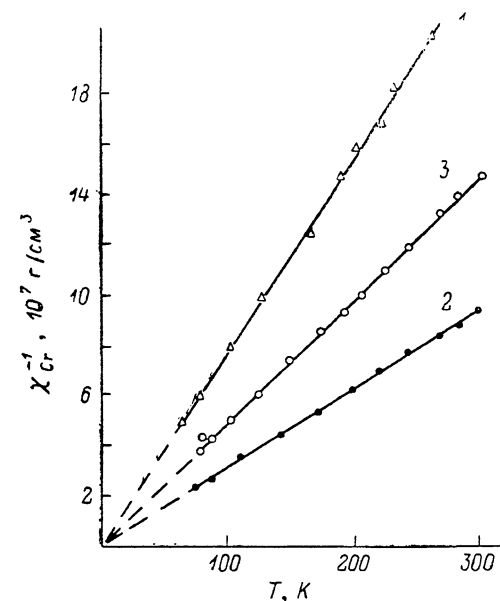


Рис. 1. Температурные зависимости МВ понов хрома в кристаллах $\text{PbTe}\langle\text{Cr}\rangle$.

1—3 соответствуют номерам образцов в таблице.

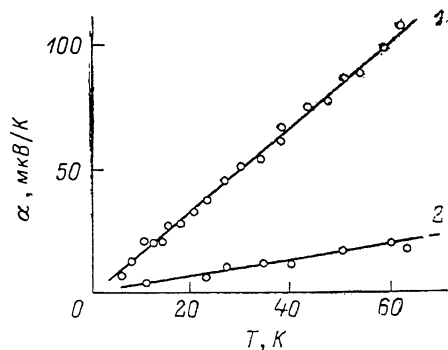


Рис. 2. Температурные зависимости термоэдс PbTe , легированного 9%-м CrTe . Холловская концентрация электронов N , см^{-3} : 1 — $2.1\cdot 10^{17}$, 2 — $1.6\cdot 10^{18}$. $T=77$ К.

Проведенные ранее исследования зависимости $\chi(T)$ чистых образцов PbTe [3] дали возможность выделить парамагнитную часть МВ χ_{Cr} , связанную с магнитной примесью. На рис. 1 приведены графики $1/\chi_{\text{Cr}}=\varphi(T)$. Видно, что парамагнитная восприимчивость исследованных образцов подчиняется закону Кюри $\chi_{\text{Cr}}=C/T$. Это можно объяснить равенством нулю орбитального момента иона хрома (S -состояние) и отсутствием обменного взаимодействия между магнитными центрами (вследствие малой концентрации хрома N_{Cr}).

Измерения сигнала ЭПР во всех исследованных образцах $\text{PbTe}\langle\text{Cr}\rangle$ показали наличие одиночной изотропной линии с $g=1.962\pm 0.001$. Сверхтонкое расщепление в спектрах ЭПР отсутствовало.

Близость величины N_{Cr} , определенной из спектра ЭПР, и концентрации, полученной с помощью МВ, указывает на то, что Cr находится в кристалле в виде одиночных атомов. Отсутствие особенностей МВ при 308 К (температура Нееля хрома) указывает на микроскопическую однофазность исследованных образцов (отсутствие преципитатов).

На рис. 2 приведена температурная зависимость α монокристаллов PbTe , легированных Cr. Видно, что в области температур $6\leq T\leq 77$ К α отрицательна и линейна с изменением температуры. Коэффициент Холла в этом температурном диапазоне постоянен.

Легирование полупроводников примесями переходных металлов в области вырождения электронного газа должно приводить к появлению не зависящей от температуры термоэлектродвижущей силы $\alpha_{\text{о.м}}$ при низких температурах, как это имеет место в металлах [4]. Это обусловлено тем обстоятельством, что суммарный магнитный момент частично заполненной оболочке примеси отличен

от нуля. Однако линейность $\alpha \sim T$ для $\text{PbTe}\langle\text{Cr}\rangle$ в области низких температур свидетельствует об отсутствии $\alpha_{\text{обм}}$ в отличие от того, что наблюдалось для $\text{Pb}_{0.82}\text{Sn}_{0.18}\text{Te}\langle\text{Mn}\rangle$ в работе [5].

В результате выполненной работы можно сделать вывод, что хром в PbTe находится в виде одиночных атомов, обменное взаимодействие между центрами отсутствует.

Как видно из таблицы, концентрация хрома, определенная из МВ и ЭПР, примерно на порядок меньше, чем найденная путем химического анализа. Это

Содержание хрома [$N_{\text{Cr}} \cdot 10^{-18}$, см⁻³]
в исследованных образцах $\text{PbTe}\langle\text{Cr}\rangle$

№ образца	В шихте, %	Химический анализ	МВ	ЭПР
1	9	29	1.3	2
2	5.5	48	3.0	4
3	0.75	60	2.0	2

свидетельствует о том, что почти весь хром находится в немагнитном состоянии. Диаграмма состояния PbTe допускает кристаллизацию при наличии вакансий в катионной подрешетке. Атом хрома, занимая такую вакансию, образует связи с теллуrom, что приводит к конфигурации $\text{Cr}^{2+}(\bar{d}^4)$ [6].

В октаэдрическом окружении в решетке PbTe основным состоянием иона Cr^{2+} в чисто кубическом поле является дублет Γ_3 , который вследствие существования эффекта Яна—Теллера и решеточных напряжений расщепляется на два орбитальных синглета. В этом случае основное состояние не магнитное, что затрудняет регистрацию спектров ЭПР ионов Cr^{2+} . Одним из немногих соединений этого иона, в которых наблюдался электронный парамагнитный резонанс, является соль $\text{CrSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ [7].

Список литературы

- [1] Андриющенко Е. Д., Варламова Л. М., Зломанов В. П., Новоселова А. В., Танаева О. И. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1979. Т. 15. В. 9. С. 1569—1572.
- [2] Lashkarev G. V., Migley A. D., Shevchenko A. D., Tovstyk K. D. // Phys. St. Sol. 1974. V. 161. N 63. P. 663—668.
- [3] Фальковский Л. А., Бродовой А. В., Лашкарев Г. В. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. В. 1. С. 334—348.
- [4] Kondo J. // Sol. St. Phys. 1969. V. 23. N 1. P. 183—189.
- [5] Лашкарев Г. В., Кикодзе Р. О., Радченко М. В., Слынько Е. И. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 8. С. 1548—1555.
- [6] Бокий Г. В. Кристаллохимия. М., 1971. 367 с.
- [7] Абрагам А., Блippi Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. М., 1972. 651 с.

Институт проблем
материаловедения АН УССР
Киев

Получено 7.06.1988
Принято к печати 7.12.1988

ФТП, том 23, вып. 5, 1989

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЯВЛЕНИЙ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА CdCr_2Se_4

Абдуллаев А. А., Гаджиев А. З.

В работах [1-7] изучены фотоэлектрические свойства халькогенидных шпинелей типа CdCr_2Se_4 . Однако в литературе еще мало сведений, посвященных анализу влияния поверхности на фотоэлектрические свойства CdCr_2Se_4 .

Настоящая работа посвящена анализу трансформаций спектральных, полевых и температурных зависимостей (ТЗ) фотопроводимости (ФП) и темновой проводимости (ТП) магнитного полупроводника CdCr_2Se_4 , связанных с той или иной степенью активности поверхности. Пластины вырезались параллельно