

$$\delta\omega_2 = \left[\frac{m_A \omega_A^3}{\rho l c_t} a \right]^{1/2} \quad (8)$$

$$\alpha = \frac{c_R c_l \sqrt{c_t^2 - c_R^2}}{4c_t^2 \left\{ \left[\left(\frac{c_R}{c_t} \right)^2 - 2 \right] c_l + c_t \left(\sqrt{\frac{c_t^2 - c_R^2}{c_t^2 - c_R^2}} + \sqrt{\frac{c_t^2 - c_R^2}{c_t^2 - c_R^2}} \right) \right\}} \quad (9)$$

Экспериментальное обнаружение щели в спектре рэлеевских волн для реконструированной поверхности описано в [8].

Звуковая волна является чисто поверхностной, когда κ_t и κ_l вещественные. Возникновение мнимой части у κ_t и κ_l соответствует возможности излучения колеблющимися атомами поперечной и продольной звуковых волн, в результате чего поверхностная волна затухает. В пределе $k \ll \omega/c_l$ и в сумме по G в уравнении (6) достаточно оставить лишь слагаемое с $G=0$, и для мнимой добавки к частоте получаем

$$\text{Im } \delta\omega = - \frac{m_A \omega_A^2}{\rho l c_t} \quad (10)$$

Выведенные нами формулы могут быть использованы для получения информации об устройстве реконструированной поверхности с помощью экспериментов со звуком.

Л и т е р а т у р а

- [1] Martin J. A., Savage D. E., Moritz W., Lagally M. G. Phys. Rev. Lett., 1986, vol. 56, N 18, p. 193—197.
- [2] Покровский В. Л., Таланов А. Л. ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 1, с. 269—293.
- [3] Gordon R., Villian S. J. Phys. C, 1978, vol. 6, p. L151—154.
- [4] Тимошенко С. П., Гудьнр Дж. Теория упругости. М.: Наука, 1979. 150 с.
- [5] Люксютов И. Ф. ЖЭТФ, 1982, т. 82, № 4, с. 1267—1276.
- [6] Марченко В. И., Паршин А. Я. ЖЭТФ, 1980, т. 79, № 7, с. 257—260.
- [7] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1987, с. 134—138.
- [8] Kern K., David R., Palmer R. L., Comsa G. Phys. Rev. Lett., 1986, vol. 56, N 19, p. 2064—2067.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
13 ноября 1987 г.

ОТКЛОНЕНИЕ ОТ ЗАКОНА КЮРИ В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $\text{Pb}_{0,82}\text{Sn}_{0,18}\text{Se}(\text{Mn})$

И. В. Мисюра

В последние годы особый интерес вызывает изучение влияния магнитных примесей на энергетический спектр узкощелевых полупроводников. Реализация в таких материалах локальных магнитоупорядоченных состояний [1-3] открывает новые перспективы изготовления оптоэлектронных устройств, управляемых магнитным полем [4]. Присутствие магнитных ионов в решетке обуславливает обменное взаимодействие между свободными носителями заряда (СНЗ) и локализованными на ионах примеси d -электронами, что приводит к изменению энергетического спектра в магнитном поле, причем это изменение определяется состоянием магнитной подсистемы и пропорционально среднему значению магнитного момента $M(H, T)$ примесных ионов. Изучение поведения примеси Mn в твердых

растворах $Pb_{1-x}Sn_xSe$ показало, что состояние магнитной подсистемы существенно зависит от условий выращивания легированных монокристаллов [5]. В настоящей работе исследованы магнитные свойства кристаллов $Pb_{0.82}Sn_{0.18}Se(Mn)$. Установлено, что магнитная восприимчивость (МВ) имеет особенность, которая обусловлена образованием магнитных микрообластей при температурах выше 77 К.

Легированные монокристаллы (количество Mn в шихте $\approx 2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$) выращивались направленной кристаллизацией из расплава и разрезались на пластины в плоскости (100). Концентрация МНЗ в пластинах понижалась изотермическим отжигом в парах с избытком Pb и Sn. После отжига пластины травились в полирующем травителе, состоящем из бромистоводород-

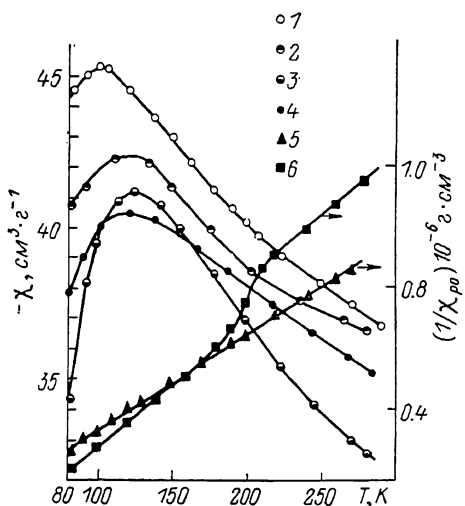


Рис. 1. Температурные зависимости МВ для $Pb_{0.82}Sn_{0.18}Se(Mn)$ и $\chi_p^{-1}(T)$ для $PbSe(Mn)$.

$Pb_{0.82}Sn_{0.18}Se(Mn)$, p , см $^{-3}$: 1 — 10^{16} , 2 — $1.7 \cdot 10^{17}$, 3 — $2.1 \cdot 10^{17}$, 4 — $2.9 \cdot 10^{17}$; $PbSe(Mn)$: 5 — $n = 4.48 \cdot 10^{18}$, 6 — $6 \cdot 10^{18}$; для (5) $\frac{1}{\chi_p} = \frac{1}{\chi_{p0}} \cdot 10^{-1}$.

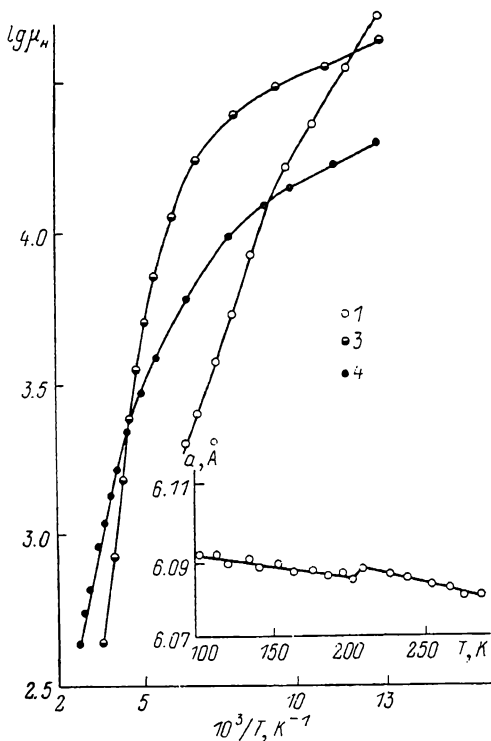


Рис. 2. Температурные зависимости логарифма холловской подвижности и периода решетки для образца 1. Нумерация кривых та же, что на рис. 1.

ной кислоты и брома. МВ исследовалась в интервале температур 80—300 К относительным методом Фарадея с использованием электронных микровесов. Измерение МВ проводилось в миниатюрной кварцевой корзинке, устроенной так, чтобы не было ограничения степени свободы при изменении объема. Для регистрации смещения дифракционного максимума 600 (монокристаллические образцы ориентировались в плоскости (100)) использовалась установка ДРОН-2.0 со специально сконструированной гониометрической приставкой. Кинетические свойства (удельная электропроводность и коэффициент Холла) измерялись компенсационным методом.

На рис. 1 представлены температурные зависимости МВ для $Pb_{0.82}Sn_{0.18}Se(Mn)$. На всех кривых наблюдается ярко выраженный максимум, свидетельствующий об отклонении МВ от закона Кюри. В нелегированных образцах такой максимум отсутствует. В исследуемых кристаллах не образуется заметного числа примесных пар, троек и т. д. (это следует из ЭПР), поэтому отклонение МВ от закона Кюри не может быть связано с обменным взаимодействием атомов марганца. В то же время на тем-

пературных зависимостях спектров ЭПР ниже $T_{кр} \approx 130$ К наряду с основной группой линий наблюдался дополнительный спектр одиночного Mn, g -фактор которого ≈ 2 [6]. Наличие двух спектров только одиночного Mn свидетельствует о том, что Mn в решетке может находиться в неэквивалентных условиях, которые проявляют себя в ЭПР ниже $T_{кр}$. Таким образом, температура, при которой МВ имеет максимум, коррелирует с появлением второй линии ЭПР при $T_{кр} \approx 130$ К. Кроме того, в образцах, для которых обнаружен дополнительный спектр «аномального» Mn, период решетки при $T_{ф} \approx 200$ К (рис. 2, а) уменьшается скачкообразным образом с понижением температуры. Отметим, что в PbSe легирование Mn до 10^{20} см⁻³ приводит только к изменению типа проводимости, а МВ подчиняется закону Кюри (рис. 2, образец 5) при условии, что второго спектра нет (g -фактор Mn не зависит от температуры). По-видимому, донорное действие марганца (Mn²⁺ при замещении Pb²⁺ и Sn²⁺ в катионной подрешетке электрически не активен) должно быть связано со смещением точки фазового равновесия в сторону избытка вакансий селена. Следовательно, наличие (МВ для образца 6 отклоняется от закона Кюри) или отсутствие второго спектра ЭПР зависит (образцы 5, 6 не отжигались) от условий выращивания легированных монокристаллов.

Аномальный марганец дает примесный уровень в зоне проводимости, т. е. для электрона создается потенциальная яма вблизи иона Mn [7]. Это примесное состояние напоминает состояние в немагнитных полупроводниках, однако обладает рядом необычных свойств из-за обменного взаимодействия с d -электронами. В результате фазового перехода первого рода в матрице, по-видимому, увеличивается степень локализации примесного состояния в окрестности магнитного иона. На кривой 6 (рис. 1) наблюдается увеличение парамагнетизма ниже 200 К. Сильное обменное взаимодействие локализованного носителя со спином иона при $T_{кр}$ приводит к наличию максимума в МВ, появлению второй линии в спектре ЭПР (локальные поля на магнитных ионах становятся неэквивалентными), а также к высокой чувствительности положения уровня к магнитному полю [8], что свидетельствует о наличии обменного вклада в энергию связи [9]. В магнитном поле при 140 К примесное состояние не наблюдается, т. е. поля в 300 Э достаточно для разрушения связанного по спину состояния [8].

Аномальный марганец в решетке сказывается на температурной зависимости подвижности $\mu_H(T)$ (рис. 2). Наличие при $T_{кр}$ глубокого минимума и характерного излома на зависимостях $\sigma(T)$ и $\mu_H(T)$ свидетельствует о максимальном рассеивании (СНЗ) на магнитных неоднородностях и аналогично поведению $\sigma(T)$ и $\mu_H(T)$ в ферромагнитных полупроводниках в окрестности точки Кюри [7, 10].

Показано, что отклонение от закона Кюри в МВ для кристаллов Pb_{0.82}Sn_{0.18}Se<Mn> связано с особенностями легирующего действия марганца. Температура, при которой имеет место максимум в $\chi(T)$ (рис. 1), является характерной температурой образования локального состояния на ионе Mn с сильной обменной связью носителя и иона, который можно рассматривать как центр магнитной микрообласти.

Л и т е р а т у р а

- [1] Jaroszynski Jan. Physica, 1983, BC, 117—118, Pt 1: Proc. 16 Int. Conf. Phys. Semiconductors, Montpellier, 6—10 Sept., 1982, Pt 1, p. 473—475.
- [2] Planel R. Lect. Notes Phys., 1983, 177: Appl. High. Magn. Field Semiconductor Phys. Proc. Int. Conf., Grenoble, Sept. 13—17, 1982, p. 441—450.
- [3] Гельмонт Б. Л., Голозика Р. Р., Вахабова Э. М. и др. ФТП, 1986, т. 20, № 1, с. 73—79.
- [4] Preiер H. Applied Phys., 1979, vol. 20, N 3, p. 189—206.
- [5] Мисюра И. В. Тез. докл. сов. по физике узкозонных полупроводников. М., 1985. 52 с.
- [6] Громовой Ю. С., Мисюра И. В. Там же, с. 51.
- [7] Мисюра И. В. УФЖ, 1987, т. 32, № 8, с. 1254—1256.

- [8] *Валтинов А. П., Мисюра И. В.* Тез. докл. II Всес. научно-технической конф. «Материаловедение халькогенидных и кислородсодержащих полупроводников». Черновцы, 1986, т. I, с. 101.
- [9] *Diehl T.* Phys. Rev. B, condensed matter., 1983, vol. 28, N 3, p. 1548—1563.
- [10] *Нагаев Э. Л.* Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1971. 430 с.

Институт проблем
материаловедения АН УССР
Черновицкое отделение
Черновцы

Поступило в Редакцию
25 марта 1987 г.
В окончательной редакции
16 ноября 1987 г.

УДК 537.622

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

ОСОБЕННОСТИ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ Dy—Co

Г. И. Фиш, Л. И. Вершинина, С. З. Склюев, Г. И. Фролов,
Б. П. Хрусталеv, В. Ю. Яковчук

В аморфных пленках Dy—Co компенсационного состава обнаружено резонансное поглощение, которое связывалось с возникновением ориентационных фазовых переходов (ОФП) между коллинеарными и угловыми фазами [1]. С целью выяснения особенностей этих переходов в данной работе на одних и тех же образцах проведены исследования магнитных свойств пленок Dy—Co различными методами: ФМР ($f=9.2$ ГГц), вращательного анизометра (чувствительность $\sim 3.06 \cdot 10^{-3}$ эрг/дел), электронной микроскопии (микроскопы ПРЭМ-200 и JEM—100 СХ). Ферромагнитные аморфные пленки Dy_xCo_{1-x} ($x=17-25$ ат.%) толщиной 700 Å с перпендикулярной анизотропией (ПА) получены методом вакуумного напыления.

В пленках с концентрацией $25 < x < 17$ ат.% наблюдались широкие линии однородного резонансного поглощения ($\Delta H=300-500$ Э), причем для $x=17$ и 25 ат.% значения резонансных полей при параллельной и перпендикулярной ориентации подмагничивающего поля относительно плоскости пленки почти совпадали по величине, т. е. в этих образцах ПА ($K_u > 0$) сравнима с анизотропией формы и $K_{1, \text{эфф}} = K_u - 2\pi M^2 \sim 0$. В области концентраций $17 < x < 25$ ат.% при определенной магнитной обработке (предварительное намагничивание в полях 3—7 кЭ вдоль нормали к плоскости) появляются пики неоднородного ФМР с $\Delta H \sim 100$ Э и резкой угловой зависимостью резонансных параметров.

На рис. 1 приведена зависимость резонансного поля ($H_{\text{рез}}$) этого поглощения от угла между полем и нормалью к плоскости пленки θ для пленки $Dy_{23}Co_{77}$ (минимумам $H_{\text{рез}}$ соответствуют минимумы ширины линии ΔH). Естественно предположить, что направление, при котором $H_{\text{рез}}$ и ΔH минимальны, соответствует равносному положению результирующего магнитного момента. Назовем это направление эффективной осью легкого намагничивания (ОЛН). Отметим, что положение эффективной ОЛН зависит от направления вращения подмагничивающего поля (вращательный гистерезис). Анализ кривых вращающих моментов, полученных на этих же пленках (рис. 1, кривая 2), приводит к такому же выводу, т. е. эффективная ОЛН расположена под углом к нормали (угловая фаза (УФ)) и зависит от направления вращения подмагничивающего поля. Видно наличие гармоники $\sim \sin 4\theta$, возникающей при отличной от нуля константы анизотропии K_2 (амплитуда этой гармоники уменьшается с увеличением поля).

Для сравнения на рис. 1 (кривые 3 и 4) показаны угловые зависимости $H_{\text{рез}}$ и $L_{\text{вращ}}/L_0$ для пленки $Dy_{15}Co_{85}$ некомпенсационного состава. Ширина линии ФМР для этой пленки практически не зависит от угла ($\Delta H \sim 300$ Э).