

# ФЕРРОМАГНЕТИЗМ В НОВОМ РАЗБАВЛЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $Sb_{2-x}Cr_xTe_3$

*В. А. Кульбачинский\**, *П. М. Тарасов*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119992, Москва, Россия*

*Э. Брюк\*\**

*Van der Waals – Zeeman Instituut, Universiteit van Amsterdam  
Valckenierstraat 65, 1018 XE Amsterdam, The Netherlands*

Поступила в редакцию 21 апреля 2005 г.

Исследованы магнитные и гальваномагнитные свойства монокристаллов нового разбавленного магнитного полупроводника  $p-Sb_{2-x}Cr_xTe_3$  ( $x = 0, 0.0115, 0.0215$ ) в температурном интервале 1.7–300 К. Обнаружена ферромагнитная фаза с температурой Кюри  $T_C \approx 5.8$  К ( $x = 0.0215$ ) и  $T_C \approx 2.0$  К ( $x = 0.0115$ ). Легкая ось намагниченности параллельна кристаллографической оси  $C_3$ . В больших магнитных полях наблюдался эффект Шубникова–де Гааза, из анализа которого следует, что при допировании хромом концентрация дырок уменьшается. При температуре жидкого гелия наблюдаются отрицательное магнитосопротивление и аномальный эффект Холла.

PACS: 72.25.Hg, 72.20.Mu, 72.80.Ey, 75.50.Pp

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Слоистые полупроводники типа  $Sb_2Te_3$  имеют ромбоэдрическую структуру (пространственная группа симметрии  $R\bar{3}m-D_{3d}^5$ ) с осями симметрии второго  $C_2$  и третьего  $C_3$  порядков. Пятислойные пакеты атомных слоев  $Te^1-Sb-Te^2-Sb-Te^1$  ( $Te^1$  и  $Te^2$  обозначают два возможных положения атомов в решетке) с ковалентно-ионной связью формируют решетку теллурида сурьмы. Между пятислойными пакетами (между слоями  $Te^1-Te^1$ ) существует слабое взаимодействие Ван дер Ваальса. Атомы каждого последующего слоя расположены над центрами треугольников, образованных атомами предыдущего слоя, т. е. атомы  $Te^1$  и  $Sb$  занимают октаэдрические положения в структуре.

Кристаллы  $Sb_2Te_3$  всегда имеют  $p$ -тип проводимости из-за высокой концентрации точечных заряженных дефектов преимущественно антиструктурного типа, т. е. атомы сурьмы занимают позиции теллура. Причиной формирования таких дефектов является слабая полярность связей  $Sb-Te$ .

Изменению полярности связей при легировании ведет к изменению концентрации точечных дефектов и, следовательно, к изменению концентрации дырок. Поэтому легирование элементом определенной группы периодической системы может приводить как к донорному, так и к акцепторному действию вне зависимости от номера группы, в связи с тем, что легирование влияет на полярность связи. В качестве примера приведем элемент  $In$  группы III, который действует как донор в  $Sb_2Te_3$  [1, 2].

Соединение  $Sb_2Te_3$  является узкощелевым полупроводником с шириной непрямой запрещенной зоны  $E_g = 0.25$  эВ (при 295 К) и  $E_g = 0.26$  эВ (при 4.2 К) [3]. Валентная зона состоит из верхней зоны легких дырок и нижней зоны тяжелых дырок, каждая из которых шестикратно вырождена. Поверхность Ферми для обеих зон шестиэллипсоидная [1, 4]. Анизотропия сечений эллипсоидов зоны легких дырок равна  $\eta = S_{max}/S_{min} \approx 3.8$ , где  $S_{max}$  и  $S_{min}$  — площади, соответственно, максимального и минимального сечений эллипсоида. В  $Sb_2Te_3$  угол наклона эллипсоидов к базисной плоскости составляет  $\theta \approx 52.5^\circ$ .

В разбавленных магнитных полупроводниках

\*E-mail: kulb@mig.phys.msu.ru

\*\*E. Brück.

небольшое количество магнитных ионов (например, переходных металлов или редкоземельных элементов) находится в немагнитной матрице. Обменное не прямое взаимодействие магнитных моментов примеси приводит к изменению оптических, гальваномагнитных и магнитных свойств исходного полупроводника [5, 6]. Одним из интересных проявлений такого взаимодействия является наблюдение ферромагнетизма в разбавленных магнитных полупроводниках с  $p$ -типом проводимости. Впервые индуцированный дырками ферромагнетизм был обнаружен в объемных кристаллах  $\text{PbSnMnTe}$  [7], т. е. в полупроводнике, состоящем из элементов IV–VI групп (полупроводник IV–VI). Далее были получены эпитаксиальные полупроводниковые пленки III–V, легированные марганцем:  $(\text{In}, \text{Mn})\text{As}$  на подложке  $\text{GaAs}$  и ферромагнитные пленки  $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$  (см. обзоры [8, 9]).

Кроме научного интереса к индуцированному дырками ферромагнетизму в разбавленных магнитных полупроводниках существуют хорошие перспективы в использовании этого явления в спинтронике — в создании приборов с управляемым переносом спина. Теллуриды висмута и сурьмы представляют особый интерес, так как именно они обладают наибольшей термоэлектрической эффективностью  $Z$  [10]. Недавно было обнаружено, что легирование  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  железом увеличивает коэффициент Зеебека этого материала [11, 12]. Более того, при низких температурах в  $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3(\text{Fe})$  обнаружен ферромагнетизм [11–14]. После этого ферромагнетизм был также найден в  $\text{Sb}_{2-x}\text{V}_x\text{Te}_3$  [15],  $\text{Bi}_{2-x}\text{Mn}_x\text{Te}_3$  [16] и  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$  [17]. Отметим, что в  $\text{Bi}_{2-x}\text{Gd}_x\text{Te}_3$  [18] и  $\text{Sb}_{2-x}\text{Mn}_x\text{Te}_3$  [19] ферромагнетизм не обнаружен. В настоящей работе изучены магнитные и гальваномагнитные свойства монокристаллов нового разбавленного магнитного полупроводника  $p\text{-Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$ . Для лучшего понимания влияния хрома на свойства исходных кристаллов  $p\text{-Sb}_2\text{Te}_3$  исследовался эффект Шубникова–де Гааза.

## 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАЗЦЫ

Монокристаллы были выращены методом Бриджмена из компонент, взятых в стехиометрическом отношении, соответствующем требуемому составу  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$ . Слитки легко раскалываются по плоскостям спайности, перпендикулярным оси  $C_3$ , т. е. вдоль плоскостей (0001), которые обычно параллельны оси ампулы. Образцы для измере-

ний с характерными размерами  $1 \times 0.5 \times 4$  мм вырезались с помощью электроэрозионного станка. Электрические контакты подпаивались сплавом  $\text{BiSb}$ .

Содержание хрома в конкретных образцах устанавливалось электронным микроанализатором JEOL 8621 после проведения на данном образце магнитных и электрических измерений. Измерения показали также, что хром распределен в образце однородно. Установлено, что концентрация хрома составляет 0.23 ат.% и 0.43 ат.% в двух исследованных легированных образцах, что соответствует  $x = 0.0115$  и  $x = 0.0215$  в формуле  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$ .

Температурные зависимости сопротивления, магнитосопротивления и эффект Холла измерялись стандартным четырехконтактным методом, ток направлялся вдоль оси  $C_2$ . При этом для выделения сигналов, обусловленных эффектом Холла и магнитосопротивлением, измерения проводились при двух направлениях магнитного поля. Магнитное поле до 6 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом и было направлено перпендикулярно слоям вдоль оси  $C_3$ . Эффект Шубникова–де Гааза измерялся в импульсных магнитных полях до 54 Тл с длительностью импульса 10 мс. Магнитные измерения в интервале температур 1.7–300 К в магнитных полях до 5 Тл проводились в СКВИД-магнетометре MPMS-5S фирмы Quantum Design Co. Ltd. Некоторые параметры исследованных образцов приведены в таблице.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

### 3.1. Гальваномагнитные свойства

Для всех образцов сопротивление  $\rho$  уменьшается при понижении температуры и выходит на насыщение при низких температурах (рис. 1а). В температурном интервале 150–300 К наблюдаются зависимости  $\rho(T) \propto T^m$  с показателем степени  $m \approx 1.2$ . Отклонение от  $m = 1.5$ , характерного для фононного рассеяния, вероятно, связано с добавочным рассеянием дырок на ионизованных примесях и зависимостью эффективной массы от температуры в этом температурном интервале. При легировании хромом подвижность уменьшается (см. таблицу), хотя и немонотонно. При содержании хрома в образце 0.43 ат.% она выше, чем при 0.23 ат.%. Последнее обстоятельство связано, скорее всего, с различным количеством неконтролируемых дефектов в образцах, возникающих в процессе роста. Сопротивление в легированных хромом образцах увеличивает-

Частота  $F$  осцилляций Шубникова–де Гааза, концентрация  $P$  легких дырок при  $T = 4.2$  К, удельное сопротивление  $\rho_{4.2}$  при  $T = 4.2$  К и  $\rho_{300}$  при  $T = 300$  К, холловская подвижность  $\mu$ , «холловская концентрация»  $1/eR_H$  дырок при  $T = 4.2$  К и определенное экспериментально содержание хрома в  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$

Образец	$F$ , Тл	$P$ , $10^{19}$ см $^{-3}$	$\rho_{4.2}$ , мкОм·см	$\rho_{300}$ , мкОм·см	$\mu$ , м $^2$ /В·с	$1/eR_H$ , $10^{19}$ см $^{-3}$	Cr, ат.%
$\text{Sb}_2\text{Te}_3$	54.7	3.4	38.8	260	0.103	12.5	0
$\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$ ( $x = 0.0115$ )	43.4	2.3	142	437	0.029	8.3	0.23
$\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$ ( $x = 0.0215$ )	46.2	2.6	106	314	0.066	9.9	0.43

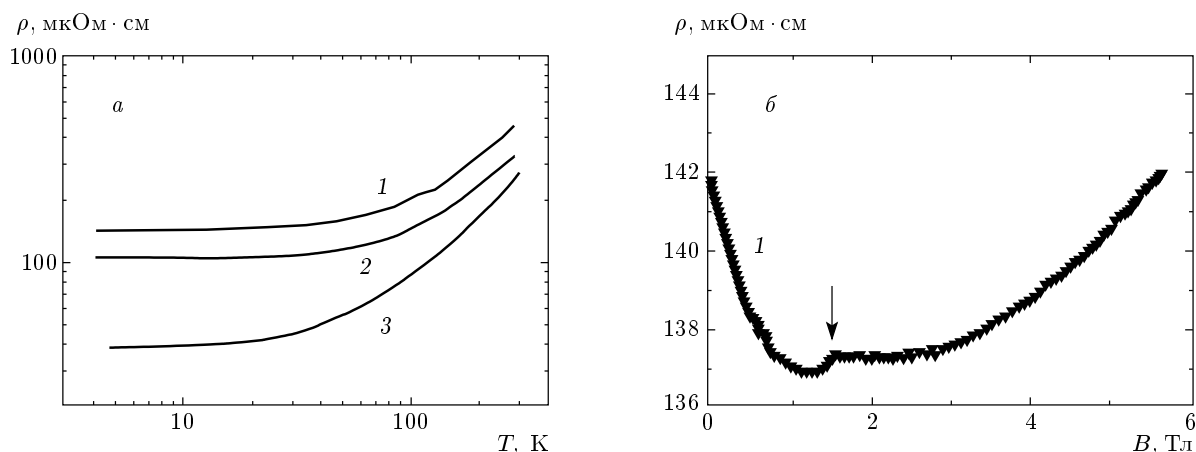


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивлений вдоль оси  $C_2$  (а) и отрицательное магнитосопротивление (б) для исследованных монокристаллов  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$  с различным содержанием хрома (1 — 0.23 ат.%, 2 — 0.43 ат.%) и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  (3)

ся, хотя в образце с большим содержанием хрома оно несколько меньше. Сопротивление в легированных образцах возрастает также из-за добавочного рассеяния дырок на локализованных магнитных моментах ионов хрома. Последнее обстоятельство подтверждается наличием отрицательного магнитосопротивления в слабых магнитных полях. В качестве примера на рис. 1б показано магнитосопротивление образца с содержанием хрома 0.23 ат.% при  $T = 4.2$  К. В магнитном поле  $B \approx 1.5$  Тл в зависимости  $\rho(B)$  наблюдается отмеченная стрелкой аномалия.

Коэффициент Холла  $R_H$  во всех образцах положителен и увеличивается с ростом содержания хрома, что указывает на уменьшение концентрации дырок. Однако использовать его для расчета концентрации дырок не представляется возможным, так как в теллуридах висмута и сурьмы имеются две группы дырок с разными концентрациями и подвижностями, которые неизвестны. Поэтому даже без магнитной примеси в этих полупроводниках коэффициент Холла зависит от температуры и маг-

нитного поля сложным образом [2, 20]. Поэтому для оценки изменения концентрации легких дырок при легировании  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  хромом мы использовали эффект Шубникова–де Гааза (см. далее). Для сравнения разных образцов в таблице приведены значения  $1/eR_H$ , полученные при  $B = 0.2$  Тл, которые условно можно назвать «холловскими концентрациями» дырок. Наличие магнитной примеси Cr привело в исследованных образцах к аномальному эффекту Холла (см., например, [21]). Аномальный эффект Холла может быть записан в виде

$$\rho_{xy} = R_H B + R_a \mu_0 M, \quad (1)$$

где  $R_H$  — обычный коэффициент Холла,  $R_a$  — аномальный коэффициент Холла,  $M$  — намагниченность. Холловское сопротивление  $\rho_{xy}$  как функция магнитного поля представлено на рис. 2. Вставка на рис. 2 показывает отклонение зависимости  $\rho_{xy}(B)$  от линейной (прямые линии) в слабых магнитных полях из-за наличия аномального эффекта Холла. От-

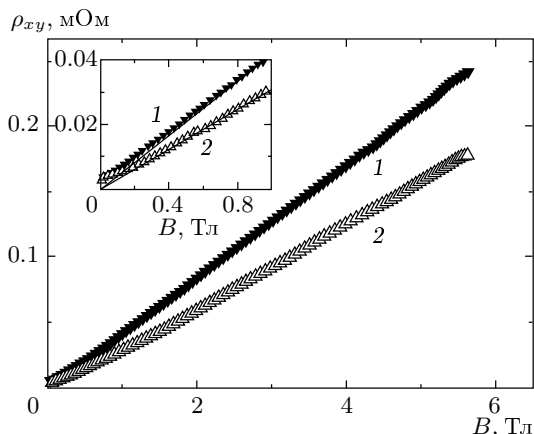


Рис. 2. Холловское сопротивление  $\rho_{xy}$  образцов  $Sb_{2-x}Cr_xTe_3$  при  $T = 4.2$  К с содержанием хрома 0.23 ат.% (1) и 0.43 ат.% (2). Вставка показывает отклонение (аномальный эффект Холла) зависимости  $\rho_{xy}(B)$  (символы) в слабых магнитных полях от линейной (сплошные линии)

клонение это невелико, так как наблюдаемый ферромагнетизм достаточно слабый.

### 3.2. Магнитные свойства

Магнитная восприимчивость  $\chi$  исходного монокристалла  $Sb_2Te_3$  является диамагнитной, почти не зависящей от температуры и имеет величину  $-8 \cdot 10^{-10}$  м<sup>3</sup>/моль в основных кристаллографических направлениях. Магнитолевые зависимости намагниченности для  $Sb_2Te_3$  при  $T = 5$  К показаны на рис. 3. Небольшое отклонение от идеального диамагнитного поведения при  $B = 0$  может быть связано с наличием примесей в кристалле. Если бы это был хром, то его концентрация не превышала бы 1.4 ppm. Такое количество примеси может содержаться в компонентах, из которых растились монокристаллы.

Магнитная восприимчивость двух образцов  $Sb_{2-x}Cr_xTe_3$  в расчете на один ион хрома после вычета диамагнитного фона матрицы в направлении оси  $C_3$  в магнитном поле  $B = 10$  мТл как функция температуры приведена на рис. 4. Как видно на рисунке, при содержании хрома 0.43 ат.% температура Кюри составляет  $T_C \approx 5.8$  К, а при 0.23 ат.% —  $T_C \approx 2.0$  К. Абсолютная величина  $\chi$  увеличивается с ростом содержания хрома в образцах. На рис. 5а показана зависимость намагниченности от магнитного поля образца с содержанием хрома 0.43 ат.% при  $T = 1.7$  К при ориентациях магнитного поля  $B$

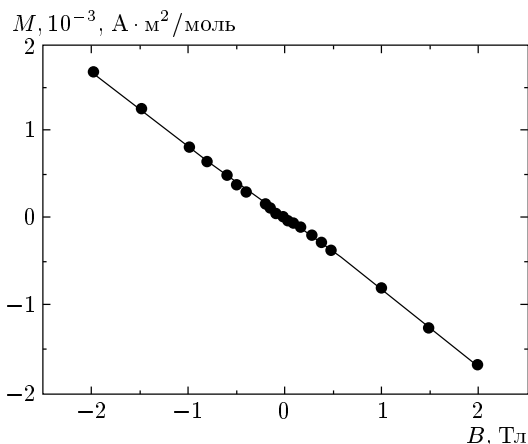


Рис. 3. Зависимость намагниченности чистого образца  $Sb_2Te_3$  от магнитного поля при  $T = 5$  К

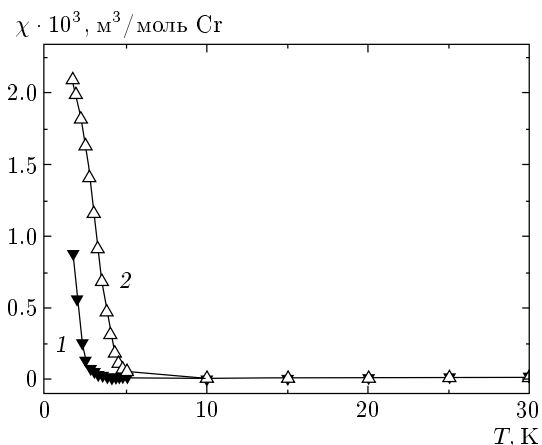


Рис. 4. Зависимость магнитной восприимчивости  $\chi$  в магнитном поле  $B = 10$  мТл от температуры для двух образцов  $Sb_{2-x}Cr_xTe_3$  с различным содержанием хрома: 1 — 0.23 ат.%, 2 — 0.43 ат. %

параллельно оси  $C_3$  и параллельно оси  $C_2$ . Петли гистерезиса показаны на рис. 5б. При  $B \parallel C_3$  они узкие с коэрцитивной силой примерно 15 мТл, а намагниченность насыщения соответствует  $3.8 \mu_B$  на один ион Cr. Эти данные свидетельствуют о наличии ферромагнетизма в образцах с хромом и согласуются с температурными зависимостями магнитной восприимчивости, подчиняющимися закону Кюри–Вейсса с положительной парамагнитной температурой Кюри. Из данных рис. 5 также ясно, что ось  $C_3$  является осью легкого намагничивания. При измерении намагниченности вдоль оси  $B \parallel C_2$  ширина петли гистерезиса увеличивается до 70 мТл, но поле  $B = 2.5$  Тл оказывается недостаточ-

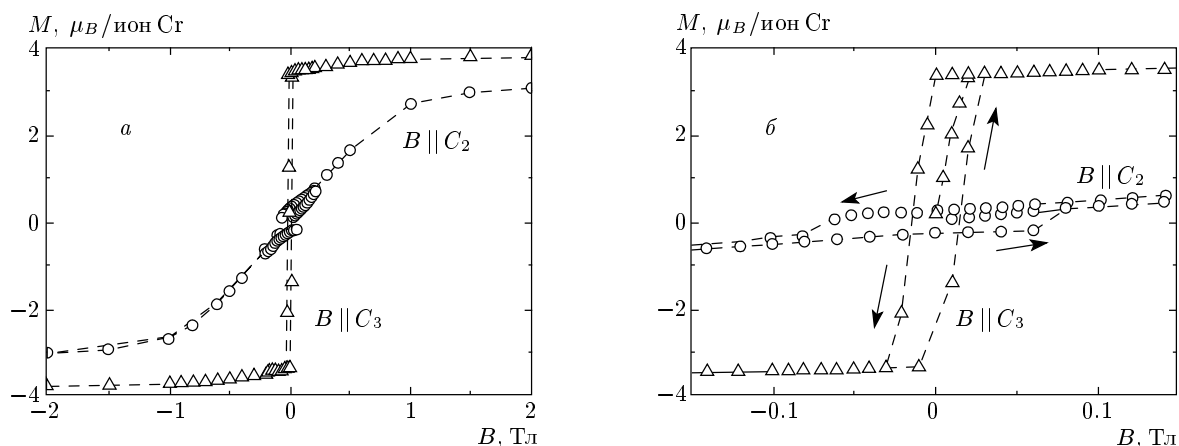


Рис. 5. Зависимость намагниченности при  $T = 1.7$  К от магнитного поля  $B$  для двух ориентаций магнитного поля,  $B \parallel C_3$  и  $B \parallel C_2$ , для образца  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$  с содержанием хрома 0.43 ат. % (а) и петли гистерезиса в слабом магнитном поле (б)

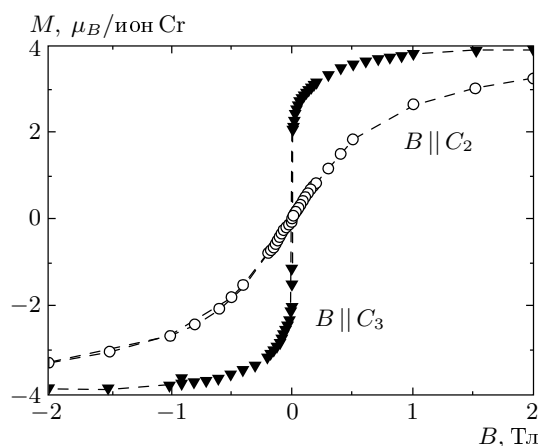


Рис. 6. Зависимость намагниченности при  $T = 1.7$  К от магнитного поля  $B$  для двух ориентаций магнитного поля,  $B \parallel C_3$  и  $B \parallel C_2$ , для образца  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$  с содержанием хрома 0.23 ат. %

ным, чтобы получить насыщение намагниченности. Подобные результаты получаются и для образца с содержанием хрома 0.23 ат. %: петли намагничивания показывают, что легкой осью намагничивания является ось  $C_3$  (рис. 6).

### 3.3. Эффект Шубникова – де Гааза

Эффект Шубникова – де Гааза изучался при  $T = 4.2$  К в магнитном поле, параллельном оси  $C_3$  (рис. 7а). При такой ориентации сечения всех шести эллипсоидов верхней валентной зоны легких дырок

совпадают и наблюдается одна частота осцилляций, что видно по фурье-спектрам (рис. 7б). В легированных образцах амплитуда осцилляций заметно уменьшается. Частоты осцилляций представлены в таблице. По этим частотам можно рассчитать концентрацию легких дырок (см. таблицу). Методика расчета приведена в работах [22, 23]. Концентрация легких дырок меньше, чем общая концентрация дырок в образце, но ее изменение отражает изменение общей концентрации дырок. Из приведенных данных следует, что легирование хромом уменьшает концентрацию дырок, хотя это влияние не монотонное: в образце с большим содержанием хрома (0.43 ат. %) концентрация дырок несколько больше, чем в образце с содержанием хрома 0.23 ат. %. Как уже отмечалось, это может быть связано с разной дефектностью образцов.

Донорное действие хрома в области исследованных небольших концентраций связано с его влиянием на полярность связей. Слабая полярность связей  $\text{Sb}-\text{Te}$  приводит к наличию большого количества антиструктурных дефектов в решетке (атомы сурьмы замещают атомы теллура). Легирование хромом изменяет полярность связей, что приводит к изменению концентрации заряженных точечных дефектов и, следовательно, к изменению концентрации дырок.

Атомы хрома в основном замещают атомы сурьмы в решетке, содержание теллура остается на уровне 60 %, таким образом формируется твердый раствор  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$ . Это предположение подтверждается уменьшением объема элементар-

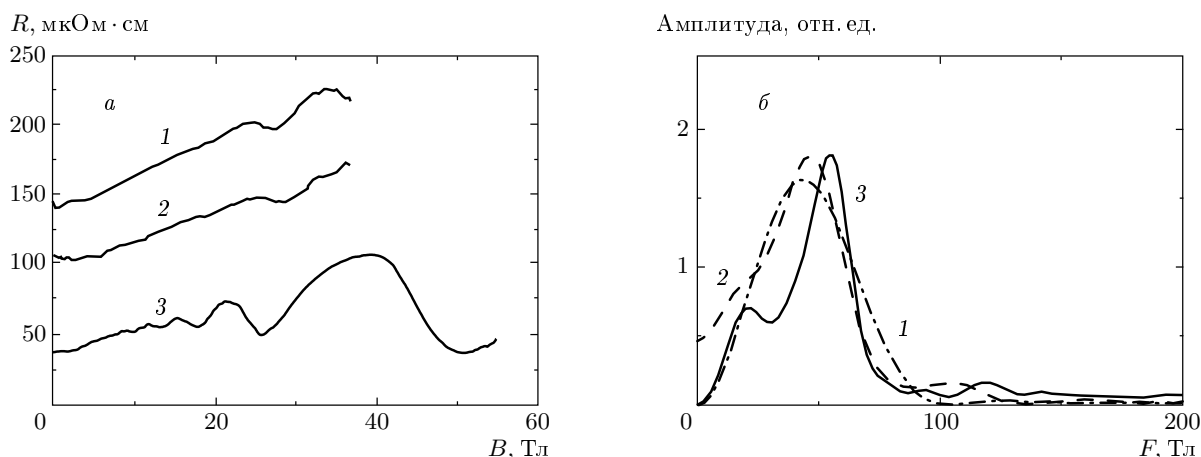


Рис. 7. Осцилляции Шубникова–де Гааза при  $B \parallel C_3$  и температуре  $T = 4.2$  К (а) и их фурье-спектр (б) для образцов  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$  с различным содержанием хрома (1 – 0.23 ат.%, 2 – 0.43 ат.%) и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  (3)

ной ячейки, так как ковалентный радиус хрома,  $r_{\text{Cr}} = 0.127$  нм, несколько меньше, чем сурьмы,  $r_{\text{Sb}} = 0.138$  нм [24]. Согласно рентгенографическим измерениям, параметры решетки в образце  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  равны  $a = 0.42643(5)$  нм и  $c = 3.0427(4)$  нм, а в образце с содержанием хрома 0.43 ат.% эти параметры составляют  $a = 0.402602(4)$  нм и  $c = 3.0431(3)$  нм. Увеличение полярности связи при замещении сурьмы хромом приводит к уменьшению вероятности образования антиструктурных дефектов. В случае  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$  атомы сурьмы с электроотрицательностью  $X_{\text{Sb}} = 1.9$  замещаются атомами хрома с электроотрицательностью  $X_{\text{Cr}} = 1.5$ , что и увеличивает полярность связи.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В исследованных разбавленных магнитных полупроводниках  $p\text{-Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$  прямое взаимодействие магнитных ионов невозможно из-за их малой концентрации. Поэтому ответственным за ферромагнитный переход может быть дальнедействующее осциллирующее РККИ-взаимодействие, осуществляемое дырками. Знак РККИ-взаимодействия соответствует ферромагнитному взаимодействию, поскольку первый нуль взаимодействия, после которого взаимодействие изменяет знак и становится антиферромагнитным, будет на расстояниях существенно больших (из-за небольшой концентрации дырок), чем длина, на которой взаимодействие обрезается. При этом понятно, почему при  $n$ -типе проводимости не будет ферромагнетизма: малые эффективные

массы и небольшой обменный интеграл электронов затрудняют ферромагнитное взаимодействие. Теория обменного взаимодействия неплохо разработана для полупроводников III–V [9, 25]. Для нового семейства разбавленных магнитных полупроводников типа обнаруженного в настоящей работе нового полупроводника  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$  такой теории пока нет. Поэтому для оценки магнитного взаимодействия воспользуемся работами [26–28], в которых развита теория для гомогенных систем со случайным распределением локализованных спинов. Согласно этой теории, температура Кюри  $T_C$  может быть определена по формуле

$$k_B T_C = \frac{cS(S+1)}{3} \frac{J_{pd}^2}{(g^* \mu_B)^2} \chi_f(p, T), \quad (2)$$

где  $c$  — концентрация магнитной примеси,  $S$  — спин иона хрома, определяемый из измерений по намагниченности,  $J_{pd}$  — константа обменного взаимодействия локализованных магнитных моментов иона хрома и спинов носителей тока,  $g^*$  — эффективный фактор Ланде,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $\chi$  — магнитная восприимчивость, зависящая от концентрации  $p$  дырок и температуры  $T$ . Напомним, что формула (2) для разбавленных магнитных систем была получена Абрикосовым и Горьковым [29] (см. также обсуждение в работе [9]). Пренебрегая корреляционными эффектами, для оценки восприимчивости возьмем выражение Паули

$$\chi = \frac{(g\mu_B)^2 p}{E_F} = \frac{8}{3} \frac{(g\mu_B)^2 m^* k_F}{h^2},$$

где  $E_F$  и  $k_F$  — энергия и импульс Ферми,  $h$  — постоянная Планка,  $m^*$  — эффективная масса дырок. В работах [26–28] предложено учитывать дополнительный вклад от обменного взаимодействия:

$$\chi = \frac{(g\mu_B)^2 e^2 m^{*2}}{\varepsilon h^4}$$

( $\varepsilon$  — диэлектрическая постоянная). При высокой концентрации дырок, как в случае  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ , вклад Паули доминирует. Как следует из эксперимента, ионы хрома находятся в состоянии  $\text{Cr}^{3+}$  с магнитным моментом

$$\mu = g\mu_B \sqrt{S(S+1)} \approx 3.8\mu_B$$

(см. рис. 5, 6) со значением спина  $S = 3/2$ . Если взять в качестве эффективной массы  $m^*$  дырок массу свободного электрона [1],  $g = 2$ ,  $S = 3/2$ , определенную экспериментально температуру  $T_C$  перехода в ферромагнитное состояние и экспериментальное значение концентрации хрома в образце, то можно по формуле (2) оценить константы обменного взаимодействия  $J_{pd} = 0.3$  эВ·нм<sup>3</sup> и  $J_{pd} = 0.2$  эВ·нм<sup>3</sup> для образцов с содержанием хрома соответственно 0.43 ат. % и 0.23 ат. %. Эти величины того же порядка, что и использованные для  $\text{Mn}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  [26]. Величину обменной энергии можно оценить, умножив полученные значения на концентрацию  $p$  дырок. Используя значения из таблицы, получим величину менее 10 мэВ, что меньше значений для разбавленных магнитных полупроводников III–V [30].

В заключение отметим, что разбавленные магнитные полупроводники  $\text{R}_{2-x}\text{M}_x\text{Q}_3$ , где R и Q — элементы соответственно групп V и VI, M — магнитная примесь, составляют новый класс разбавленных магнитных полупроводников, в которых наблюдается ферромагнетизм при низких температурах. Как и в полупроводниках III–V, ферромагнетизм индуцируется дырками, так как в образцах  $n$ -типа он не наблюдается [31]. В настоящей работе исследован новый разбавленный магнитный полупроводник  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$  с  $p$ -типом проводимости, в котором обнаружен индуцированный дырками ферромагнетизм с температурой Кюри  $T_C \approx 5.8$  К при содержании хрома 0.43 ат.%. Легкая ось намагниченности параллельна кристаллографической оси  $C_3$ . Магнитные измерения показывают, что хром находится в состоянии  $\text{Cr}^{3+}$ . Наиболее вероятным механизмом обменного взаимодействия, ответственным за ферромагнетизм, является РККИ-взаимодействие в  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$ . При легировании хромом концентрация дырок уменьшается в исследованных пределах. Наличие магнитной примеси приводит к отрицательному магнитосопротивлению и аномальному

эффекту Холла.

В заключение авторы благодарят Т. Гортенмюльдера (Т. Gortenmulder) за выполненный анализ содержания хрома в образцах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. Kulbachinskii, Z. M. Dashevskii, M. Inoue et al., *Phys. Rev. B* **52**, 10915 (1995).
2. N. B. Brandt and V. A. Kulbachinskii, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 907 (1992).
3. В. А. Кульбачинский, Х. Озаки, Й. Миэхара, К. Фунатагай, *ЖЭТФ* **124**, 1358 (2003).
4. В. А. Кульбачинский, А. Ю. Каминский, П. Лостак, Ч. Драшар, *ЖЭТФ* **117**, 1242 (2000).
5. *Semiconductors and Semimetals*, Vol. 25 in: *Diluted Magnetic Semiconductors*, ed. by J. K. Furdyna and J. Kossut, Acad. Press, Boston (1986).
6. N. Samarth, in *Solid State Physics*, Vol. 58: *Solid State Physics — Advances in Research and Applications* (2004), p. 1.
7. T. Story, R. R. Galazka, R. B. Frankel, and P. A. Wolff, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 777 (1986).
8. H. Ohno, *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 110 (1999).
9. В. А. Иванов, Т. Г. Аминов, В. М. Новотворцев, В. Т. Каланников, *Изв. АН, сер. хим.*, вып. 11, 2255 (2004).
10. *Thermoelectric Materials — the Next Generation Materials for Small-Scale Refrigeration and Power Generation Applications*, ed. by T. M. Tritt, M. G. Kanatzidis, G. D. Mahan, and H. B. Lion, Jr., MRS Symposia Proc. No. 545, Materials Research Society, Pittsburgh (1999).
11. В. А. Кульбачинский, А. Ю. Каминский, К. Киндо и др., *Письма в ЖЭТФ* **73**, 396 (2001).
12. V. A. Kulbachinskii, A. Yu. Kaminskii, V. G. Kytin, and A. de Visser, *J. Magn. Magn. Mat.* **272–276**, 1991 (2004).
13. V. A. Kulbachinskii, A. Yu. Kaminsky, K. Kindo et al., *Phys. Lett. A* **285**, 173 (2001).
14. V. A. Kulbachinskii, A. Yu. Kaminsky, K. Kindo et al., *Physica B* **311**, 292 (2002).
15. J. S. Dyck, Wei Chen, P. Hajek et al., *Physica B* **312–313**, 820 (2002).

16. J. Choi, S. Choi, Jiyoun Choi et al., Phys. Stat. Sol. (b) **241**, 1541 (2004).
17. В. А. Кульбачинский, П. М. Тарасов, Э. Брюк, Письма в ЖЭТФ **81**, 426 (2005).
18. M. El Kholdi, M. Averous, S. Charar et al., Phys. Rev. B **49**, 1711 (1994).
19. J. S. Dyck, P. Svanda, P. Lostak et al., J. Appl. Phys. **94**, 7631 (2003).
20. V. A. Kulbachinskii, A. Yu. Kaminskii, K. Kindo et al., Phys. Stat. Sol. (b) **229**, 1467 (2002).
21. *The Hall Effect and its Applications*, ed. by C. L. Chien and C. R. Westgate, Plenum Press, New York (1980).
22. V. A. Kulbachinskii, A. Yu. Kaminskii, R. A. Lunin et al., Semicond. Sci. Technol. **17**, 1133 (2002).
23. В. А. Кульбачинский, Г. В. Земитан, Ч. Драшар, П. Лостак, ФТТ **40**, 441 (1998).
24. P. Lostak, C. Drasar, J. Navratil, and L. Benes, Cryst. Res. Technol. **31**, 403 (1996).
25. P. M. Krstajic, F. M. Peeters, V. A. Ivanov et al., Phys. Rev. B **70**, 195215 (2004).
26. T. Jungwirth, W. A. Atkinson, B. H. Lee, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **59**, 9818 (1999).
27. T. Jungwirth, J. König, J. Sinova et al., Phys. Rev. B **66**, 012402 (2002).
28. T. Jungwirth, J. Mašek, J. Sinova, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **68**, 161202(R) (2003).
29. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **43** 2230 (1962).
30. T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura, Phys. Rev. B **63**, 195205 (2001).
31. Y. Sugama, T. Hayashi, H. Nakagawa et al., Physica B **298**, 531 (2001).