

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ГРУППЫ $A_2^V B_3^{VI}$.

Н.А. АБДУЛЛАЕВ, С.Ш. КАХРАМАНОВ, Т.Г. КЕРИМОВА, К.М. МУСТАФАЕВА

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

В.Н. ЗВЕРЕВ, А.И. МАНАКОВ, М.Р. ТРУНИН

*Институт физики твёрдого тела РАН,
142432, г. Черногловка, Моск. обл., Россия.*

С.А. НЕМОВ

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251, г. Санкт-Петербург, Россия.*

Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 və Sb_2Te_3 ($H < 80$ кЭ, $T = 0,5 \div 4,2$ К) monokristallarında laylar boyunca və laylara perpendikulyar istiqamətdə xüsusi müqavimətin temperatur asılılığı ($T = 0,5 \div 300$ К), həmçinin qalvanomaqnit effektləri tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, Bi_2Te_3 birləşməsində halkogen Te atomlarının Se ilə, həmçinin Bi atomlarının Sb atomları ilə əvəzlənməsi zamanı keçiriciliyin anizotropiyası xüsusi müqavimətin laylara perpendikulyar istiqamətdə artması hesabına xeyli artır. Bu zaman yürüklüyün temperatur asılılığı azalır ki, bu da səpilmə mexanizmində yükdaşıyıcıların defektlərdə səpilməsi proseslərinin rolunun artmasını göstərir. Yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və onların yürüklüyü, eləcə də effektiv kütlələrin anizotropiyası və ellipsoidlərin kristalloqrafik oxlara nəzərən oriyentasiyası ilə bağlı olan Hall faktoru, maqnit sahəsinə perpendikulyar olan müstəvi ilə Fermi səthinin ekstremal kəsiyi və Fermi enerjisinin qiymətləri hesablanmışdır.

Исследованы температурные зависимости ($T = 0,5 \div 300$ К) удельного сопротивления в плоскости слоёв и в направлении перпендикулярном слоям, а также магнитосопротивление и эффект Холла в монокристаллах Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 ($H < 80$ кЭ, $T = 0,5 \div 4,2$ К). Показано, что при замене в соединении Bi_2Te_3 атомов халькогенов Te атомами Se, а также атомов Bi на атомы Sb, анизотропия проводимости значительно повышается, главным образом за счёт увеличения удельного сопротивления в направлении перпендикулярном слоям. При этом температурные зависимости подвижности ослабляются, что свидетельствует о повышении роли в механизмах рассеяния процессов рассеяния носителей на дефектах. Оценены величины концентраций и подвижностей носителей заряда, а также значения холл-фактора, обусловленного анизотропией эффективных масс и ориентацией эллипсоидов относительно кристаллографических осей, площадей экстремального сечения ферми поверхности плоскостью, перпендикулярной направлению магнитного поля, и энергий Ферми.

There have been investigated temperature dependence ($T = 0,5 \div 300$ К) of resistivity in the plane layers and in the direction perpendicular to the layers, also galvanomagnetic effects in Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 və Sb_2Te_3 monocrystals ($H < 80$ кЭ, $T = 0,5 \div 4,2$ К). It was shown that while substitution of Te atoms by Se, also Bi atoms by Sb atoms, anisotropy of conductivity increases, mainly at the expense of resistivity rise perpendicular to the layers. Thus temperature dependence of mobility falls off that indicates the rise of the role of carriers scattering processes on defects. There have been estimated values of charge carriers concentration and mobility also Hall-factor due to anisotropy of effective masses and ellipsoid orientation with respect to crystallographic axis, extreme sectional areas of Fermi surface by the plane perpendicular to magnetic field direction and Fermi energy.

1. ВВЕДЕНИЕ.

Слоистые соединения Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 , Sb_2Te_3 имеют решётки с подобными параметрами, принадлежат к одному классу симметрии D_{3d}^5 ($R\bar{3}m$). Структуру этих соединений можно представить в виде набора сложных слоёв – квинтетов, перпендикулярных оси симметрии третьего порядка. В гексагональной ячейке таких квинтетов три. Каждый квинтет состоит из пяти моноатомных слоёв, в которых атомы образуют плоскую гексагональную решётку. Внутри квинтета моноатомные слои чередуются в последовательности $B(1) - A - B(2) - A - B(1)$. Связь между слоями – квинтетами ($B(1) - B(1)$) слабая типа ван-дер-ваальсовской, а внутри слоя связи $A - B(2)$ и $A - B(1)$ имеют в основном ковалентный характер с небольшой долей ионной связи.

Расстояния $R_{B(1)-B(1)}$ намного больше расстояний $R_{A-B(1)}$ и $R_{A-B(2)}$. Этим объясняется лёгкость расщепления монокристаллов $A_2^V B_3^{VI}$ вдоль плоскостей (0001) и слоистый характер структуры [1].

Эти соединения являются хорошо изученными узкозонными полупроводниковыми соединениями в связи с широким применением их в качестве одного из компонентов высокоэффективных термоэлектрических преобразователей. В последнее время интерес к этим кристаллам усилился в связи с перспективами расширения диапазона рабочих температур таких материалов и повышения термоэлектрической эффективности соединений [2-4]. Вплоть до настоящего времени в литературе отсутствовали достоверные

сведения об анизотропии проводимости и температурной зависимости удельного сопротивления монокристаллов Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 в плоскости слоёв и перпендикулярно слоям в интервале температур 5-300К. Имеющиеся данные противоречивы, в [5] анизотропия проводимости в Sb_2Te_3 $\rho_{per} / \rho_{par} \sim 2,5$, согласно [6] $\sim 10 \div 20$, в Bi_2Se_3 по данным авторов [7] анизотропия проводимости меняется в пределах $\rho_{per} / \rho_{par} \sim 2,5 \div 8$ в зависимости от концентрации носителей заряда. Не проведено всестороннее исследование комплекса электрических и гальваномагнитных свойств на одних и тех же образцах. В настоящей работе представлены результаты комплексных исследований электрических и гальваномагнитных свойств монокристаллов Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 в широкой области температур (300-0,5К) и сильных магнитных полях вплоть до 8Тл.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ.

Монокристаллы Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 выращивались методом Бриджмена и вертикальной направленной кристаллизацией из компонент со квазистехиометрическим соотношением [1]. Зоннонаправленная кристаллизация проводилась при скорости перемещения зоны 3 см/час. Рентгенструктурные исследования образцов проводились на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М. Как известно, соединения Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 при синтезе из расплава стехиометрического состава изначально характеризуются наличием значительного количества собственных точечных дефектов структуры [1]. В соединениях Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 , энергетически выгодно образование антиструктурных дефектов, обусловленных переходом атомов Bi или Sb в позиции Te в решётке. Поскольку такие антиструктурные дефекты являются акцепторами, монокристаллы Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 изначально обладают высокой концентрацией дырок $p > 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Монокристаллы Bi_2Se_3 имеют всегда n - тип проводимости, что соответствует наличию донорных дефектов, при которых атомы Bi расположены в междоузлиях. По-видимому, образование антиструктурных дефектов, обусловленных переходом атомов Bi в позиции Se в решётке, затруднено вследствие сильного различия в размерах атомов. О высоком качестве исследуемых кристаллов косвенно свидетельствовало достаточно низкое значение сопротивления образцов, обусловленное высокой подвижностью носителей заряда, и чёткая картина квантовых осцилляций большой амплитуды поперечного магнитосопротивления.

Образцы для исследований получались из монокристаллических слитков, простым скалыванием вдоль поверхности, содержащей плоскость слоя, и приготавливались в форме прямоугольных пластин, толщинами 0,2 – 0,8 мм и размерами в плоскости слоя $\sim 5 \times 8 \text{ мм}^2$. Абсолютные значения удельного сопротивления в плоскости слоёв (ρ_{par}) и перпендикулярно слоям (ρ_{per}) определялись усовершенствованным четырёхзондовым комбинационным методом

Шнабеля [8], разработанным специально для изучения анизотропии проводимости слоистых кристаллов. Контакты при таких измерениях наносились попарно на противоположные стороны пластинки в прямоугольной геометрии. Исследования проводились в интервале температур 0,5 ÷ 300К, и магнитных полях вплоть до 8 Тл. При гальваномагнитных исследованиях образец помещался в центр сверхпроводящего соленоида. Измерения проводились по селективной методике на переменном токе частотой 20Гц, величина тока не превышала 1 мА.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ.

3.1. Электропроводность.

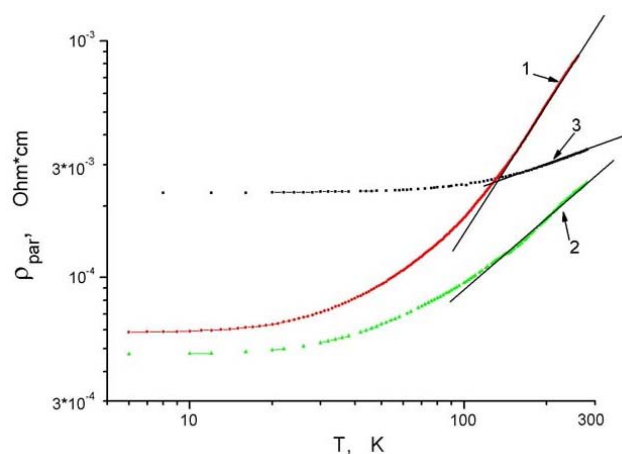


Рис.1 Температурные зависимости удельного сопротивления в плоскости слоёв ρ_{pa} в области температур $5\text{К} < T < 300\text{К}$ (кривая 1 – образцы Bi_2Te_3 , кривая 2 – Sb_2Te_3 , кривая 3 - Bi_2Se_3).

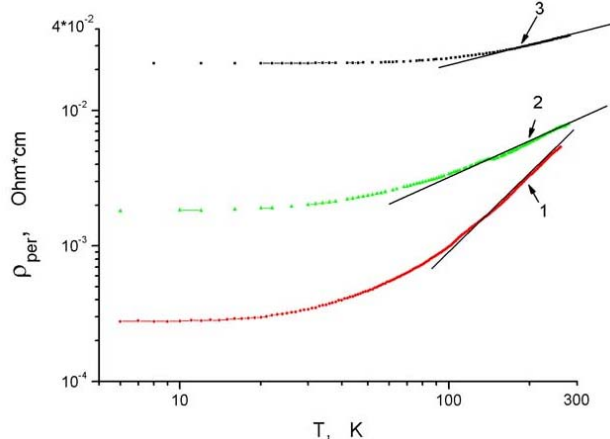


Рис.2 Температурные зависимости удельного сопротивления в направлении, перпендикулярном слоям ρ_{per} в области температур $5\text{К} < T < 300\text{К}$ (кривая 1 – образцы Bi_2Te_3 , кривая 2 – Sb_2Te_3 , кривая 3 - Bi_2Se_3).

На рисунках 1 и 2 приведены рассчитанные температурные зависимости абсолютных значений

удельных сопротивлений в плоскости слоёв ρ_{par} (рис.1) и в направлении перпендикулярном слоям ρ_{per} (рис.2) монокристаллов Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 . Как видно из рисунков 1 и 2 для всех образцов характерен “металлический” ход температурной зависимости сопротивления: с понижением температуры сопротивление падает, а при низких температурах – выходит на плато. Большая концентрация дефектов способствует образованию широких примесных зон в запрещённой зоне, по которым осуществляется перенос носителей заряда.

Поскольку концентрация носителей заряда в образцах с температурой практически не меняется, то всё изменение сопротивления с температурой обусловлено изменением подвижности носителей заряда. При температурах свыше 100К преобладает рассеяние носителей заряда на колебаниях кристаллической решётки, ниже $30 \div 50K$ в области почти постоянной электропроводности примесное рассеяние преобладает над решёточным. Подвижность носителей заряда, в этом случае, должна зависеть от температуры только через энергию носителей, а последняя при сильном вырождении практически не меняется с температурой.

Анализ данных рис. 1 и 2 показывает, что в образцах Bi_2Te_3 (кривые 1) при температурах $T \sim 150 \div 300K$ подвижность в плоскости слоёв меняется с температурой как $\mu_{||}(T) \sim T^{-1,7}$, а в перпендикулярном направлении - $\mu_{\perp}(T) \sim T^{-1,8}$. Как известно, в случае чисто акустического рассеяния носителей заряда в рамках классической статистики подвижность пропорциональна $\sim T^{-1,5}$. Однако, в слоистых кристаллах, в отличие от изотропных кристаллов, из-за наличия слабой связи, растяжение в одном направлении не сопровождается эквивалентным сжатием в другом. Появляются уже существенные градиенты атомных потенциалов и потенциал рассеяния не равен нулю. В этом случае рассеяние носителей заряда на оптических фонах значительно, что приводит к более резкой температурной зависимости подвижности.

Как следует из рисунков 1 и 2 в монокристаллах Sb_2Te_3 (кривые 2) $\mu_{||}(T) \sim T^{-1}$, в перпендикулярном направлении - $\mu_{\perp}(T) \sim T^{-0,9}$, а в монокристаллах Bi_2Se_3 (кривые 3) $\mu_{||}(T) \sim T^{-0,4}$, а в перпендикулярном направлении - $\mu_{\perp}(T) \sim T^{-0,5}$. В сравнении с Bi_2Te_3 в этих монокристаллах температурная зависимость удельных сопротивлений, как в плоскости слоёв, так и перпендикулярно слоям, значительно ослаблена. Ослабление температурной зависимости подвижности, по-видимому, обусловлено увеличением роли примесного рассеяния в этих образцах. Если в $p-Bi_2Te_3$ наблюдается относительно небольшая анизотропия электропроводности $\rho_{per}/\rho_{par} \sim 5$, почти не меняющаяся с температурой, то в монокристаллах $p-Sb_2Te_3$ анизотропия электропроводности значительна $\rho_{per}/\rho_{par} \sim 35$, а в монокристаллах Bi_2Se_3

проводимость в плоскости слоёв почти на два порядка превышает проводимость перпендикулярно слоям $\rho_{per}/\rho_{par} \sim 100$ (рис.3). Причём увеличение анизотропии электропроводности ρ_{per}/ρ_{par} , как видно из рисунка 2, происходит в основном из-за повышения величины удельного сопротивления в направлении перпендикулярном слоям ρ_{per} .

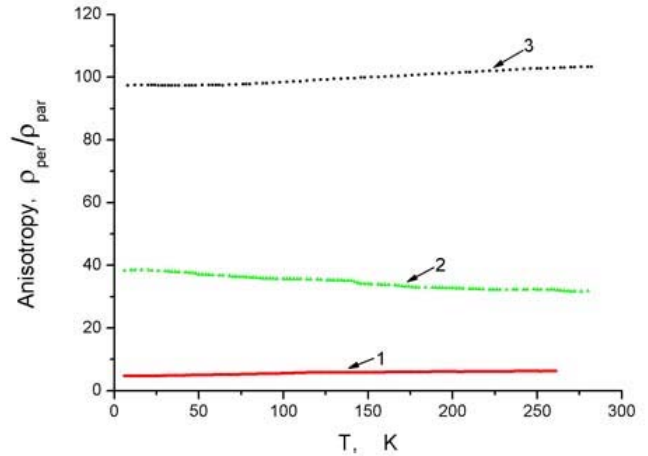


Рис.3 Температурные зависимости анизотропии удельных сопротивлений монокристаллов в области температур $5K < T < 300K$ (кривая 1 – образцы Bi_2Te_3 , кривая 2 – Sb_2Te_3 , кривая 3 – Bi_2Se_3).

Такая анизотропия проводимости, несоответствующая анизотропии эффективных масс носителей заряда характерна практически для всех слоистых кристаллов, например для слоистого полупроводника $InSe$ $\rho_{\perp}/\rho_{||} \sim 10^2 - 10^3$ [9], слоистого металла $NbSe_2$ $\rho_{\perp}/\rho_{||} \sim 10^2$ [10] и полуметаллов графита $\rho_{\perp}/\rho_{||} \sim 10^3 - 10^5$ [11]. Дело в том, что для слоистых кристаллов вследствие слабости межслоевых сил характерно наличие большого количества межслоевых дефектов, дефектов стыковки слоёв и др. Эти дефекты, практически не влияя на движение носителей заряда в плоскости слоёв, оказывают значительное влияние на движение носителей заряда в направлении перпендикулярном слоям. Вследствие этого подвижность носителей заряда в плоскости слоёв существенно превышает величину подвижности носителей заряда в перпендикулярном направлении. О дефектной природе анизотропии проводимости свидетельствует и тот факт, что при комнатной температуре величина удельного сопротивления перпендикулярна слоям. Следовательно, и анизотропия проводимости варьирует от образца к образцу.

3.2. Магнитосопротивление в области классических магнитных полей.

Полевая зависимость магнитосопротивления ρ_{xx} в исследованных образцах характерна для идеальных полупроводников [12]: в слабых магнитных полях наблюдается квадратичный рост ρ_{xx} , а при полях выше

7Тл ρ_{xx} стремится к насыщению. В [3] в рамках общепринятой шестизллипсоидной модели зонной структуры Bi_2Te_3 Дреббла-Вольфа [1] получены формулы, 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 [3]:

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

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_{II} - холл-фактор, обусловленный анизотропией эффективных масс и ориентаций эллипсоидов относительно кристаллографических осей. Для удобства (1) можно переписать как

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

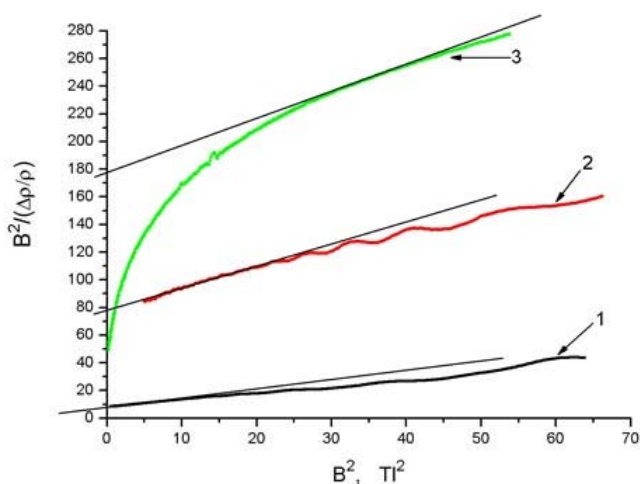


Рис.4 Магнитополевая ($H \approx 0 \div 80$ кЭ) зависимость сопротивления при $T=0,5$ К (кривые 1 – образцы Bi_2Te_3 , кривая 2 – Sb_2Te_3 , кривая 3 - Bi_2Se_3).

На рисунке 4 приведены экспериментально определённые магнитополевые зависимости поперечного сопротивления монокристаллов Bi_2Te_3 (кривая 1), Sb_2Te_3 (кривая 2) и Bi_2Se_3 (кривая 3). Очевидно, что зависимости

спрямляются в координатах $\frac{B^2}{(\Delta\rho/\rho_0)}(B^2)$, что

позволяет из (2) определить по тангенсу угла наклона прямой сначала f_{II} , а затем из отрезка, отсекаемого прямой на оси ординат и холловскую подвижность $\mu_H = R_0 \sigma_0$. Определённые из рисунка 4 тангенсы угла наклона прямых и отрезки, отсекаемые на оси ординат, примерно равны в Bi_2Te_3 (0,58 и $8Тл^2$), Sb_2Te_3 (1,8 и $76Тл^2$), Bi_2Se_3 (1,9 и $178Тл^2$). Соответственно,

значения холл-фактора f_{II} и холловской подвижности μ_H примерно равны в Bi_2Te_3 ($f_{II} = 0,37$ и $\mu_H \approx 2700см^2 / B \cdot сек$), Sb_2Te_3 ($f_{II} = 0,6$ и $\mu_H \approx 1500см^2 / B \cdot сек$), Bi_2Se_3 ($f_{II} = 0,65$ и $\mu_H \approx 1030см^2 / B \cdot сек$). Высокая холловская подвижность носителей заряда в исследованных соединениях ($\mu_H \geq 1000см^2 / B \cdot сек$) свидетельствует о том, что рассеяние их на примесях не является доминирующим. Определённые таким образом значения подвижностей носителей заряда в плоскости слоя можно сравнить с величинами подвижностей, вычисленных из

$$\mu_{II} = \frac{\sigma_{II}}{en} = \frac{1}{en\rho_{II}} \quad (3)$$

Воспользовавшись данными измерений n из эффекта Холла и значениями ρ_{II} из рис.1, получим согласно (3) величины подвижностей μ_{II} примерно равными в Bi_2Te_3 $\mu_{II} \approx 5000см^2 / B \cdot сек$, в Sb_2Te_3 $\mu_{II} \approx 1500см^2 / B \cdot сек$, и в Bi_2Se_3 $\mu_{II} \approx 1700см^2 / B \cdot сек$. Как видно значения подвижностей носителей заряда, определённые двумя независимыми методами неплохо согласуются между собой.

3.3. Магнитосопротивление в области квантующих магнитных полей.

При низких температурах в области высоких магнитных полей на магнитополевых зависимостях магнитосопротивления (рис.4) наблюдаются осцилляции магнитосопротивления, обусловленные квантованием энергии носителей заряда в магнитном поле (осцилляции Шубникова-де Гааза). 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. Осциллирующая часть магнитосопротивления приведена на рисунке 5 (кривая 1 – Bi_2Te_3 , кривая 2 - Sb_2Te_3). 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.

Из периода P осцилляций магнитосопротивления можно оценить независимым способом концентрацию n носителей заряда. Как известно, в общем случае для замкнутой поверхности Ферми произвольной формы период осцилляций определяется выражением [13]:

$$P\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{2\pi e}{\hbar c S_F} \quad (4)$$

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:

$$\varepsilon(\vec{k}) = \frac{\hbar^2}{2m_0} \sum_{i,j} \alpha_{ij} k_i k_j \quad (5)$$

$$P\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{e\hbar}{m_0 c \mu_F} \left[(\alpha_{22} \alpha_{33} - \alpha_{23}^2) \cos^2 \alpha + \alpha_{11} \alpha_{33} \cos^2 \beta + \alpha_{11} \alpha_{22} \cos^2 \gamma + 2 \alpha_{11} \alpha_{23} \cos \beta \cos \gamma \right]^{1/2} \quad (6)$$

В случае, если магнитное поле направлено вдоль тригональной оси C_3 (т.е. в случае Bi_2Te_3

перпендикулярно слоям), то $\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 0$ из (6) следует, что период осцилляций равен

$$P\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{e\hbar}{m_0 c \mu_F} \sqrt{\alpha_{11} \alpha_{22}} \quad (7)$$

Для шестиэллипсоидной модели с квадратичным законом дисперсии уровень Ферми равен [15,16]:

$$\mu_F = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(3\pi^2 \frac{n}{K_3} \right)^{2/3} \quad (8)$$

здесь n - полная концентрация дырок, K_3 - число эллипсоидов, а

$$m^* = \frac{m_0}{\sqrt[3]{\alpha_{11} (\alpha_{22} \alpha_{33} - \alpha_{23}^2)}} \quad (9)$$

Таким образом, окончательно период осцилляций равен

$$P\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{2e\sqrt{\alpha_{11} \alpha_{22}}}{c\hbar \left(3\pi^2 n / K_3 \right)^{2/3} \sqrt[3]{\alpha_{11} (\alpha_{22} \alpha_{33} - \alpha_{23}^2)}} \quad (10)$$

В наших исследованиях магнитосопротивления наиболее отчётливые осцилляции наблюдались в образцах Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 (рис. 5). В образцах Bi_2Se_3 осцилляции не наблюдались. По-видимому, в этих образцах уширение уровней Ландау из-за столкновений носителей заряда на дефектах настолько значительно, что условие $\omega_c \tau \gg 1$ не выполняется.

Как следует из рисунка 5, период осцилляций в Bi_2Te_3 (кривая 1 - $P(1/H) = 3,4 * 10^{-6} \text{ Э}^{-1}$) значительно больше, чем в Sb_2Te_3 (кривая 2 - $P(1/H) = 1,9 * 10^{-6} \text{ Э}^{-1}$). Таким образом, согласно (10) можно заключить, что концентрация носителей заряда в образцах Sb_2Te_3 выше, чем в Bi_2Te_3 . Действительно, полагая в (10) компоненты тензора

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 [14]:

обратной эффективной массы в Bi_2Te_3 равными $\alpha_{11} = 2,80$, $\alpha_{22} = 20,8$, $\alpha_{33} = 4,65$ и $\alpha_{13} = -1,05$ [17] находим концентрацию n носителей заряда в образцах Bi_2Te_3 $n \approx 6,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Аналогично, приняв компоненты тензора обратной эффективной массы в Sb_2Te_3 равными $\alpha_{11} = 2,91$, $\alpha_{22} = 17,75$, $\alpha_{33} = 13,75$ и $\alpha_{13} = \pm 13,75$ [18], определяем, что концентрация n носителей заряда в образцах Sb_2Te_3 $n \approx 1,9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

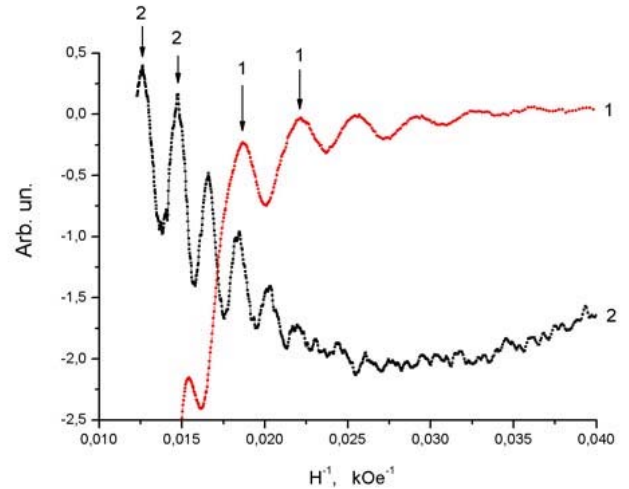


Рис.5 Осциллирующая часть магнитосопротивления при $T=0,5\text{K}$, построенная в обратном магнитном поле (кривая 1 – образцы Bi_2Te_3 , кривая 2 – Sb_2Te_3).

Для расчёта энергетического положения уровня Ферми μ_F в монокристаллах Bi_2Te_3 в [19,20] получена полуэмпирическая формула:

$$\mu_F = \left[\frac{\Delta m_c / m_0}{a(b + \Delta m_c / m_0)^{5/2}} \right]^{2/5} \quad (11)$$

здесь $a = 2,97 \times 10^{-3} [(meV)^{-5/2}]$ и $b = m_c(0) / m_0 = 0,08$, а $\Delta m_c = m_c(\mu_F) - m_c(0)$. Авторами [19,20] также приведены зависимости циклотронной массы от площади экстремального

сечения поверхности Ферми $m_c^*/m_0(S_F)$.

Экстремальную площадь S_F сечения поверхности Ферми плоскостью, перпендикулярной направлению магнитного поля, можно оценить из (4). В образцах Bi_2Te_3 $S_F \approx 26 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, Соответствующая циклотронная масса:

$$m_c^*/m_0(S = 26 \cdot 10^{12}) = 0,13 \quad [19,20].$$

Таким образом, получим согласно (11), значение энергии Ферми в Bi_2Te_3 $\mu_F \approx 25,8 \text{ meV}$. В образцах Sb_2Te_3 согласно (4) $S_F \approx 46,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Энергия Ферми, оцененная из (7), оказалась равной $\mu_F \approx 44 \text{ meV}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Данные исследований электропроводности в монокристаллах Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 указывают на значительную анизотропию проводимости в этих кристаллах, что свойственно слоистым соединениям. Объяснение такой анизотропии проводимости, несоответствующей анизотропии эффективных масс носителей заряда, возможно лишь с учётом реальной кристаллической структуры кристаллов. Гальваномагнитные исследования выявили, что концентрация дырок и в Bi_2Te_3 и в Sb_2Te_3 ,

определённая из эффекта Холла, значительно отличается от концентрации носителей заряда, вычисленной из периода осцилляций Шубникова-де Газа в сильных магнитных полях в предположении шестиэллипсоидной модели зонной структуры Дреббла-Вольфа. Это свидетельствует 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. Авторы [21] впервые, для интерпретации аномального роста эффекта Холла с температурой и зависимости параметров зонной структуры от концентрации носителей заряда в $p - Bi_2Te_3$, предполагали наличие дополнительной подзоны, с большой эффективной массой дырок $m_p^* \approx 2,4m_0$, расположенной ниже верхней подзоны на $\sim 20 \text{ meV}$. Аналогичное, по-видимому, происходит и в Sb_2Te_3 .

Авторы благодарят коллектив Лаборатории электронной кинетики Института физики твёрдого тела РАН за предоставление возможности проведения низкотемпературных исследований.

- | | |
|---|---|
| <p>[1]. Б. М. Гольцман, В. А. Кудинов, И. А. Смирнов. <i>Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3</i>. Наука., М. (1972).</p> <p>[2]. В.А. Кутасов, Л.Н. Лукьянова, П.П. Константинов, ФТП, 34 (4), 389 (2000).</p> <p>[3]. Р. Лайхо, С.А. Немов, А.В. Лашкул, Э. Лахдеранта, Т.Е. Свечникова, Д.С. Дворник. ФТП, 41 (5), 565 (2007).</p> <p>[4]. Н.П. Степанов, С.А. Немов, М.К. Житинская, Т.Е. Свечникова. ФТП, 41 (7), 808 (2007).</p> <p>[5]. W. Eichler and G. Simon. Phys. Stat. Sol. (b), 86, K85 (1978).</p> <p>[6]. Д.М. Берча, З.В. Панкевич, А.В. Савицкий, К.Д. Товстюк. ФТТ, 7 (8), 2437 (1965).</p> <p>[7]. Н. Kohler. Phys. Stat. Sol. (b), 62, 57 (1974).</p> <p>[8]. P. Schnabel. Zeits. Angew. Phys., 22 (2), 136 (1967).</p> <p>[9]. Г.Л. Беленький, Н.А. Абдуллаев, В.Н. Зверев, В.Я. Штейншрайбер. Письма в ЖЭТФ, 47 (10), 498, (1988).</p> <p>[10]. J. Edwards and R.F. Frindt. J. Phys. Chem. Solids, 32 (9), 2217 (1971).</p> | <p>[11]. C. Uher and L.M. Sander. Phys.Rev. B. 27, (1983) 1326.</p> <p>[12]. Б.М. Аскеров. <i>Кинетические эффекты в полупроводниках</i>. Наука., Л. (1970).</p> <p>[13]. Р.В. Парфеньев, В.В. Сологуб, Б.М. Гольцман. ФТТ, 10 (10), 3087 (1968).</p> <p>[14]. V.A. Kulbachinskii, Z.D. Kovalyuk, M.N. Pyrlya. Phys. Stat. sol. (b), 169, 157 (1992).</p> <p>[15]. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич. ЖЭТФ, 29 (6), 730 (1955).</p> <p>[16]. R.T. Delves, A.E. Bowley, D.W. Haselden, H.J. Goldsmid. Proc. Phys. Soc., 78, 838, (1961).</p> <p>[17]. L. R. Testardi, P. I. Stiles, E. Burshtein. Solid State Commun. 1, 28, (1963).</p> <p>[18]. A. von Middendorff, K. Dietrich and G. Landwehr. Solid State Commun., 13, 443 (1973).</p> <p>[19]. V.A. Kulbachinskii, M. Inoue, M. Sasaki, H. Negishi, W.X. Gao, K. Takase, Y. Gimán, P. Lostak, J. Horak. Phys. Rev. B, 50 (23), 16921 (1994).</p> <p>[20]. Н. Kohler. Phys. Stat. sol. (b), 74, 591 (1976).</p> <p>[21]. K. Shogenji, T. Sato. J. Phys. Soc. Japan, 17, 727 (1962).</p> |
|---|---|

Daxil olunub: 01.07.2007