

# ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ МЕЖЗОННОГО РАССЕЯНИЯ ДЫРОК $L_s$ В СПЛАВЕ $p$ - $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$

Н.А.Редько

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН  
194021, Санкт-Петербург

Поступила в редакцию 22 января 1992 г.

Время релаксации межзонного и внутризонного рассеяния носителей ( $\tau_{Mz}/\tau_{Bz} \approx 0, 2$ ) в сплаве  $p$ - $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  определено в результате анализа аномалий поведения термоэдс ( $\alpha_{22}(E_{FL})$ ) и удельного сопротивления ( $\rho_{22}(E_{FL})$ ), обусловленных межзонным рассеянием носителей основной дырочной зоны  $L_s$  в тяжелую дырочную зону  $\Sigma$ , при электронном топологическом переходе (ЭТП), и поведения  $|\alpha_{22}(E_{FL})|$  и  $\rho_{22}(E_{FL})$  при отсутствии ЭТП в сплаве  $n$ - $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ , в котором зона проводимости  $L_a$  зеркальна валентной зоне  $L_s$ .

Для валентной зоны сплавов  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  ( $0 \leq x \leq 0,15$ ) характерно близкое расположение по энергии экстремумов легких  $L_s$  и тяжелых  $\Sigma$  дырок, что позволяет реализовать ЭТП при легировании сплава акцепторной примесью (Sn), при этом уровень Ферми зоны  $L_s$  начинает проходить и через зону  $\Sigma$ <sup>1,2</sup>. Возникающие при ЭТП аномалии в поведении термоэдс и удельного сопротивления при изменении энергии Ферми дырок  $L_s$  использовались в этих работах для определения энергетического положения тяжелой дырочной зоны  $\Sigma$ . Согласно теоретическому анализу ЭТП, проведенному в работах<sup>1,3</sup>, аномальное поведение удельного сопротивления и термоэдс при ЭТП связано с включением для основных носителей заряда нового канала рассеяния - межзонного (или междолинного). Это заключение совпадает с выводами экспериментальных работ<sup>1,2,4</sup>. В работе<sup>4</sup> для материала  $\text{Bi}_{0,9}\text{Sb}_{0,1}$   $n$ -типа путем анализа температуры Дингла в экспериментах по одноосному сжатию сделана оценка соотношения времен релаксации при междолинном ( $L_a^{1,2} = L_s^3$ )  $\tau_{Mz}$  и внутрислоинном  $\tau_{Bz}$  рассеянии электронов в долинах  $L_a^i$   $0,8 \leq \tau_{Bz}^{-1}/\tau_{Mz}^{-1} \leq 3, 3$ . В настоящей статье представлен расчет времен релаксации межзонного  $\tau_{Mz}$  и внутризонного  $\tau_{Bz}$  рассеяния носителей заряда для случая валентной зоны, который проведен путем сопоставления результатов исследования термоэдс и удельного сопротивления в материале  $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$   $n$ - и  $p$ -типов при одинаковых энергиях Ферми дырок  $L_s$  и электронов  $L_a$ .

1. Измерения компонент тензора термоэдс  $\alpha_{22}(E_{FL})$  и удельного сопротивления  $\rho_{22}(E_{FL})$  в сплавах  $n$ - и  $p$ -типа ( $\vec{j} \parallel \vec{\nabla T} \parallel c_1$ ) с энергией Ферми носителей  $1 < E_{FL} < 30$  мэВ проводились в широком температурном интервале ( $2 \div 100$  К) на монокристаллических образцах в виде прямоугольного параллелепипеда с размерами  $\sim 3 \times 3 \times 30$  мм. На рисунке приведены зависимости термоэдс  $\alpha_{22}(E_{FL})$  (кривая 1, переходящая в 2 при  $E_{FL} > 15$  мэВ) и удельного сопротивления  $\rho_{22}(E_{FL})$  (кривая 3, переходящая в 4 при  $E_{FL} > 15$  мэВ) от энергии Ферми  $E_{FL}$  для легких дырок  $L_s$  сплава  $p$ - $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ . Представлены также данные о зависимости абсолютной величины термоэдс  $|\alpha_{22}(E_{FL})|$  (сплошная кривая 1) и удельного сопротивления  $\rho_{22}(E_{FL})$  (сплошная кривая 3) для сплава  $n$ - $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ , когда в явлениях переноса участвуют только электроны зоны  $L_a$ . Зоны  $L_a$  и  $L_s$  в сплавах  $n$ - и  $p$ - $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  можно считать в достаточной степени зеркальными с малой массой плотности состояний на дне зоны проводимости  $m_{dL}(0) \approx 0,036m_0$ , в то время как для тяжелой дырочной зоны  $\Sigma$   $m_{d\Sigma} \approx 0,9m_0$ . Энергетическая схема расположения экстремумов  $L_a$ ,  $L_s$ ,  $\Sigma$  в сплаве представлена на рисунке. В сплавах  $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$   $n$ -типа (легирование донорной примесью - Te) уровень Ферми располагается в зоне

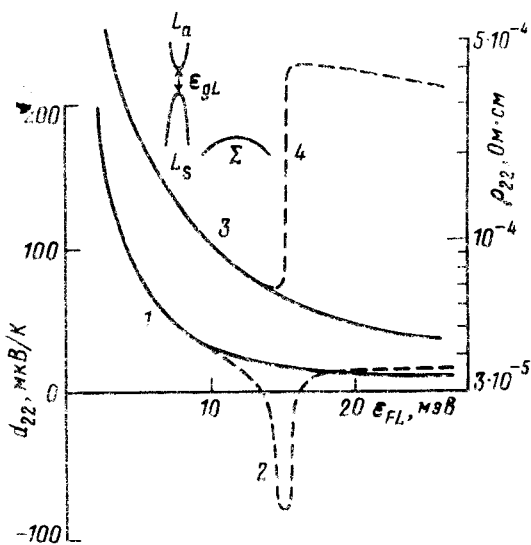


Рис. Зависимость термоэдс  $\alpha_{22}$  при  $T = 12$  К и удельного сопротивления  $\rho_{22}$  при  $T = 4$  К для сплава  $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$   $n$ - и  $p$ -типа ( $\vec{j} \parallel \vec{\nabla}T \parallel c_1$ ) от энергии Ферми  $E_{FL}$ . 1 - абсолютная величина термоэдс  $|\alpha_{22}^n(E_{FL})|$  для сплава  $n\text{-Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  (сплошная линия); 2 - термоэдс  $\alpha_{22}^p(E_{FL})$  для сплава  $p\text{-Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  ( $\alpha_{22}^p(E_{FL}) \approx |\alpha_{22}^n(E_{FL})|$  при  $E_{FL} < 15$  эВ); 3, 4 - удельное сопротивление для сплава  $n\text{-Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  (сплошная линия) и сплава  $p\text{-Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  (пунктирная линия,  $\rho_{22}^p(E_{FL}) \approx \rho_{22}^n(E_{FL})$  при  $E_{FL} < 15$  эВ). В верхней части рисунка представлена энергетическая схема расположения экстремумов  $L_n, L_s, \Sigma$  для полупроводникового сплава  $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  с энергетической щелью  $E_{gL} \approx 17,2$  эВ

проводимости  $L_n$ , а в сплавах  $p$ -типа (легирование акцепторной примесью - Sn) уровень Ферми располагается в валентной зоне  $L_s$ , или проходит через обе валентные подзоны  $L_s$  и  $\Sigma$ . Энергетическое расстояние между краями зон  $L_s$  и  $\Sigma$  в сплаве  $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  равно  $E_0 \approx 15,5$  эВ.

2. Данные для  $|\alpha_{22}(E_{FL})|$  и  $\rho_{22}(E_{FL})$  в сплавах  $n$ - и  $p$ -типа при энергиях меньших 15 эВ ложатся на единую зависимость от энергии. Резкое различие наблюдается вблизи энергии  $E_{FL} \sim 15$  эВ. При этом в сплаве  $n\text{-Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  термоэдс  $|\alpha_{22}(E_{FL})| \sim k_0T/E_{FL}$  и удельное сопротивление продолжают монотонно уменьшаться без каких либо особенностей. В сплаве  $p\text{-Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  вблизи энергии  $E_{FL} \approx 15$  эВ наблюдается ЭТП, который приводит к аномальному возрастанию удельного сопротивления  $\sim$  в 6 раз, а термоэдс при этом изменяет знак с положительного на отрицательный в пределах  $\sim k_0T$ , а затем при  $E_{FL} > 15$  эВ снова возвращается примерно к исходному значению. При этом в области ЭТП абсолютная величина аномалии термоэдс  $|\Delta\alpha|$  превосходит значение термоэдс перед ЭТП:  $|\Delta\alpha|/|\alpha_{22}| \approx 5$ .

3. Следует отметить, что знак термоэдс при конечной температуре  $\alpha \sim \langle (E - E_F)\tau \rangle$  в проводниках определяется соотношением вкладов носителей заряда, заполняющих состояния в результате температурного размытия  $k_0T$  выше и ниже поверхности Ферми (ПФ). Знак  $\alpha$  вдали от ЭТП определяется тем, что больший вклад в термоэдс дают носители заряда, расположенные над ПФ. Для дырочного проводника этот вклад положительный, а для электронного отрицательный, что и наблюдается экспериментально. При приближении уровня Ферми к краю новой полости носители над ПФ включаются в процесс межзонного рассеяния. Время релаксации для этих носителей заряда уменьшается, а для носителей под ПФ остается прежним, что и приводит к аномальной смене знака термоэдс <sup>3</sup>. При дальнейшем увеличении  $E_{FL}$  термоэдс выходит на нормальное поведение, поскольку межзонное рассеяние испытывают все носители как ниже, так и выше ПФ. В исследованном случае абсолютная величина термоэдс для сплавов  $n$ - и  $p\text{-Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  при  $15 < E_{FL} < 20$  эВ мало различается (см. рис.). Вначале ЭТП основной вклад в термоэдс сплава  $p$ -типа дают легкие дырки  $L_s$ , поскольку для них  $\sigma_L \gg \sigma_\Sigma$  и  $\alpha = (\alpha_L\sigma_L + \alpha_\Sigma\sigma_\Sigma)/(\sigma_L + \sigma_\Sigma) \approx \alpha_L$ , где  $\alpha_i, \sigma_i$  - парциальные значения термоэдс и проводимости для легких ( $L_s$ ) и тяжелых ( $\Sigma$ ) дырок. С увеличением концентрации тяжелых дырок ( $E_{FL} > 20$  эВ) растет  $\sigma_\Sigma$  и вклад их в термоэдс и удельное сопротивление становится заметным. Поэтому на экспе-

рименте значение термоэдс для сплава  $p$ -типа при  $E_{FL} > 20$  мэВ несколько больше, чем для  $n$ -типа, а удельное сопротивление при этом уменьшается.

4. Необходимо еще отметить и то, что удельное сопротивление в сплаве  $p$ -типа остается аномально большим и при  $E_{FL} > 15$  мэВ, поскольку межзонное рассеяние продолжает ограничивать проводимость носителей заряда. Если основные носители в сплаве  $p$ - $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  (легкие дырки  $L_s$ ) при ЭТП испытывают межзонное и внутризонное рассеяние ( $\tau^{-1} = \tau_{\text{вз}}^{-1} + \tau_{\text{мз}}^{-1}$ ), то электроны  $L_a$  в сплаве  $n$ - $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$  испытывают только внутризонное рассеяние. Будем считать, что время релаксации внутризонного рассеяния легких дырок  $L_s$  в сплаве  $p$ -типа при ЭТП остается равным времени релаксации внутризонного рассеяния электронов  $L_a$  в сплаве  $n$ -типа, как это было при  $E_{FL} < 15$  мэВ. По величине удельного сопротивления  $\rho = m_{dL}(E_{FL})\tau^{-1}/ne^2$  в сплавах  $n$ - и  $p$ -типа при энергии  $E_{FL} \geq 15,5$  мэВ можно вычислить время релаксации межзонного и внутризонного рассеяния:  $\tau_{\text{вз}}^{-1} = \rho_{22}^n ne^2/m_{dL}(E_{FL})$ ,  $\tau_{\text{мз}}^{-1} = \rho_{22}^p pe^2/m_{dL}(E_{FL}) - \tau_{\text{вз}}^{-1}$ . Здесь  $m_{dL}(E_{FL}) = m_{dL}(0)(1 + 2E_{FL}/E_{gL})$ , масса плотности состояний электронов на дне зоны проводимости  $m_{dL}(0) = 3^{2/3}(m_1 m_2 m_3)^{1/3} \simeq 0,036m_0$  определялась с использованием параметров энергетического спектра электронов сплава  $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ <sup>5</sup>,  $E_{FL} = E_{gL}((1 + 2\hbar^2(3\pi^2 n)^{2/3}/m_{dL}(0)E_{gL})^{1/2} - 1)/2$ . Для  $E_{FL} = 16$  мэВ расчет дает  $\tau_{\text{вз}}^{-1} \simeq 2,8 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $\tau_{\text{мз}}^{-1} \simeq 1,6 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Время релаксации межзонного рассеяния носителей заряда можно также оценить по величине термоэдс в области ЭТП<sup>3</sup>. Согласно<sup>3</sup>,  $|\Delta\alpha|/|\alpha_{22}| \sim (E_0/\hbar \cdot \tau_{\text{мз}}^{-1})^{1/2}$ , где  $E_0$  - энергетическое расстояние между краями зон  $L_s$  и  $\Sigma$ . Значения времени релаксации межзонного рассеяния, найденные по аномалии термоэдс и удельному сопротивлению, оказались достаточно близкими.

Таким образом, сопоставление результатов, полученных на сплавах  $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$   $n$ - и  $p$ -типа показало существенную роль для явлений переноса межзонного рассеяния легких и тяжелых дырок ( $L_s \rightleftharpoons \Sigma$ ) внутри валентной зоны в области ЭТП и позволило определить соответствующие времена релаксации для межзонного и внутризонного рассеяния дырок  $L_s$ . При этом отношение  $\tau_{\text{мз}}/\tau_{\text{вз}} \simeq 0,2$ .

В заключение автор выражает благодарность Н.А.Родионову и В.И.Польшину за выращенные монокристаллы сплавов, В.И.Белицкому за обсуждение результатов.

- 
1. О.С.Грязнов, Г.А.Иванов, Б.Я.Мойжес и др., ФТТ **24**, 2335 (1982).
  2. Н.А.Редько, Н.А.Родионов, Письма в ЖЭТФ **42**, 246 (1985).
  3. В.И.Белицкий, ФТТ **30**, 814 (1988).
  4. Л.А.Киракозова, Н.Я.Минина, А.М.Савин, Письма в ЖЭТФ **52**, 693 (1990).
  5. Н.А.Редько, В.И.Польшин, В.В.Косарев, Г.А.Иванов, ФТТ **25**, 3138 (1983).