

Перетекание электронов между эллипсоидами в магнитном поле в области квантового предела в сплавах n -Bi—Sb

© Н.А. Редько^{*,**}, В.Д. Каган^{*}, М.П. Волков^{*,**}

^{*} Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

^{**} International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wrocław, Poland

E-mail: nikolaj.a.redko@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 6 мая 2009 г.)

Проведены измерения магнетосопротивлений $\rho_{22}(H)$, $\rho_{32}(H)$ и коэффициента Холла $R_{32,1}$ на монокристаллических образцах полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при низких температурах в магнитном поле до $H = 14$ Т при $H \parallel C_2$. Исследованы образцы с тремя концентрациями электронов $n_1 = 1.25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $n_2 = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $n_3 = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Сильная анизотропия электронного спектра сплавов позволила наблюдать квантовые осцилляции магнетосопротивления $\rho_{22}(H)$ при $H \parallel C_2$ для электронов побочных эллипсоидов с переходом в квантовый предел в больших магнитных полях. В то же время в этих магнитных полях условие квантования для электронов главного эллипсоида не выполнялось. Рост энергии электронов побочных эллипсоидов в магнитных полях квантового предела приводил к перетеканию их в главный эллипсоид. После полного перетекания в образцах сплава с концентрациями n_1 , n_2 и n_3 энергия Ферми увеличилась с 7 до 11.3, с 11 до 17.1, с 20.2 до 30.6 meV соответственно. После перетекания для электронов главного эллипсоида магнетосопротивление увеличивается с ростом магнитного поля и вблизи $H = 10$ Т наблюдаются особенности в поведении кинетических коэффициентов. Таким образом, при $H \parallel C_2$ в монокристаллах $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при низких температурах в области магнитных полей квантового предела наблюдается электронный топологический переход от трехдолинного электронного спектра к однодолинному.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта ведущих научных школ РФ № НШ-2184.2008.2 и гранта Президиума РАН.

1. Введение

Энергетический спектр полупроводниковых сплавов n - $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.07 < x < 0.15$) определяется тремя эквивалентными долинами в точках L зоны Бриллюэна (рис. 1), отделенными от соответствующих долин L_i валентной зоны прямой энергетической щелью E_{gL} . Легирование сплавов донорной примесью теллура приводит к заполнению долин L_i зоны проводимости электронами до концентрации n . Для полупроводниковых сплавов n -Bi—Sb на рис. 1 представлена поверхность Ферми, состоящая из трех электронных эллипсоидов с центрами в точках L зоны Бриллюэна, которые находятся в плоскостях отражения. Эллипсоиды эквивалентны между собой и повернуты относительно друг друга на угол $\pm 120^\circ$ (рис. 1, *a*). Одна из меньших осей эллипсоида совпадает с бинарной осью C_2 кристалла, а две другие оси эллипсоида составляют угол φ с кристаллографическими осями: тригональной C_3 и биссекторной C_1 (рис. 1, *b*). О сильной анизотропии электронного спектра этих полупроводниковых сплавов свидетельствуют значения эффективных масс электронов на дне зоны проводимости: $m_1 \sim 1 \cdot 10^{-3} m_0$, $m_2 \sim 5 \cdot 10^{-1} m_0$, $m_3 \sim 2 \cdot 10^{-3} m_0$ [1,2].

Сильная анизотропия электронного спектра в сплавах n -Bi—Sb приводит к неэквивалентному смещению по

энергии экстремумов L друг относительно друга при одноосной деформации [3]. Н.Б. Брандтом с сотрудниками МГУ был разработан оригинальный способ одноосной упругой деформации, состоящий в том, что в кольцо с ушками для растяжения помещался монокристаллический образец в виде кружка. Одноосная деформация образца-кружка производилась в результате растяжения кольца за ушки, а перпендикулярно к направлению растяжения происходило сжатие образца [4,5]. К сплавам Bi—Sb в одном случае прикладывалось одновременно одноосное растяжение вдоль биссекторной оси C_1 и одноосное сжатие вдоль бинарной оси C_2 . Электроны с большей энергией для одного из эллипсоидов, например, L_1 , перетекали в другие два эллипсоида L_2 и L_3 с меньшей энергией, что приводило к выравниванию энергий электронов в эллипсоидах. В другом случае к образцу прикладывалось одновременно одноосное растяжение вдоль бинарной оси C_2 и одноосное сжатие вдоль биссекторной оси C_1 . Электроны с большей энергией для двух эллипсоидов, например, L_2 и L_3 , перетекали в эллипсоид L_1 с меньшей энергией, и в результате энергия электронов в эллипсоидах выравнивалась. При критическом значении одноосной деформации наблюдается электронный топологический переход, в первом случае все электроны в сплавах после перетекания находятся в двух эллипсоидах L_2 и L_3 , а во втором случае — в эллипсоиде L_1 .

Параметры исследованных образцов полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$

| № Номер образца | n , 10^{16} cm^{-3} | $E_F(H=0)$, meV | $E_F(H > H_0)$, meV | $\Delta_i(1/H)$, 10^{-4} Oe^{-1} Эксперимент | $\Delta_i(1/H)$, 10^{-4} Oe^{-1} Расчет | H_0 , Т |
|-----------------------|------------------------------------|---------------------|-------------------------|---|--|--------------|
| 1 | 1.2 | 7 | 11.3 | 7.2 | 7 | 0.2 |
| 2 | 3.5 | 11 | 17.1 | 4.5 | 3.6 | 0.4 |
| 3 | 16 | 20.2 | 30.6 | 1.35 | 1.3 | 1 |

Примечание. n — концентрация электронов, $E_F(H=0)$ — энергия Ферми электронов в нулевом поле, $E_F(H > H_0)$ — энергия Ферми электронов главного эллипсоида после перетекания, $\Delta_i(1/H)$ — период квантовых осцилляций по обратному полю, H_0 — магнитное поле перехода к квантовому пределу.

В пленках многодолинных полупроводников могут возникать напряжения, вызванные деформацией при низких температурах в результате различных коэффициентов линейного расширения пленки и подложки. Это в свою очередь приводит к расщеплению экстремумов по энергии, а выравнивание энергии электронов в системе происходит путем перетекания электронов из долин, где энергия больше, в те долины, где энергия электронов меньше. В работе [6] на основе такого перетекания электронов обсуждались гальваномагнитные эффекты в пленках PbTe .

В настоящей работе приводятся результаты исследования магнетосопротивления $\rho_{22}(H)$, $\rho_{32}(H)$ и коэффициента Холла $R_{32.1}(H)$ полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при $j \parallel C_1$ с различной концентрацией электронов при низких температурах $1.8 \leq T \leq 4.2 \text{ K}$ в магнитном поле $0 \leq H \leq 14 \text{ T}$ при $H \parallel C_2$, в том числе и в области квантового предела, где наблюдается перетекание электронов между эллипсоидами.

2. Экспериментальные данные и их обсуждение

Для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ с тремя различными концентрациями носителей заряда проводились измерения гальваномагнитных эффектов: удельного магнетосопротивления $\rho_{22}(H)$, $\rho_{32}(H)$ и коэффициента Холла $R_{32.1}$ при $j \parallel C_1$ в магнитном поле при $H \parallel C_2$. Объектом исследования являлись монокристаллические образцы в форме прямоугольных параллелепипедов размером $2.5 \times 2.5 \times 18 \text{ mm}$, грани которых были перпендикулярны кристаллографическим осям C_1, C_2, C_3 . Наибольший размер образца по направлению совпадал с биссекторной осью C_1 . Измерения проводились при низких температурах $1.8 \leq T \leq 4.2 \text{ K}$ и в стационарных магнитных полях до 14 Т. Основные параметры исследованных образцов приведены в таблице. Энергия Ферми для образцов находилась по формуле [7]

$$E_F = \frac{E_g}{2} \left[\left(1 + \frac{2\hbar^2(3\pi^2 n)^{2/3}}{m_d(0)E_g} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (1)$$

где $E_g = 7.5 \text{ meV}$ — энергия запрещенной зоны в сплаве $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$, $m_d(0) = 1.442 \cdot 10^{-2} m_0$ — масса плотности состояния электронов на дне зоны в сплаве $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$. Для вычисления $m_d(0) = N^{2/3}(m_1 m_2 m_3)^{1/3} m_0$ использовались эффективные массы электронов на дне зоны в осях эллипсоида: $m_1/m_0 = 9 \cdot 10^{-4}$, $m_2/m_0 = 0.31$, $m_3/m_0 = 1.2 \cdot 10^{-3}$. Здесь $N = 3$ — число долин в зоне проводимости полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi-Sb}$.

На рис. 2–4 представлены экспериментальные данные магнетосопротивления $\rho_{22}(H)$, $\rho_{32}(H)$ и коэффициента Холла $R_{32.1}(H)$ в зависимости от магнитного поля при $H \parallel C_2$ при низких температурах для монокристаллических образцов полупроводникового сплава

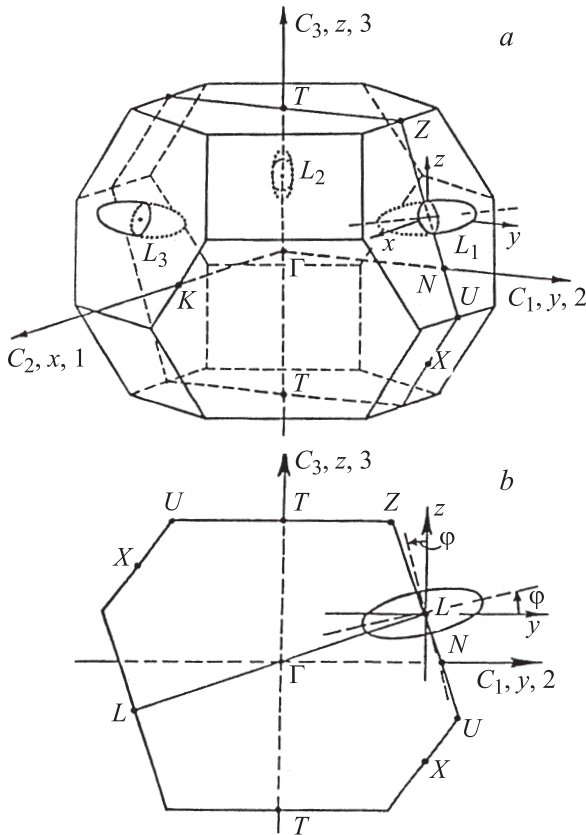


Рис. 1. а) Зона Бриллюэна для вырожденных полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi-Sb}$ с тремя электронными эллипсоидами, центры которых находятся в точках L на плоскостях отражения. б) Одно из трех сечений зоны Бриллюэна плоскостью отражения.

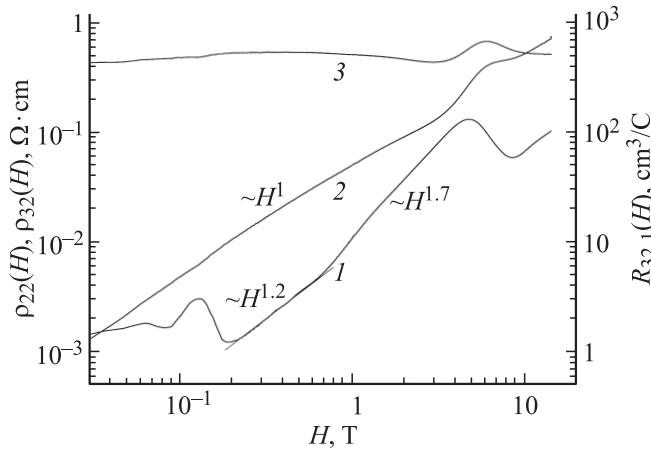


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления $\rho_{22}(H)$ (1), $\rho_{32}(H)$ (2) и коэффициента Холла $R_{32.1}(H)$ (3) от магнитного поля при $H \parallel C_2$ и $j \parallel C_1$ для образца с $n_1 = 1.25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при $T = 1.8 \text{ K}$.

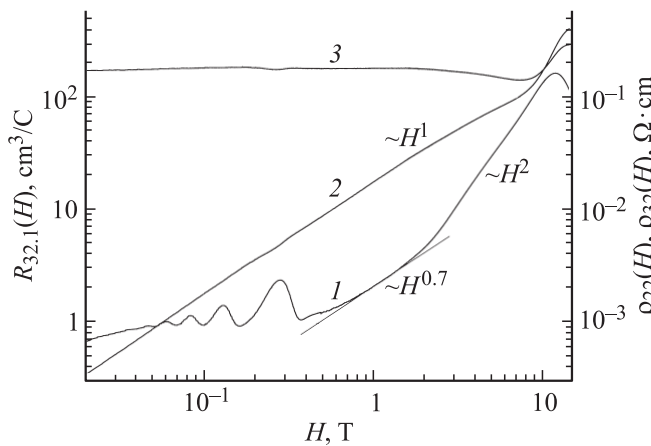


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления $\rho_{22}(H)$ (1), $\rho_{32}(H)$ (2) и коэффициента Холла $R_{32.1}(H)$ (3) от магнитного поля при $H \parallel C_2$ и $j \parallel C_1$ для образца с $n_2 = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при $T = 1.8 \text{ K}$.

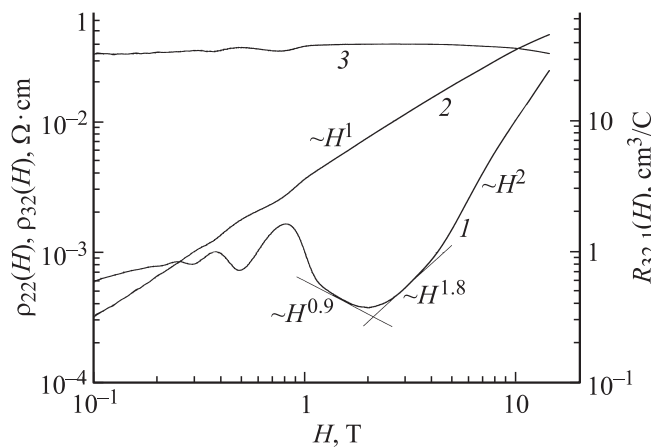


Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления $\rho_{22}(H)$ (1), $\rho_{32}(H)$ (2) и коэффициента Холла $R_{32.1}(H)$ (3) от магнитного поля при $H \parallel C_2$ и $j \parallel C_1$ для образца с $n_3 = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при $T = 4.2 \text{ K}$.

$\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ с концентрацией электронов $n_1 = 1.25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (рис. 2), $n_2 = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (рис. 3) и $n_3 = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (рис. 4). Для полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ эффективные массы m_{\parallel} и m_{\perp} в осях эллипсоида различаются приблизительно в 300 раз. Этим и объясняется, что на эксперименте (рис. 2–4) наблюдаются квантовые осцилляции удельного сопротивления для электронов побочных эллипсоидов 2 и 3, у которых одинаковые экстремальные сечения, но величина их намного меньше экстремального сечения для главного эллипсоида (рис. 5). На рис. 6 схематично представлена энергия электронов в сплавах в магнитном поле при $H \parallel C_2$ для электронов главного эллипсоида (a) и для электронов побочных эллипсоидов (b).

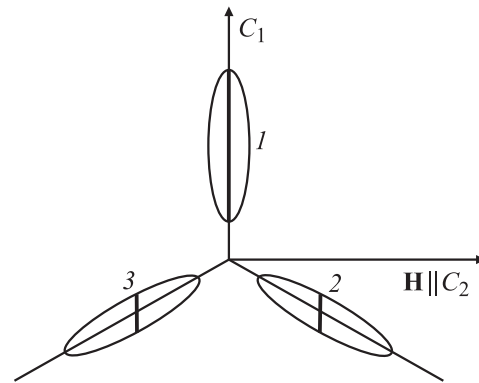


Рис. 5. Проекция на базисную плоскость C_1C_2 изоэнергетической поверхности Ферми в k -пространстве, состоящей из трех квазиэллипсоидов, для полупроводникового сплава $n\text{-Bi-Sb}$. Жирные линии — экстремальные сечения плоскостью, перпендикулярной направлению магнитного поля для главного (1) и побочных (2, 3) эллипсоидов. Магнитное поле направлено вдоль кристаллографической оси C_2 .

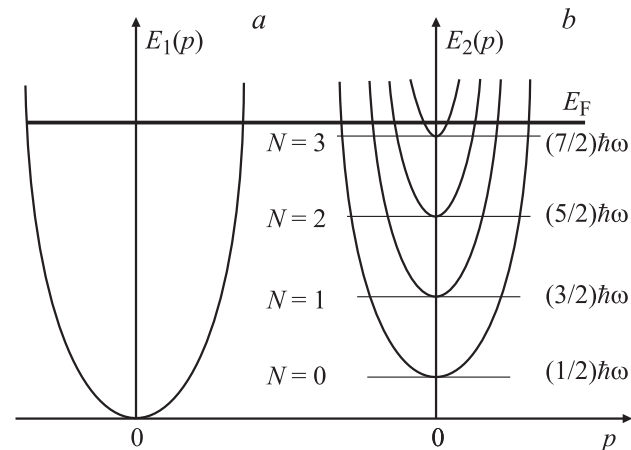


Рис. 6. Энергетический спектр электронов в сплаве $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ в магнитном поле $H \parallel C_2$ в зависимости от импульса p . a — для главного эллипсоида $E_1(p)$ при невыполнении условия квантования для электронов, b — для побочных эллипсоидов $E_2(p)$ при выполнении условия квантования. $N = 0, 1, 2, 3, \dots$ — уровни Ландау, отстоящие друг от друга на величину $\hbar\omega$.

Период квантовых осцилляций $\Delta_i(1/H)$, найденный из эксперимента для образцов сплава с различной концентрацией, приведен в таблице.

Найдено выражение периода квантовых осцилляций в зависимости от обратного магнитного поля для сильно анизотропного непараболического закона дисперсии L -электронов полупроводниковых сплавов n -Bi–Sb в рамках модели Лэкса

$$E_p = \sqrt{\left(\frac{E_g}{2}\right)^2 + \frac{E_g}{2} \left(\frac{p_1^2}{m_1} + \frac{p_2^2}{m_2} + \frac{p_3^2}{m_3}\right)} - \frac{E_g}{2}, \quad (2)$$

где E_p — энергия электрона с импульсом \mathbf{p} , m_i — эффективные массы электронов в эллипсоиде, E_g — энергия запрещенной зоны. Формула периода квантовых осцилляций кинетических коэффициентов от $1/H$ для произвольного электронного спектра металлов приведена в [8] (формула Лифшица–Онзагера)

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{2\pi e\hbar}{cS_{\max}}, \quad (3)$$

где S_{\max} — экстремальное сечение изоэнергетической поверхности металла плоскостью, перпендикулярной магнитному полю \mathbf{H} . Для нахождения периода квантовых осцилляций магнетосопротивления сплавов n -Bi–Sb было рассмотрено выражение для площади сечения энергетического спектра (2) с энергией Ферми E_F

$$\begin{aligned} S &= \int d^3p \delta\left(\sum_i p_i h_i - p_0\right) \Theta(E_F - E_p) \\ &= \int d^3p \delta\left(\sum_i p_i h_i - p_0\right) \Theta\left(E_F\left(1 + \frac{E_F}{E_g}\right) - \sum_i \frac{p_i^2}{2m_i}\right), \end{aligned} \quad (4)$$

где \mathbf{h} — единичный вектор вдоль магнитного поля, $h_i = H_i/H$, p_0 — величина импульса электрона вдоль магнитного поля. Согласно определению функции $\Theta(x)$: $\Theta(x) = 1$ при $x > 0$ и $\Theta(x) = 0$ при $x < 0$. Для вычисления интеграла (4) перейдем от p -пространства к p' -сферически-симметричному пространству с помощью замены переменных

$$p_i = \frac{\sqrt{m_i}}{\sqrt{m}} p'_i, \quad m = (m_1 m_2 m_3)^{1/3}. \quad (5)$$

В результате получим

$$\begin{aligned} S &= \int d^3p' \delta\left(\sum_i \frac{\sqrt{m_i}}{\sqrt{m}} p'_i h_i - p_0\right) \\ &\quad \times \Theta\left(E_F\left(1 + \frac{E_F}{E_g}\right) - \sum_i \frac{(p'_i)^2}{2m}\right). \end{aligned} \quad (6)$$

Следующее преобразование связано с поворотом, при котором одна из осей координат будет направлена вдоль

магнитного поля. Присвоим ей номер три. Поворот осуществляется унитарной матрицей U_{ik}

$$p''_i = \sum_k U_{ik} p'_k, \quad p''_3 = \frac{\sum_i \sqrt{m_i} h_i p'_i}{\sqrt{\sum_s m_s h_s^2}}, \quad (i, s = 1, 2, 3). \quad (7)$$

Сумма в знаменателе (7) необходима для того, чтобы было выполнено одно из свойств унитарной матрицы U_{ik} : сумма квадратов коэффициентов матрицы в строке равна единице. Благодаря унитарности матрицы U_{ik}

$$d^3 p'' = d^3 p', \quad \sum_i (p''_i)^2 = \sum_i (p'_i)^2. \quad (8)$$

После такого преобразования интеграл легко вычисляется

$$\begin{aligned} S &= \int d^3 p'' \delta\left(\frac{\sqrt{\sum_s m_s h_s^2}}{\sqrt{m}} p''_3 - p_0\right) \Theta\left(E_F\left(1 + \frac{E_F}{E_g}\right) - \sum_i \frac{(p''_i)^2}{2m}\right) \\ &= 2\pi m_c \left[E_F\left(1 + \frac{E_F}{E_g}\right) - \frac{p_0^2}{2\sum_s m_s h_s^2} \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где $m_c = \frac{\sqrt{m_1 m_2 m_3}}{\sqrt{\sum_s m_s h_s^2}}$ — циклотронная эффективная масса электронов в сплавах n -Bi–Sb. Значение экстремального сечения достигается при $p_0 = 0$ и выглядит следующим образом:

$$S_{\max} = 2\pi m_c E_F \left(1 + \frac{E_F}{E_g}\right). \quad (10)$$

Подставляя найденную величину S_{\max} (10) в формулу (3), получим формулу периода квантовых осцилляций магнетосопротивления от $1/H$ для сплавов n -Bi–Sb

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{e\hbar}{c m_c E_F \left(1 + \frac{E_F}{E_g}\right)}. \quad (11)$$

В классической теории электропроводности для непараболического электронного спектра в выражения кинетических коэффициентов входят значения эффективной массы на уровне Ферми $M_i = m_i \left(1 + 2E_F/E_g\right)$ (см., например, [7,9]). Можно было бы предположить, что и в выражение для периода квантовых осцилляций (11) войдут значения циклотронной эффективной массы электронов на уровне Ферми. Это предположение оказывается неверным. Правильное значение периода квантовых осцилляций (11) содержит циклотронную эффективную массу электронов и множитель $\left(1 + E_F/E_g\right)$, что указывает на участие электронов всего сечения, а не только на уровне Ферми.

Теперь рассмотрим конкретную ориентацию магнитного поля, когда магнитное поле приложено вдоль бинарной оси C_2 . В этом случае в результате сильной анизотропии электронного спектра сплава периоды квантовых осцилляций для электронов главного

эллипсоида и для электронов побочных эллипсоидов сильно различаются. На рис. 5 представлены главный и побочные эллипсоиды с экстремальными сечениями для них при $H \parallel C_2$.

Используя формулу (10), получим экстремальные сечения для главного и побочного эллипсоидов. При этом отношение экстремальных сечений главного и побочного эллипсоида составляет

$$S_{\max 1}/S_{\max 2} \cong 16.$$

Формула для периода квантовых осцилляций электронов главного эллипсоида при $H \parallel C_2$ представлена далее

$$\Delta_1\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{e\hbar}{cE_F\left(1 + \frac{E_F}{E_g}\right)(m_2m_3)^{1/2}}. \quad (12)$$

Формула для периода квантовых осцилляций электронов побочных эллипсоидов при $H \parallel C_2$ заметно отличается от $\Delta_1(1/H)$ для электронов главного эллипсоида (12)

$$\Delta_2\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{e\hbar(m_1 + 3m_2 \cos^2 \varphi + 3m_3 \sin^2 \varphi)^{1/2}}{2cE_F\left(1 + \frac{E_F}{E_g}\right)(m_1m_2m_3)^{1/2}}. \quad (13)$$

Вычисленные периоды зависимостей квантовых осцилляций от обратного магнитного поля для электронов побочных эллипсоидов исследованных образцов сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ и экспериментально полученные из зависимостей $\rho_{22}(1/H)$ приведены в таблице. Видно, что имеется хорошее согласие вычисленных и экспериментально полученных значений.

С ростом магнитного поля квантовые осцилляции магнетосопротивления в исследованных образцах сплава сменяются квантовым пределом при некотором магнитном поле H_0 . В этом случае все электроны побочных эллипсоидов находятся на нулевом уровне Ландау ниже уровня Ферми (рис. 7). Поле перехода к квантовому пределу H_0 увеличивается с увеличением концентрации носителей заряда (см. таблицу).

В однозонных металлах с квадратичным изотропным законом дисперсии энергия Ферми электронов растет в области магнитных полей квантового предела ($H > H_0$) настолько значительно, что асимптотически приближается с ростом магнитного поля к значению $E_F(H) \rightarrow \hbar\omega/2$ [8,10]. Здесь $\omega = \frac{eH}{m_c}$ — циклотронная частота электронов, m_c — циклотронная эффективная масса электронов. Также наблюдается небольшой рост энергии Ферми в магнитном поле, когда уровни Ландау с малыми номерами ($N = 1, 2, 3 \dots$) пересекают начальный уровень Ферми $E_F(H=0)$. Так $E_F(H_{N=1}) \cong 1.15E_F(0)$, $E_F(H_{N=2}) \cong 1.06E_F(0)$, $E_F(H_{N=3}) \cong 1.04E_F(0)$, а для больших номеров уровней Ландау возрастание энергии Ферми незначительно [8,10].

В сплавах $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$, когда магнитное поле направлено вдоль бинарной оси $H \parallel C_2$, квантовые осцилляции наблюдаются для электронов побочных эллипсоидов

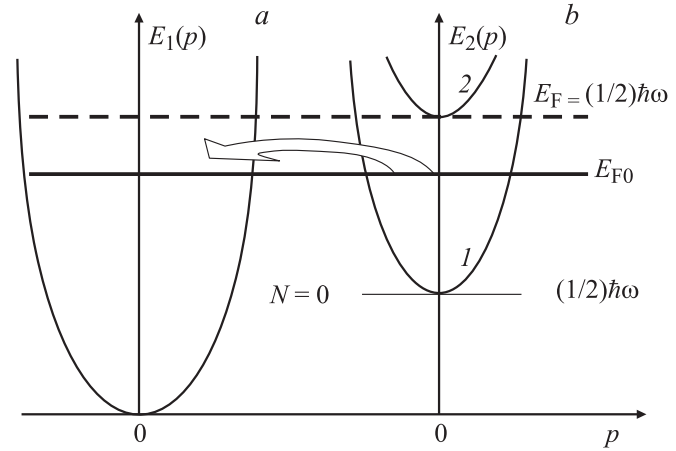


Рис. 7. Энергетический спектр электронов в сплаве $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ в магнитном поле $H \parallel C_2$ в зависимости от импульса p . a — для главного эллипсоида $E_1(p)$ при невыполнении условия квантования для электронов, b — для побочных эллипсоидов $E_2(p)$ при выполнении условия квантования. Под уровнем Ферми E_{F0} расположен только нулевой уровень Ландау ($N = 0$), что соответствует квантовому пределу (1). Увеличение магнитного поля $H > H_0$ приводит к росту энергии побочных электронов и перетеканию их в главный эллипсоид (показано стрелкой). 2 — окончание перетекания электронов побочных эллипсоидов в главный эллипсоид при $E_F = (1/2)\hbar\omega$.

(рис. 2–4), а в больших магнитных полях для них также наблюдается на эксперименте выход в область магнитных полей квантового предела. По причине сильной анизотропии электронного спектра в сплавах для электронов главного эллипсоида в этих же магнитных полях не выполняется условие квантования из-за низкой подвижности для этой группы электронов. Для системы электронов главного и побочных эллипсоидов сплава в исследованных образцах уровень Ферми общий для магнитных полей $H < H_0$ и равен $E_F(H=0)$. Наличие главного эллипсоида наряду с побочными эллипсоидами в сплавах приводит к сдерживанию роста энергии Ферми в области магнитных полей для уровней Ландау с малыми номерами ($N = 1, 2, 3 \dots$). В то же время в магнитных полях квантового предела энергия Ферми для электронов побочных эллипсоидов начинает расти с некоторого критического значения магнитного поля H_0 . Если энергия Ферми при $H > H_0$ превышает прежнюю общую энергию Ферми, то это приводит к перетеканию электронов из побочных эллипсоидов в главный эллипсоид. Это происходит до тех пор, пока все электроны из побочных эллипсоидов не перетекут в главный эллипсоид. В этом случае нулевой уровень Ландау с энергией $(1/2)\hbar\omega$ равняется энергии Ферми E_F электронов главного эллипсоида после перетекания всех электронов из побочных эллипсоидов. На рис. 7, b продемонстрировано перетекание электронов с нулевого уровня Ландау для начального положения квантового предела 1 и положение 2, когда перетекание электро-

нов заканчивается и энергия нулевого уровня Ландау $(1/2)\hbar\omega$ равняется энергии Ферми электронов главного эллипсоида E_F после перетекания (рис. 7, а).

При критическом значении магнитного поля H_0 все электроны побочных эллипсоидов перетекают в главный эллипсоид. Интервал магнитных полей, в котором наблюдается минимальное значение магнетосопротивления после перетекания электронов из побочных эллипсоидов в главный эллипсоид, равняется $0.2 < H < 0.7$ Т для образца с концентрацией электронов $n_1 = 1.25 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, при этом удельное сопротивление растет пропорционально $H^{1.2}$ (рис. 2). Концентрация электронов в главном эллипсоиде после перетекания становится равной $1.25 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а энергия Ферми возрастает до 11.3 вместо 7 meV в нулевом магнитном поле (формула (1)). Для образца с концентрацией электронов $n_2 = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ соответствующий интервал магнитных полей равен $0.4 < H < 2$ Т, а удельное сопротивление при этом растет пропорционально $H^{0.7}$ (рис. 3). Концентрация электронов в главном эллипсоиде после перетекания становится равной $3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а энергия Ферми возрастает до 17.1 вместо 11 meV до перетекания. Для образца с концентрацией $n_3 = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ соответствующий интервал магнитных полей равен $1 < H < 5$ Т, а удельное сопротивление при этом меняет зависимость от магнитного поля с $H^{-0.9}$ на зависимость $H^{1.8}$, проходя через минимум при $H \cong 2$ Т. Концентрация электронов в главном эллипсоиде после перетекания становится равной $1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а энергия Ферми возрастает до 30.6 вместо 20.2 meV до перетекания.

После завершения перетекания электронов из побочных эллипсоидов в главный эллипсоид магнетосопротивление выходит на интенсивный рост в магнитном поле (при $H > H_0$) для электронов главного эллипсоида. Для образца с концентрацией электронов $n_1 = 1.25 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ магнетосопротивление растет с магнитным полем как $H^{1.7}$ в интервале магнитных полей $0.7 < H < 4$ Т. В магнитных полях, превышающих $H = 5$ Т, наблюдаются осцилляционные особенности удельного сопротивления.

В образце с концентрацией $n_2 = 3.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ магнетосопротивление растет как H^2 в интервале $2 < H < 11$ Т, а в магнитных полях более $H = 11$ Т наблюдаются осцилляционные особенности для электронов главного эллипсоида. Для образца с концентрацией $n_3 = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ магнетосопротивление увеличивается как H^3 в интервале магнитных полей $4 < H < 9$ Т.

На рис. 2–4 также представлена полевая зависимость коэффициента Холла $R_{32.1}(H)$ и холловское магнетосопротивление $\rho_{32}(H)$ для исследованных образцов сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$. Во всем интервале магнитных полей $0 < H < 10$ Т, где наблюдаются осцилляционные особенности магнетосопротивления $\rho_{22}(H)$, связанные с электронами главного эллипсоида, на $R_{32.1}(H)$ и $\rho_{32}(H)$ также наблюдаются осцилляционные особенности в этих же полях.

3. Заключение

В работе проведено исследование магнетосопротивления $\rho_{22}(H)$, $\rho_{32}(H)$ и коэффициента Холла $R_{32.1}(H)$ полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ с различной концентрацией электронов при $j \parallel C_1$ и $H \parallel C_2$ при низких температурах в сильном магнитном поле, в том числе и в области квантового предела. В магнитном поле при $H \parallel C_2$ наблюдаются квантовые осцилляции $\rho_{22}(H)$ для электронов побочных эллипсоидов L_2 и L_3 и не наблюдаются квантовые осцилляции для электронов главного эллипсоида L_1 , что связано с сильной анизотропией электронного спектра сплава. В больших магнитных полях для электронов побочных эллипсоидов наблюдается переход к квантовому пределу, когда все электроны побочных эллипсоидов находятся на нулевом уровне Ландау и их энергия растет с ростом магнитного поля. В результате превышения энергии электронов побочных эллипсоидов в квантовом пределе энергии Ферми для электронов главного эллипсоида происходит перетекание электронов из побочных эллипсоидов L_2 и L_3 в главный эллипсоид L_1 . Таким образом, для полупроводникового сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ в сильном магнитном поле при $H \parallel C_2$ реализуется электронный топологический переход из трехдолинного полупроводника в однодолинный.

Авторы выражают благодарность Н.А. Родионову за выращенные монокристаллы полупроводниковых сплавов $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$.

Список литературы

- [1] G. Oelgart, R. Herrmann. Phys. Status Solidi B **58**, 181 (1973).
- [2] В.Д. Каган, Н.А. Редько, Н.А. Родионов, В.И. Польшин. ЖЭТФ **122**, 377 (2002).
- [3] Н.Б. Брандт, В.А. Кульбачинский, Н.Я. Минина. Письма в ЖЭТФ **26**, 637 (1977).
- [4] Н.Б. Брандт, С.М. Чудинов. УФН **137**, 479 (1982).
- [5] Л.А. Киракозова, Н.Я. Минина, А.В. Савин. Письма в ЖЭТФ **52**, 693 (1990).
- [6] К.И. Гейман, И.А. Драбкин, А.В. Матвиенко, Е.А. Можаяев, Р.В. Парфеньев. ФТП **11**, 846 (1977).
- [7] Б.А. Аскеров. Кинетические эффекты в полупроводниках. Наука, Л. (1970). 303 с.
- [8] Н.Б. Брандт, С.М. Чудинов. Электронная структура металлов. Изд-во МГУ, М. (1973). 332 с.
- [9] Н.А. Редько, В.Д. Каган. ФТТ **50**, 385 (2008).
- [10] Б.А. Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. Наука, М. (1985). 318 с.