

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ Bi_2Te_3 , ЛЕГИРОВАННЫХ ЦИНКОМ И ИНДИЕМ

Н.А.АБДУЛЛАЕВ, Х.В.АЛИГУЛИЕВА, С.Ш.КАХРАМАНОВ,
Т.Г.КЕРИМОВА, Г.С.МЕХДИЕВ, К.М.МУСТАФАЕВА

*Институт физики НАН Азербайджана
AZ-1143, г. Баку, пр. Джавида, 33*

Исследованы электропроводность, эффект Холла и магнитосопротивление монокристаллов Bi_2Te_3 , легированных цинком и индием, в диапазоне магнитных полей $H \sim 80 \text{ кЭ}$ и температур $T = 5 \div 300 \text{ К}$. Показано, что в легированных кристаллах анизотропия проводимости выше, главным образом, за счёт увеличения удельного сопротивления в направлении перпендикулярном слоям. Это позволяет предположить, что при замещении часть атомов легированных элементов внедряются в ван-дер-ваальсовы щели между слоями в виде дефектов. Определены степени температурных зависимостей подвижности в плоскости слоёв и перпендикулярно им. Ослабление температурных зависимостей в легированных кристаллах свидетельствует о повышении роли в механизмах рассеяния процессов рассеяния носителей на дефектах. Показано, что подвижности и концентрации носителей заряда, определённые из измерений электропроводности и эффекта Холла, хорошо согласуются с величинами подвижности и концентрации, оценёнными из измерений магнитосопротивления.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы интерес к исследованиям легированных полупроводниковых соединений группы $A_2^V B_3^VI$ сильно возрос [1-5]. Этот интерес, с одной стороны, обусловлен проверкой теоретических моделей, описывающих энергетические спектры и механизмы рассеяния носителей заряда в таких соединениях, а с другой, возможностью расширения диапазона рабочих температур этих соединений, являющихся перспективными в плане использования их в качестве одного из компонент высокоэффективных термоэлектрических преобразователей и повышения их термоэлектрической эффективности [6]. В настоящей работе представлены результаты исследований электропроводности, эффекта Холла и магнитосопротивления в слоистых монокристаллах Bi_2Te_3 , легированных цинком и индием, в широком диапазоне температур $0,5 \div 300 \text{ К}$ и магнитных полей, вплоть до 8 Тл .

Монокристаллы Bi_2Te_3 , легированные цинком и индием, как и собственно монокристаллы Bi_2Te_3 , обладают ромбоэдрической структурой и относятся к кристаллам с пространственной группой $D_{3d}^5 (R\bar{3}m)$ [6]. Они принадлежат к большой группе соединений, кристаллизующихся в слоистую структуру, слои в которых перпендикулярны оси симметрии третьего порядка.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Монокристаллы Bi_2Te_3 , легированные цинком и индием, выращивались методом Бриджмена и вертикально направленной кристаллизацией из компонентов со стехиометрическим соотношением. Зоннонаправленная кристаллизация проводилась при скорости перемещения зоны 3 см/час . Рентгенструктурные исследования образцов проводились на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М.

Экспериментальные исследования проводились в интервале температур $0,5 \div 300 \text{ К}$ и магнитных полях вплоть до 8 Тл . При гальваномагнитных исследованиях образец помещался в центр сверхпроводящего соленоида. Образцы для исследований получались из монокристаллических слитков простым скалыванием вдоль поверхности, содержащей плоскость слоя. Образцы

приготавливались в форме прямоугольных пластин, толщинами $0,2 \div 0,8$ мм. Все измерения проводились по селективной методике на переменном токе частотой 20 Гц, величина тока не превышала 1 мА. Ток при гальваномагнитных исследованиях направлялся в плоскости слоя, а магнитное поле, как правило, было направлено перпендикулярно плоскости слоя. Температуры ниже 1 К получали с помощью криооткачки изотопа гелия He^3 .

Величины сопротивлений при исследованиях электропроводности определялись по схеме постоянного по величине тока (обычно 1 мА) посредством комбинированного прибора Lock-in Amplifier SR-830. Погрешность измерений была меньше 1%.

Абсолютные значения удельного сопротивления в плоскости слоёв (ρ_{par}) и перпендикулярно слоям (ρ_{per}) определялись усовершенствованным четырёхзондовым комбинационным методом Шнабеля [7], разработанным специально для изучения анизотропии проводимости слоистых кристаллов. Контакты при таких измерениях наносились попарно на противоположные стороны пластинки в прямоугольной геометрии.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ

Прежде всего отметим, что образцы Bi_2Te_3 , легированные индием ($Bi_2Te_3<In>$) и цинком ($Bi_2Te_3<Zn>$), являются также, как и нелегированные Bi_2Te_3 , полупроводниками p -типа. Исследования эффекта Холла показывают, что легирование этими элементами приводит к возникновению дополнительных акцепторных состояний и к возрастанию концентрации дырок в сравнении с исходным Bi_2Te_3 : в Bi_2Te_3 концентрация дырок $p \sim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, в $Bi_2Te_3<In>$ - $p \sim 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а в $Bi_2Te_3<Zn>$ - $p \sim 4,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

На Рис.1 и Рис.2 приведены температурные зависимости абсолютных значений удельных сопротивлений в плоскости слоёв ρ_{par} и перпендикулярно слоям ρ_{per} в нелегированных монокристаллах Bi_2Te_3 (кривая 1), $Bi_2Te_3<In>$ (кривая 2) и $Bi_2Te_3<Zn>$ (кривая 3). Поскольку концентрация носителей заряда в образцах с температурой практически не менялась, то все изменения сопротивления с температурой обусловлены изменением подвижности носителей заряда. Из анализа температурных зависимостей удельного сопротивления и подвижности носителей заряда (Рис.3) исследованных образцов следует:

1. Для всех образцов характерен “металлический” ход температурной зависимости сопротивления: с понижением температуры сопротивление падает, а при низких температурах – выходит на плато.
2. Наиболее сильная температурная зависимость удельного сопротивления (его показателем является отношение $\rho(300K)/\rho(5K)$) как в плоскости слоёв, так и в направлении перпендикулярном им наблюдается в нелегированных образцах Bi_2Te_3 .
3. Остаточное сопротивление при температуре ~ 5 К наиболее высокое в образцах Bi_2Te_3 , легированных индием, и наименьшее в нелегированных Bi_2Te_3 .
4. В области температур $100K < T < 300K$ в нелегированных монокристаллах Bi_2Te_3 подвижность в плоскости слоёв с температурой меняется как $\mu_{||}(T) \sim T^{-1,7}$, а в перпендикулярном направлении - $\mu_{\perp}(T) \sim T^{-1,78}$. В $Bi_2Te_3<In>$ в плоскости слоёв $\mu_{||}(T) \sim T^{-1,72}$, а в перпендикулярном

направлении - $\mu_{\perp}(T) \sim T^{-1,2}$, а в $Bi_2Te_3<Zn>$ в плоскости слоёв $\mu_{\parallel}(T) \sim T^{-1,75}$, а в перпендикулярном направлении - $\mu_{\perp}(T) \sim T^{-1,42}$.

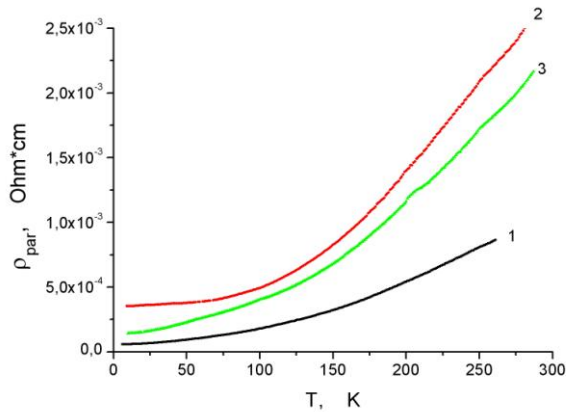


Рис.1.

Температурные зависимости удельного сопротивления в плоскости слоёв ρ_{par} в области температур $5K < T < 300K$ монокристаллов Bi_2Te_3 (кривая 1), Bi_2Te_3 , легированных индием ($Bi_2Te_3<In>$) (кривая 2) и Bi_2Te_3 , легированных цинком ($Bi_2Te_3<Zn>$) (кривая 3).

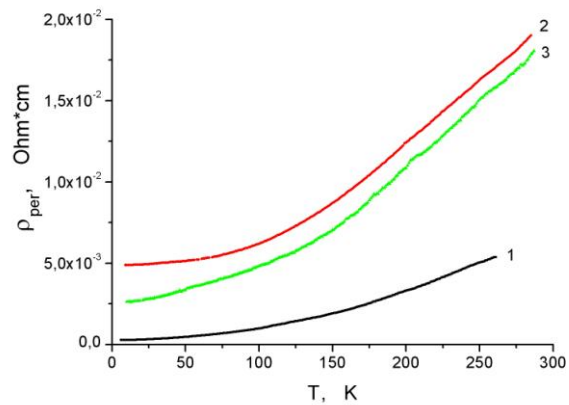


Рис.2.

Температурные зависимости удельного сопротивления перпендикулярно слоям ρ_{per} в области температур $5K < T < 300K$ монокристаллов Bi_2Te_3 (кривая 1), Bi_2Te_3 , легированных индием ($Bi_2Te_3<In>$) (кривая 2) и Bi_2Te_3 , легированных цинком ($Bi_2Te_3<Zn>$) (кривая 3).

Обсудим наблюдающиеся особенности температурного изменения удельного сопротивления и подвижности дырок в исследованных образцах.

Как известно, нелегированные монокристаллы Bi_2Te_3 при синтезе из расплава стехиометрического состава уже изначально характеризуются наличием значительного количества собственных точечных дефектов структуры, обусловленных переходом атомов Bi в положения атомов Te и наоборот (т.н. антиструктурные дефекты), ведущих себя как акцепторы. А потому монокристаллы Bi_2Te_3 имеют всегда p -тип проводимости со значительной концентрацией дырок $p \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

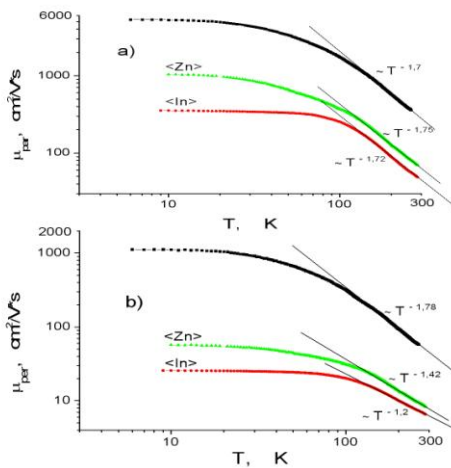


Рис.3.

Температурные зависимости подвижностей дырок в плоскости слоёв μ_{par} (а) и перпендикулярно слоям μ_{per} (б) в области температур $5K < T < 300K$ монокристаллов Bi_2Te_3 (кривые 1), Bi_2Te_3 , легированных индием ($Bi_2Te_3<In>$) (кривые 2) и Bi_2Te_3 , легированных цинком ($Bi_2Te_3<Zn>$) (кривые 3).

Такая большая концентрация примесей формирует в запрещённой зоне значительное количество локальных состояний, образующих широкую примесную зону, перекрывающуюся с собственной зоной чистого кристалла. Поэтому при исследованиях электропроводности монокристаллов Bi_2Te_3 наблюдается типичный “металлический” ход температурной зависимости сопротивления: с уменьшением температуры величина удельного сопротивления падает во всём температурном интервале, а при низких температурах выходит на плато.

Сильная температурная зависимость удельного сопротивления обусловлена, как правило, рассеянием носителей заряда на фононах. Ослабление температурной зависимости удельного сопротивления, а, следовательно, и подвижности обусловлено увеличением роли примесного рассеяния в монокристаллах твёрдых растворов. Как видно, при легировании индием и цинком в направлении перпендикулярном слоям температурные зависимости удельного сопротивления значительно ослабляются ($\mu_{\perp}(T) \sim T^{-1,2}$ в $Bi_2Te_3<In>$, $\mu_{\perp}(T) \sim T^{-1,42}$ в $Bi_2Te_3<Zn>$). Это свидетельствует о том, что при легировании этими элементами часть атомов располагается в межслоевых промежутках. Такие дефекты, практически не влияя на перенос заряда в плоскости слоёв, сильно ограничивают проводимость в направлении перпендикулярном слоям. Подтверждением этому служит также тот факт, что величина остаточного сопротивления при температуре $\sim 5K$ в образцах Bi_2Te_3 , легированных индием и цинком, значительно выше в сравнении с нелегированными образцами Bi_2Te_3 .

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ

На Рис.4 приводится панорама зависимости поперечного сопротивления от магнитного поля при $T=0,5K$ в интервале полей $0 \div 8Tл$ в нелегированных образцах Bi_2Te_3 (кривая 1) и в $Bi_2Te_3<In>$ (кривая 2) и в $Bi_2Te_3<Zn>$ (кривая 3). Хорошо заметны следующие особенности:

1. Наблюдается высокое магнитосопротивление у всех образцов: при величине магнитного поля $B=5Tл$ сопротивление возрастает более чем 2 раза ($\Delta\rho/\rho > 1$).
2. В области слабых магнитных полей ($B < 1Tл$) наблюдается классическая “лоренцевская” квадратичная по полю зависимость магнитосопротивления.
3. В сильных магнитных полях ($B > 3Tл$) на фоне положительного магнитосопротивления наблюдаются осцилляции магнитосопротивления.

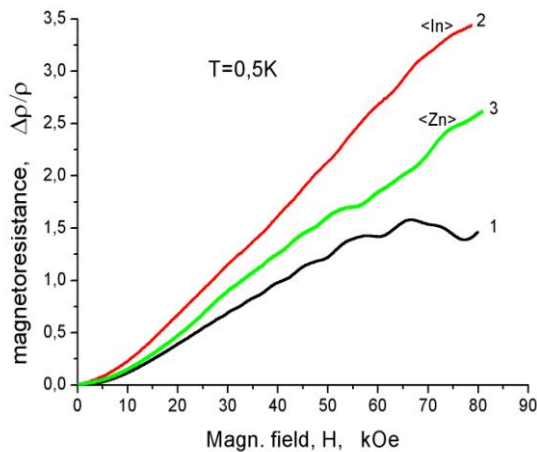


Рис.4.

Полевые ($H \approx 0 \div 80kЭ$) зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ при температуре $T=0,5K$ монокристаллов Bi_2Te_3 (кривые 1), Bi_2Te_3 , легированных индием ($Bi_2Te_3<In>$) (кривые 2) и Bi_2Te_3 , легированных цинком ($Bi_2Te_3<Zn>$) (кривые 3).

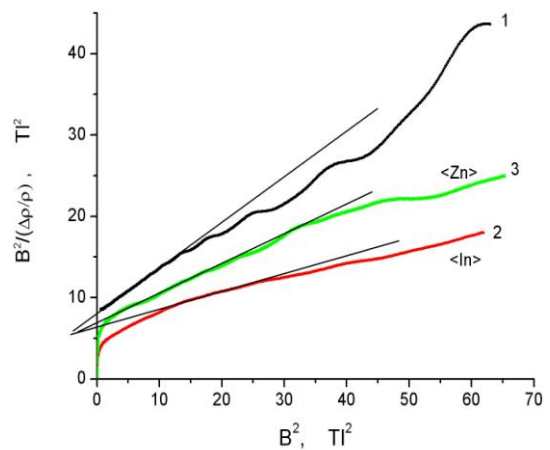


Рис.5.

Полевые ($H \approx 0 \div 80kЭ$) зависимости магнитосопротивления, построенные в координатах $\left(\frac{B^2}{(\Delta\rho/\rho_0)}; (B^2)\right)$, при температуре $T=0,5K$ монокристаллов Bi_2Te_3 (кривые 1), Bi_2Te_3 , легированных индием ($Bi_2Te_3<In>$) (кривые 2) и Bi_2Te_3 , легированных цинком ($Bi_2Te_3 <Zn>$) (кривые 3).

В работе [4] в рамках общепринятой шестиэллипсоидной модели зонной структуры Bi_2Te_3 Дреббла-Вольфа [8] получены формулы, удовлетворительно описывающие зависимость поперечного удельного сопротивления ρ_{xx} от магнитного поля B . Учитывая, что магнитное поле направлено перпендикулярно слоям, т.е. вдоль оси C_3 , и при сильном вырождении газа носителей заряда согласно [4]

$$\frac{\rho_{xx}(B)}{\rho_0} = \frac{1 + (R_0\sigma_0 B)^2 / f_H}{1 + (R_0\sigma_0 B)^2}, \quad (1)$$

здесь ρ_0 и σ_0 - значения удельного сопротивления и проводимости при $B=0$, а $R_0 = \rho_{123}$ при $B \rightarrow 0$, а f_H - холл-фактор, обусловленный анизотропией эффективных масс и ориентацией эллипсоидов относительно кристаллографических осей.

Для удобства (1) можно переписать как

$$\frac{B^2}{(\Delta\rho/\rho_0)} = \frac{1}{\left(\frac{1}{f_H} - 1\right)(R_0\sigma_0)^2} + \frac{1}{\left(\frac{1}{f_H} - 1\right)} B^2. \quad (2)$$

Из зависимости (2), построенной в координатах $\frac{B^2}{(\Delta\rho/\rho_0)} - (B^2)$, можно определить по тангенсу угла наклона прямой сначала f_H , а затем из отрезка, отсекаемого прямой на оси ординат и холловскую подвижность $\mu_H = R_0\sigma_0$.

Зависимости $\frac{B^2}{(\Delta\rho/\rho_0)} - (B^2)$ для нелегированных образцов Bi_2Te_3 (кривая 1) и в $Bi_2Te_3<In>$ (кривая 2) и в $Bi_2Te_3<Zn>$ (кривая 3) представлены на Рис.5. Определённые из Рис.5 тангенсы угла наклона прямых и отрезки, отсекаемые на оси ординат, примерно равны в Bi_2Te_3 (0,58 и $8Tл^2$), $Bi_2Te_3<In>$ (0,2 и $6,6Tл^2$), $Bi_2Te_3<Zn>$ (0,36 и $7,1Tл^2$). Соответственно значения холл-фактора f_H и холловской подвижности μ_H примерно равны в Bi_2Te_3 ($f_H = 0,37$ и $\mu_H \approx 2700см^2 / B \cdot сек$), $Bi_2Te_3<In>$ ($f_H = 0,17$ и $\mu_H \approx 1800см^2 / B \cdot сек$), $Bi_2Te_3<Zn>$ ($f_H = 0,26$ и $\mu_H \approx 2240см^2 / B \cdot сек$). Как видно из приведенных результатов, величины холл-факторов близки по значению. Это указывает на отсутствие заметного влияния примесей на зонные параметры дырок в Bi_2Te_3 . Высокая холловская подвижность дырок в исследованных соединениях, слабо меняющаяся при переходе от одного состава к другому ($\mu_H \geq 1000см^2 / B \cdot сек$), свидетельствует, во-первых, о том, что полученные кристаллы были достаточно высокого качества, во-вторых, рассеяние дырок на примесях не является доминирующим, а в-третьих, о возможности наблюдения в сильных магнитных полях осцилляций магнитосопротивления, обусловленных проявлением эффекта Шубникова-де Гааза (Рис.4).

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В КВАНТУЮЩИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Исследования магнитоосцилляционных эффектов удобны тем, что ряд характерных, например, для эффекта Шубникова-де Гааза величин однозначно зависят только от формы изоэнергетических поверхностей в пространстве обратной решётки и не чувствителен к механизму рассеяния. Выделенная осциллирующая часть магнитосопротивления приведена на Рис.6 (а) – $Bi_2Te_3<In>$, (b) - $Bi_2Te_3 <Zn>$). Хорошо заметно, что она периодична в обратном магнитном поле. Поскольку при ориентации магнитного поля вдоль оси C_3 все шесть эллипсоидов поверхности Ферми расположены симметрично и имеют одинаковое

экстремальное сечение плоскостью перпендикулярной магнитному полю, наблюдаются осцилляции одного периода.

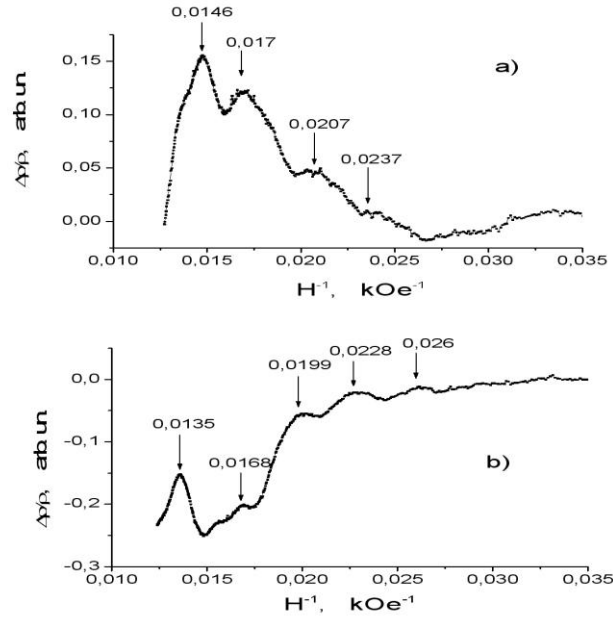


Рис.6.

Осциллирующая часть магнитосопротивления ($T=0,5K$), построенная в обратном магнитном поле монокристаллов Bi_2Te_3 (кривые 1), Bi_2Te_3 , легированных индием ($Bi_2Te_3 <In>$) (кривые 2) и Bi_2Te_3 , легированных цинком ($Bi_2Te_3 <Zn>$) (кривые 3).

Из периода P осцилляций магнитосопротивления можно оценить независимым способом концентрацию носителей заряда. Как известно, в общем случае для замкнутой поверхности Ферми произвольной формы период осцилляций определяется выражением [9]

$$P\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{2\pi e}{\hbar c S_F} \quad (3)$$

здесь S_F - экстремальная площадь сечения поверхности Ферми $\varepsilon(\vec{k}) = \mu_F$ плоскостью, перпендикулярной направлению магнитного поля.

В рамках шестиэллипсоидной модели Дреббла-Вольфа для эллипсоида, центрированного на плоскости отражения, отнесённого к центру зоны, зависимость энергии от волнового вектора $\varepsilon(\vec{k})$ запишется как

$$\varepsilon(\vec{k}) = \frac{\hbar^2}{2m_0} \sum_{i,j} \alpha_{ij} k_i k_j, \quad (4)$$

здесь α_{ij} - компоненты тензора обратной эффективной массы $\alpha_{ij} = m_0/m_{ij}$, ось k_1 перпендикулярна плоскости отражения, ось k_2 параллельна кристаллографической оси C_1 , а ось k_3 - направлена вдоль тригональной оси C_3 . Тогда период осцилляций [10]

$$P\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{e\hbar}{m_0 c \mu_F} \left[(\alpha_{22}\alpha_{33} - \alpha_{23}^2) \cos^2 \alpha + \alpha_{11}\alpha_{33} \cos^2 \beta + \alpha_{11}\alpha_{22} \cos^2 \gamma + 2\alpha_{11}\alpha_{23} \cos \beta \cos \gamma \right]^{1/2} \quad (5)$$

В случае если магнитное поле направлено вдоль тригональной оси C_3 (т.е. в случае Bi_2Te_3 перпендикулярно слоям, что реализуется в нашем случае), то $\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 0$ из (5) следует, что период осцилляций равен

$$P\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{e\hbar}{m_0 c \mu_F} \sqrt{\alpha_{11} \alpha_{22}}, \quad (6)$$

Для шестиэллипсоидной модели с квадратичным законом дисперсии уровень Ферми равен [11,12]

$$\mu_F = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(3\pi^2 \frac{n}{K_Y} \right)^{2/3}, \quad (7)$$

здесь n - полная концентрация дырок, K_Y - число эллипсоидов, а

$$m^* = \frac{m_0}{\sqrt[3]{\alpha_{11}(\alpha_{22}\alpha_{33} - \alpha_{23}^2)}}, \quad (8)$$

Таким образом, окончательно период осцилляций равен

$$P\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{2e\sqrt{\alpha_{11}\alpha_{22}}}{c\hbar \left(3\pi^2 n / K_Y \right)^{2/3} \sqrt[3]{\alpha_{11}(\alpha_{22}\alpha_{33} - \alpha_{23}^2)}}. \quad (9)$$

Надо отметить, что наиболее отчётливые осцилляции магнитосопротивления наблюдаются в нелегированных образцах Bi_2Te_3 [13]. Это обусловлено тем, что в легированных Bi_2Te_3 , как было показано выше в разделе электропроводности, влияние эффектов рассеяния носителей заряда на дефектах более значительно, что проявляется на уширении уровней Ландау и, как следствие, на ухудшении качества осцилляций (Рис.6). Из Рис.6, однако, отчётливо следует, что период осцилляций в легированных образцах Bi_2Te_3 одинаков и равен $P(1/H) = 3 \cdot 10^{-6} \text{ Э}^{-1}$, что вдвое меньше, чем в нелегированных образцах Bi_2Te_3 [20] - $P(1/H) = 6 \cdot 10^{-6} \text{ Э}^{-1}$. Это означает, что, согласно (9), концентрация носителей заряда в легированных образцах Bi_2Te_3 больше, чем в нелегированных, что согласуется с данными холловских измерений.

Полагая в (9) компоненты тензора обратной эффективной массы равными $\alpha_{11} = 2,80$, $\alpha_{22} = 20,8$, $\alpha_{33} = 4,65$ и $\alpha_{13} = -1,05$ [14] находим концентрацию n носителей заряда. Определённая таким образом концентрация дырок в нелегированных образцах Bi_2Te_3 $n \approx 6,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в легированных индием и цинком образцах Bi_2Te_3 $n \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Эти результаты находятся в соответствии с результатами исследований удельного сопротивления, приведенными в разделе электропроводности. Небольшое различие в величинах, а именно то обстоятельство, что концентрация носителей заряда, определённая из осцилляций Шубникова-де Газа, всегда меньше концентрации, определённой из холловских экспериментов, свидетельствует, как и в нелегированном Bi_2Te_3 , в пользу существования в валентной зоне дополнительной подзоны с большой эффективной массой, расположенной чуть ниже потолка валентной зоны. Энергия дырок в этой зоне не квантуется и эта зона не даёт вклада в период квантовых осцилляций, тогда как в эффект Холла вносят вклад обе зоны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования указывают на то, что легирование Bi_2Te_3 элементами индием и цинком приводит к возрастанию количества акцепторных примесей и концентрации дырок. Из исследований электропроводности также следует, что при легировании этими элементами значительная часть атомов располагается в межслоевых промежутках. Такие дефекты, увеличивая межслоевой зазор, практически не влияя на перенос заряда в плоскости слоёв, сильно

ограничивают проводимость в направлении перпендикулярном слоям, что приводит к возрастанию анизотропии электропроводности. Установлено также, что при температурах $100\text{K} < T < 300\text{K}$ основным механизмом рассеяния носителей заряда является рассеяние дырок на колебаниях кристаллической решётки, а при температурах $T < 100\text{K}$ - рассеяние дырок на дефектах решётки.

Исследования магнитосопротивления легированных индием и цинком монокристаллов Bi_2Te_3 показали, что, с одной стороны, легированные соединения являются кристаллами высокого качества, проявляющееся в высокой подвижности носителей заряда. Это приводит к большой электропроводности и наблюдению осцилляций Шубникова-де Газа. С другой стороны, легирование Bi_2Te_3 элементами индием и цинком не приводит к заметному изменению зонной структуры, о чём свидетельствуют близкие значения холл-фактора, определённые из исследований магнитосопротивления при низких температурах.

Полученные данные свидетельствуют о перспективности этих соединений для использования их в качестве одного из компонент высокоэффективных термо-электрических преобразователей.

Авторы благодарят коллектив Лаборатории электронной кинетики Института физики твёрдого тела РАН за предоставление возможности проведения низкотемпературных исследований, в том числе и в сильных магнитных полях.

1. Г.Т.Алексеева, П.П.Константинов, В.А.Кутасов, Л.Н.Лукьянова, Ю.И.Равич. *ФТТ*, **38** (10) (1996) 2998.
2. М.К.Житинская, С.А.Немов, Л.Д.Иванова, *ФТТ*, **44** (2002) 41.
3. В.А.Кутасов, Л.Н.Лукьянова, П.П.Константинов, *ФТП*, **34** (2000) 389.
4. Р.Лайхо, С.А.Немов, А.В.Лашкул, Э.Лахдеранта, Т.Е.Свечникова, Д.С.Дворник, *ФТП*, **41** (2007) 565.
5. Н.П.Степанов, С.А.Немов, М.К.Житинская, Т.Е.Свечникова, *ФТП*, **41** (2007) 808.
6. Б.М.Гольцман, В.А.Куудинов, И.А.Смирнов, *Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3* . Наука., М., (1972).
7. P.Schnabel, *Zeits. Angew. Phys.*, **22** (1967) 136; Ф.Н.Абдуллаев, Т.Г.Керимова, Н.А.Абдуллаев, Известия НАН Азерб., **XXV** №5 (2005) 83.
8. J.R.Drabble, R.Wolfe, *Proc. Phys. Soc.*, **69** (1956) 1101.
9. И.М.Лифшиц, А.М.Косевич, *ЖЭТФ*, **29** (1955) 730.
10. V.A.Kulbachinskii, Z.D.Kovalyuk, M.N.Pyrlya, *Phys. Stat. sol. (b)*, **169** (1992) 157.
11. Р.В.Парфеньев, В.В.Сологуб, Б.М.Гольцман, *ФТТ*, **10** (1968) 3087.
12. V.Schroder, A. von Middendorf, H.Kohler, and G.Landwehr, *Phys. Stat. sol. (b)*, **59** (1973) 561.
13. Н.А.Абдуллаев, С.Ш.Кахраманов, Т.Г.Керимова, К.М.Мустафаева, С.А.Немов, *ФТП*, **43** (2009) 158.
14. L.R.Testardi, P.I.Stiles, E.Burshtein, *Solid State Commun.*, **1** (1963) 28.

SİNKLƏ VƏ İNDİUMLA AŞQARLANMIŞ Bi_2Te_3 MONOKRİSTALLARINDA ELEKTRİK VƏ QALVANOMAQNİT XASSƏLƏRİ

N.A.ABDULLAYEV, X.B.ƏLİQULİYEV, S.Ş.QƏHRƏMANOV, T.H.KƏRİMOVA, Q.S.MEHDIYEV, K.M.MUSTAFAYEVA

Sinklə və indiumla aşqarlanmış Bi_2Te_3 monokristallarında $H \sim 0 \div 80\text{kE}$ maqnit sahəsi diapazonunda və $T = 5 \div 300\text{K}$ temperaturunda elektrikkeçiricilik, Holl effekti və maqnitmüqaviməti tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, aşqarlanmış kristallarda keçiriciliyin anizotropiyası xüsusi müqavimətin laylara perpendikulyar istiqamətdə artması hesabına böyük qiymət alır. Bu onu ehtimal etməyə imkan verir ki,

aşqar element atomlarının bir hissəsi defektlər qismində van-der-vaals çuxurlarına düşürlər. Laylar boyunca və laylara perpendikulyar istiqamətdə yüyrüklüyün temperatur asılılığının dərəcəsi təyin edilmişdir. Aşqarlanmış kristallarda temperatur asılılığının zəifləməsi səpilmə mexanizmlərində yükdaşıyıcıların defektlərdən səpilməsinin rolunun artmasından xəbər verir. Göstərilmişdir ki, yükdaşıyıcıların yüyrüklüyünün və konsentrasiyasının, elektrikkeçiriciliyin və Hall effektinin ölçmələrindən alınan qiymətləri ilə maqnitmüqavimətinin ölçmələrindən alınan qiymətləri yaxşı uzlaşır.

**ELECTRIC AND GALVANOMAGNETIC PROPERTIES OF DOPED BY ZINCUM AND
INDIUM Bi_2Te_3 SINGLE CRYSTALS.**

**N.A.ABDULLAYEV, H.V.ALIQULIYEVA, S.SH.GAHRAMANOV, T.G.KERIMOVA,
G.S.MEHDIYEV, K.M.MUSTAFAYEVA**

There have been investigated electroconductivity, Hall effect and magnetoresistance in doped by zincum and indium single crystals Bi_2Te_3 in magnetic field diapason $H \sim 0-80$ kOe and temperature range $T=5-300\text{K}$. It is shown that in doped crystals the anisotropy of conductivity is higher mainly, by the reason of increase of resistivity perpendicular to the layers. It allows atoms of the impurities by doping implant mainly van-der-waals gaps between layers as a defect to be suggested.

The fall of temperature dependence of mobility in doped crystals indicates the role of the scattering processes of carries on defects. It is shown that the mobility and concentration of charge carriers determined from electroconductivity and Hall effect is in good agreement with the value of mobility and concentration, determined by magnetoresistance measurements.

Редактор:С.Мехтиева