

ные для расчета параметров определялись линейной интерполяцией между Si и Ge. Теоретический расчет [6] дает $\partial E_D / \partial x \approx -200$ мэВ, что существенно превышает экспериментальное значение.

Для образцов с составами $x=0.26-0.39$ форма полосы примесной ФП существенно изменялась: длинноволновый порог становился более резким и сдвигался примерно на 10 мэВ вверх по энергиям. Кроме того, в этих образцах отчетливо проявлялись тонкая структура вблизи края полосы и сильный минимум 64 мэВ, связанный, по-видимому, с Si-подобным $LO(1)$ -фононом. В твердых растворах $A^{III}B^V$ подобной трансформации полосы примесного поглощения не наблюдалось [7-9]. Качественно такое поведение может объясняться присутствием уровня протекания в зоне проводимости, но для подтверждения этого предположения требуются дополнительные исследования. Возможно, однако, что для данных составов из-за низкого совершенства гетерограницы существенно сказывалось влияние подложки, легированной бором ($E_A = 45$ мэВ).

Спектры ФП исследовались также при различных значениях напряженности электрического поля в образцах. Форма примесной полосы в области фотоионизации практически не зависела от напряженности электрического поля. Влияние поля сказывалось лишь в области длинноволнового края примесной полосы, что согласуется с результатами [10].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Пихтин А. Н., Попов В. А., Яськов Д. А. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 11. С. 1646—1648.
- [2] Landolt-Börnstein. Numerical Data and Functional Relationship in Science and Technology. V. 17. Physics of Group IV Elements and III—V Compounds / Ed. by O. Madelung, Berlin—Heidelberg—N. Y., 1982. С. 1648.
- [3] Onton A. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. N 7. P. 288—289.
- [4] Scott W. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 1. P. 472—482.
- [5] Barker A. S., Sievers A. J. // Rev. Mod. Phys. 1975. V. 47 (Suppl.). P. S1—S179.
- [6] Ren S.-F., Newman K. E., Dow J. D., Sankey O. F. // Appl. Phys. A. 1984. V. 33. N 4. P. 269—272.
- [7] Берндт В., Копылов А. А., Пихтин А. Н. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 11. С. 2206—2209.
- [8] Берндт В., Копылов А. А., Пихтин А. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 8. С. 1628—1630.
- [9] Копылов А. А., Пихтин А. Н. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 11. С. 2164—2170.
- [10] Carter A. C., Carver G. P., Nicholas R. J., Portal J. C., Stradling R. J. // Sol. St. Commun. 1977. V. 24. N 1. P. 55—60.

С.-Петербургский
электротехнический институт
им. В. И. Ульянова (Ленина)

Получено 30.05.1991
Принято к печати 17.06.1991

ФТП, том 25, вып. 10, 1991

ОБНАРУЖЕНИЕ МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ КЛАСТЕРОВ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Слынько В. В., Слынько Е. И., Хандожко А. Г.,
Выграненко Ю. К., Данилюк Г. В.

В работах [1-3] исследованы механизмы вхождения примеси железа в CdTe в зависимости от концентрации, температуры и условий термической обработки. Неоднородное распределение примесных ионов, проявляющееся в образовании магнитоупорядоченных кластеров в CdTe : Fe, отражает общий механизм неустойчивости систем с однородным распределением дефектов высокой плотности [4].

В настоящей работе для обнаружения магнитоупорядоченных кластеров примесных ионов в полумагнитных полупроводниках предлагается использовать спектрометр ядерного магнитного резонанса (ЯМР), настроенный на регистрацию дисперсии.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. При исследовании спин-решеточной релаксации в кристаллах CdTe : Fe [3] было замечено, что в образцах с высокой концентрацией примеси при сканировании постоянного магнитного поля H_0 с частотой $\Omega = 50$ Гц в области слабых полей на выходе спектрометра регистрируются линии со сложной структурой.

Для выяснения природы указанных линий исследованы монокристаллические образцы CdTe : Fe с примесью радиоактивного железа Fe^{55+59} ($N_{Fe} = 10^{18}$, 10^{19} и $5 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$). Предварительно измерялись магнитная анизотропия $\Delta\chi$ и магнитная восприимчивость χ образцов, отожженных в парах кадмия при 1173 К, в соответствии с работой [1]. Установлено, что при $N_{Fe} = 5 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ образцы обладают магнитной анизотропией и зависимость $\chi_p(T)$ не удовлетво-

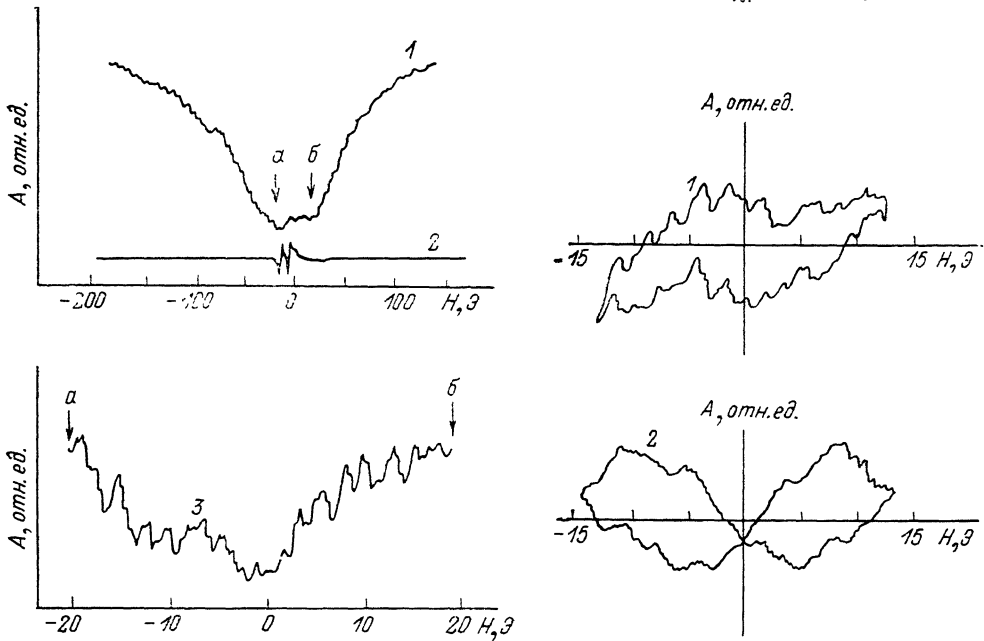


Рис. 1. Типичный характер линий, регистрируемых на выходе спектрометра ЯМР при однократном сканировании H_0 .

1 — образец CdTe : Fe с $N_{Fe} = 5 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$, отожженный в парах Cd при 1173 К; 2 — контрольная запись ЭПР в ДФЦГ для определения масштаба магнитного поля и формы сигнала дисперсии; 3 — фрагмент кривой 1, выделенный стрелками а и б

Рис. 2. Кривые гистерезиса, полученные на образцах CdTe : Fe с $N_{Fe} = 5 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$, при непрерывной синусоидальной модуляции магнитного поля в неразмагнитченном образце (1) и в предварительно размагнитченном переменном магнитном поле образце (2).

ряет закону Кюри—Вейсса. Эти факты, согласно [1–3], свидетельствуют о наличии в образцах магнитоупорядоченных кластеров примесных ионов. При $N_{Fe} = 10^{18}$ и 10^{19} см $^{-3}$ образцы изотропны в магнитном отношении и выполняется закон Кюри—Вейсса, что соответствует механизму одиночного вхождения примеси железа в CdTe.

Затем исследование образцов CdTe : Fe проводилось на спектрометре широких линий, содержащем в качестве датчика индукционный мост. Образцы цилиндрической формы диаметром 3–5 и высотой 3–10 мм помещались в катушку спектрометра, настроенного на регистрацию дисперсии [5], т. е. индукционный мост настраивался таким образом, чтобы его чувствительность к повороту фазы ВЧ поля была максимальной. Частота ВЧ колебаний спектрометра составляла $\omega/2\pi = 13.5$ МГц, что соответствует высокочастотному диапазону. Постоянное магнитное поле H_0 направлено перпендикулярно H_1 .

При сканировании H_0 с частотой $\Omega = 0.01–50$ Гц в области ± 200 Э на образцах CdTe : Fe с концентрацией $N_{Fe} = 5 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ получены линии со сложной структурой, несколько асимметричные относительно H_0 (рис. 1). При 300 К

обнаружен гистерезис. Кривые гистерезиса, полученные на предварительных неразмагниченных и размагниченных переменном магнитном поле (рис. 2) образцах, имеют существенное различие. Наблюдается сильная угловая зависимость амплитуды и структуры линий от взаимной ориентации образца и магнитного поля H_0 . Независимость структуры линий и их положения на шкале магнитного поля H_0 от частоты ВЧ поля H_1 в приемной катушке указывает на то, что они не являются резонансными спектрами ЯМР и ЭПР. Такие линии не наблюдаются при $N_{Fe} = 10^{18}$ и 10^{19} см⁻³, т. е. когда в образцах не образуются магнитоупорядоченные кластеры.

Приведенные факты коррелируют с результатами по $\Delta\chi$ и χ и подтверждают факт существования областей с магнитным упорядочением только в образцах с $N_{Fe} = 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Таким образом, можно предположить, что в структуре линий заложена информация о процессах намагничивания, протекающих в магнитоупорядоченных кластерах при сканировании H_0 . Так, с повышением частоты сканирования амплитуда составляющих линии уменьшается и при $\Omega = 5-7$ КГц структура исчезает. В области 77—300 К мы не обнаружили температурной зависимости амплитуды и структуры линий, как и зависимости $\chi(T)$. Очевидно, обменное взаимодействие в кластерах значительно превышает значение kT в данной области температур.

Наблюдаемый гистерезис в образцах служит доказательством доменной структуры кластеров, т. е. кластеры не являются однородно намагниченными. Магнитное поле H_0 изменяет размеры доменов в кластерах, и поэтому процесс намагничивания напоминает скачки Баркгаузена в ферромагнетиках. Однако в отличие от последних скачки наблюдаются и в области слабых полей (область Рэлея) (рис. 1).

Отличительной особенностью наблюдения указанных линий по сравнению с кривыми намагничивания в ферромагнетиках является наличие, кроме H_0 , ВЧ поля H_1 . Если образец с восприимчивостью χ поместить в катушку спектрометра, то произойдет изменение ее магнитного потока и индуктивность на частоте ω примет значение [6]

$$L = L_0 [1 + 4\pi\chi(\omega)], \quad (1)$$

где L_0 — индуктивность катушки без образца. В переменном магнитном поле дифференциальная восприимчивость χ является комплексной величиной. Изменение индуктивности катушки происходит за счет реальной части восприимчивости χ' , называемой дисперсией. В низкочастотном пределе χ' равна статической восприимчивости при малых магнитных полях. В высокочастотном пределе χ' , которая в данном случае называется адиабатической χ_s , сильно зависит от магнитного поля (в сильных полях $\chi_s \rightarrow 0$) и определяется как [7]

$$\chi' = \chi_s = (\partial J / \partial H)_s. \quad (2)$$

Для выяснения физического смысла производной $(\partial J / \partial H)_s$ в условиях нашего эксперимента (высокочастотный предел) сравним кривую 3 на рис. 1 с кривой 18.32 из работы [8], которая иллюстрирует образование рэлеевской петли, связанной с необратимым намагничиванием в области слабых магнитных полей. Их беспорное сходство позволяет написать зависимость намагниченности J_0 от H_0 для образцов CdTe: Fe с $N_{Fe} = 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ аналогично [8]

$$J_0 = \chi_a H_0 + \frac{1}{2} \eta H_0^2, \quad (3)$$

где χ_a — начальная восприимчивость, η — коэффициент Рэлея. Используя уравнение (3), получим

$$dJ_0/dH_0 = \chi_a + \eta H_0 = \chi'(H), \quad (4)$$

где $\chi'(H)$ — парамагнитная восприимчивость магнитоупорядоченных кластеров, зависящая от магнитного поля.

Изменение H_0 вызывает изменение намагниченности в кластерах согласно формулы (4), следовательно, изменяется индуктивность катушки, что приводит к расстройке приемного контура, точно настроенного на частоту $\omega/2\pi =$

$=13.5$ МГц. Таким образом, характер изменения фазы колебаний, регистрируемый на выходе спектрометра, отражает сложный процесс намагничивания в магнитоупорядоченных кластерах при сканировании H_0 . Аналогичные эффекты наблюдаются в образцах $\text{SnTe} : \text{Fe}$, $\text{PbTe} : \text{Fe}$.

Учитывая вышесказанное, можно сделать вывод, что наблюдение линий со сложной структурой в области слабых магнитных полей однозначно указывает на наличие магнитоупорядоченных кластеров в полуметаллических полупроводниках. Следует отметить, что в образцах $\text{CdTe} : \text{Fe}$ с $N_{\text{Fe}} = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ наблюдается ЯМР на ядрах ^{113}Cd и ^{125}Te , что подтверждает вывод о магнитном упорядочении в отдельных областях кристалла (кластерах), а не во всем объеме [3].

Список литературы

- [1] Слынько Е. И., Иванчук Р. Д., Слынько В. В., Савицкий А. В., Товстюк К. Д. // УФЖ. 1976. Т. 21. В. 4. С. 663—666.
- [2] Слынько В. В., Иванчук Р. Д. // УФЖ. 1981. Т. 26. В. 2. С. 221—223.
- [3] Слынько Е. И., Хандожко А. Г., Слынько В. В. // Сб науч. тр «Материаловедение узкощелевых и слоистых полупроводников». Киев, 1989. С. 110—119.
- [4] Елесин В. Ф. // ДАН СССР. 1988. Т. 298. В. 6. С. 1377—1379.
- [5] Слынько Е. И., Хандожко А. Г., Летученко С. Д. // А. с. № 1300354. БИ. 1987. № 12.
- [6] Сликтер Ч. Основы теории магнитного резонанса. М., 1981. 448 с.
- [7] Карлин Р. Магнетохимия. М., 1989. 400 с.
- [8] Тикадауми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. М., 1987. 419 с.

Институт проблем материаловедения
АН УССР
Черновицкое отделение

Получено 30.10.1990
Принято к печати 19.06.1991

ФТП, том 25, вып. 10, 1991

ФОТОКИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ Ti_3SbS_3

Довгий Я. О., Китык И. В.

Развитие акустоэлектроники и акустооптики предопределило некоторый интерес к монокристаллам Ti_3SbS_3 (пр. группа $R\bar{3}m$) [1]. К сожалению, еще многие аспекты поведения этих соединений (в особенности при воздействии светового излучения) еще до конца не выяснены.

Исследуемые монокристаллы были синтезированы методом Бриджмена—Стокбаргера прямым одготемпературным способом с вибрационным перемешиванием, после чего их выращивали в двухзонной печи с предварительным зарождением монокристаллической заправки с помощью избирательной рекристаллизации в течение 120 ч. Скорость движения фронта кристаллизации составляла 0.08—0.12 мм/ч, а поперечника — 0.2—0.4 мкм/ч. Продольный градиент составлял 6—7, а поперечный — 0.25—0.3 К/мм. В зоне отжига (492—530 К) кристалл выдерживался в течение 52 ч. Затем проводилось охлаждение до комнатной температуры со скоростью 3—5 К/ч. В результате были получены качественные кристаллы с размерами параллелепипеда около $10 \times 10 \times 8$ мм, ориентация и контроль качества которых осуществлялись на рентгенографической установке ДРОН-05 и оптико-поляризационным методом. В качестве источников облучения использовались гелий-неоновые лазеры ЛГ-75. Излучение этих лазеров фокусировалось на поверхность исследуемых кристаллов. Мощность излучения измерялась с помощью измерителя мощности ИМО-2.

Проводимость и диэлектрическая проницаемость измерялись вдоль оптической оси с использованием звукового спектрометра в интервале частот 0.1 Гц—100 кГц. Точность стабилизации частоты составляла ~ 0.2 %. Для предотвра-