

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ $n\text{-Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$

С.А. АЛИЕВ, А.А. МОВСУМ-ЗАДЕ, С.С. РАГИМОВ

Институт Физики АН Азербайджана
370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

Проведено экспериментальное исследование электрических свойств трех образцов $n\text{-Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$, легированных Te (0.01 ат.%; 0.1 ат.% и 0.2 ат.%) с концентрациями электронов $n_1=4,43 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_2=3,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $n_3=5,17 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, соответственно. Обнаружено anomальное возрастание коэффициента Холла (R) для температур выше 90 К, 140 К и 155 К (для трех образцов соответственно). Для образца с n_1 зависимость $R(T)$ проходит через максимум при $T = 240 \text{ К}$.

В рамках однозонной модели с учетом непараболичности зоны проводимости проведены расчеты для Холл-фактора A_H и R . Удовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными данными было достигнуто в предположении изменения ширины запрещенной зоны согласно: $\epsilon_g = -15.7 + 2.661 \cdot 10^{-3} T - 2.123 \cdot 10^{-4} T^2 \text{ (meV)}$.

Введение

Одной из особенностей электрических свойств полупроводников с вырожденным одним типом носителей заряда является возрастание коэффициента Холла ($R(T)$) или наличие у него максимума в зависимости от температуры, что соответствующим образом отражается и на других кинетических свойствах [1-5].

Однако, несмотря на внешнее сходство температурного хода $R(T)$, физические причины, обуславливающие данное явление совершенно разные: проводимость по примесной зоне, расположенной в зоне проводимости [1,2] или наличие квазилокальных примесных уровней в запрещенной зоне [3]; снятие вырождения электронного газа, в случае рассеяния на ионизированных примесях; влияние более тяжелой зоны, расположенной выше зоны проводимости (или валентной зоны) [4,5] и др.

Данная работа посвящена выявлению природы возрастания $R(T)$ и прохождения его через максимум в сильнолегированных твердых растворах $n\text{-Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$.

Эксперименты

Монокристаллы $n\text{-Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ были выращены методом Чохральского на установке, описанной в [6]. Измерения коэффициентов электропроводности

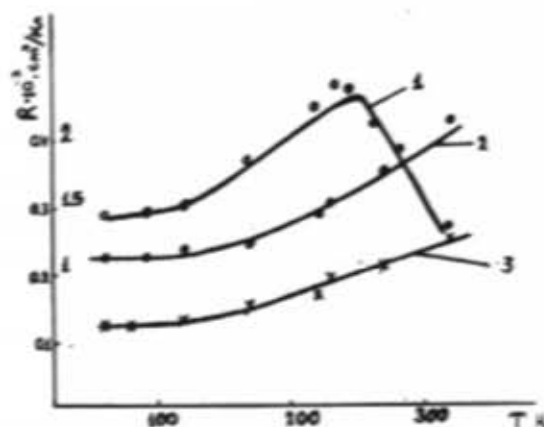


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента Холла для: 1 - $n = 4,43 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($m_{0x}R = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{Кл}$ при $T = 240 \text{ К}$); 2 - $n = 3,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и 3 - $n = 5,17 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

$\sigma(T)$, Холла $R(T)$ и термоэдс $\alpha(T)$ проводились на трех образцах $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$, легированных теллуром, с концентрациями $n_1=4,43 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_2=3,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $n_3=5,17 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. На рис.1 представлены зависимости $R(T)$. Как видно, $R(T)$ увеличивается с $T=140 \text{ К}$ и 155 К для образцов n_2 и n_3 , а для образца с n_1 - с $T = 90 \text{ К}$ и при $T = 240 \text{ К}$ проходит через максимум.

Обсуждение результатов

Для объяснения полученных экспериментальных данных рассмотрим имеющиеся модели [1-5].

В [1,2] показано, что в кристаллах GaAs и InP с $n=10^{17} \text{ см}^{-3}$ из-за проводимости по примесной зоне, расположенной в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости, на температурной зависимости $R(T)$ при $T < 100 \text{ К}$ наблюдается возрастание и прохождение через максимум. В образцах с $n \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ R от T не зависит, т.е. с наступлением вырождения аномалия исчезает (примесная зона сливается с дном зоны проводимости). В этом случае прохождение $R(T)$ через максимум можно описать следующим образом: донорные уровни расположенные на расстоянии ΔE от дна зоны проводимости ведут себя как ловушки собственных электронов и в интервале температур, в котором идет процесс улавливания собственных электронов - уровень Ферми входит в эту зону и осуществляется проводимость по примесной зоне, происходит уменьшение n (возрастание R). После насыщения примесных уровней с дальнейшим повышением $T (kT \geq \Delta E)$ начинается генерация электронов с примесной зоны и R начинает уменьшаться, т.е. проходит через максимум. В случае проявления проводимости по примесной зоне наблюдается и гигантское отрицательное магнитосопротивление, особенно на $\rho_L(T)$. При высоких концентрациях примесей ΔE уменьшается за счет расширения примесной зоны, которая приближается к зоне проводимости и сливается с ней.

Анализ полученных экспериментальных данных по $R(T)$ и другим кинетическим коэффициентам для $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ указывает на отсутствие отрицательного магнитосопротивления и других аномалий, связанных с этим процессом. Кроме этого, в таком узкозонном полупроводнике как $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ вероятность образования подобной примесной зоны мала.

В случае наличия квазилокальных уровней, расположенных в зоне проводимости, они, начиная с температуры соответствующей условию $kT \geq \Delta E$, также играют роль ловушек для электронов проводимости. При этом R растет с температурой. Когда kT достигает значений достаточных для их ионизации, концентрация вновь растет и R уменьшается. Характерной особенностью квазилокальных уровней в зоне проводимости является то, что при их достижении уровнем Ферми концентрация стабилизируется, т.е. дальнейшее введение примесей или повышение T не приводит к росту концентрации свободных электронов. Такое явление наблюдалось в PbTe , легированном In [3]. Однако, в нашем случае, по мере введения примесей, концентрация электронов изменяется пропорционально концентрации введенных примесей Te (от $4.43 \cdot 10^{18}$ до $5.17 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), не имея при этом даже тенденции к стабилизации. Следовательно, для $n\text{-Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ отпадает и эта модель. В работах [4,5] максимум по $R(T)$ объяснен наличием в зоне проводимости зоны тяжелых электронов и тяжелых дырок, расположенных на высоте ΔE от дна зоны проводимости и потолка основных зон. В этом случае роль вышележащей зоны в проводимости проявляется при достаточно высоких концентрациях электронов, когда уровень Ферми подходит близко ко дну этой зоны и осуществляется переход легких электронов в зону тяжелых, что приводит к уменьшению концентраций (росту R). При дальнейшем повышении T уровень Ферми E_F входит в тяжелую зону, происходит выравнивание в обеих зонах и к некоторому интервалу T стабилизируется η и n (nR). Только с наступлением области собственной проводимости R падает. Если собственная область наступает не при очень высокой T , то кривая $R(T)$ имеет острый максимум.

По аналогии [5] было предположено, что в зоне проводимости $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ существует зона тяжелых электронов $L_{\tau,2}$, и наблюдаемый ход $R(T)$, в таком случае, связан с движением η и изменением расстояния между зоной проводимости легких и тяжелых электронов ϵ_g . Чтобы достичь согласия экспериментальных данных с расчетными кривыми, подбирались всевозможные значения ΔE , ϵ_g и их температурных зависимостей. Однако, достичь какого-либо согласия (хотя бы качественного) так и не удалось.

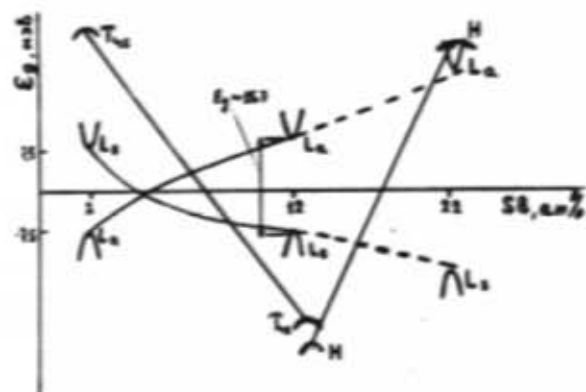


Рис.2. Диаграмма смещения энергетических максимумов в зависимости от концентрации Sb для $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$.

Было обращено внимание на узкую ширину запрещенной зоны ϵ_g (рис.2) и ее температурную зависимость. Известно, что степень непараболичности и ее влияние на кинетические коэффициенты обратно пропорциональны энергетическому расстоянию между зоной проводимости L_2 и зоной L_1 легких дырок. Поэтому было рассмотрено влияние сильной непараболичности зоны проводимости на коэффициент Холла.

Известно, что в полупроводниках с одним типом носителей заряда в слабом магнитном поле имеет место

$$R = A_r / e \cdot n \quad (1)$$

где $A_r = ((\hbar/m^*)^2) / (\tau/m^*)^2$ - Холл-фактор, τ - время релаксации носителей заряда. Как видно, изменение R при $n = \text{const}$ может происходить за счет изменения $A_r(T)$. В случае неквадратичного закона дисперсии, в рамках однозонной модели A_r выражается как

$$A_r(\eta^*, \beta) = I_{\beta/2,0}^0 \times I_{2r+\beta/2,4}^0 / (I_{r-1,2}^0)^2 \quad (2)$$

Видно, что A_r сильно зависит от степени непараболичности $\beta = \kappa T / \epsilon_g$ и параметра рассеяния r .

Результаты расчета для образцов с $n = 3.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $n = 5.17 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ представлены на рис.3. Как видно, с увеличением T (по мере снятия вырождения электронного газа) при всех видах механизма рассеяния A_r , начиная с температур $T = 140$ и 155 К соответственно, начинает расти, причем наиболее резкая зависимость наблюдается при рассеянии электронов на акустических фононах. Анализ представленных кривых показывает, что при постоянном T с ростом n , независимо от механизма рассеяния, A_r уменьшается. В сильнолегированных образцах и при низких температурах $A_r \rightarrow 1$. Также видно, что начало роста $A_r(T)$ с повышением n смещается в сторону высоких T . Полученные значения A_r дают основание считать, что наблюдаемые особенности $R(T)$ связаны с сильной непараболичностью зоны проводимости $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$. Безусловно, на количественные данные A_r оказывает

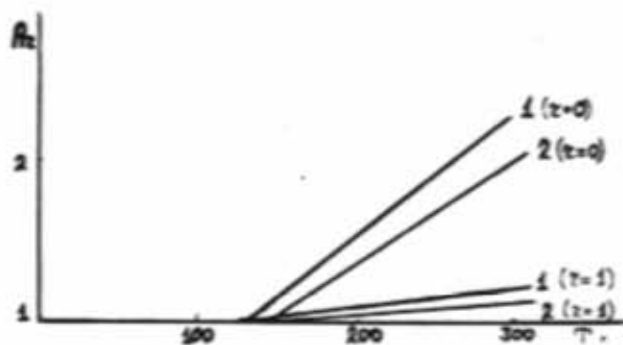


Рис.3. Температурная зависимость Холл-фактора для: 1 - $n = 3.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, 2 - $n = 5.17 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

существенное влияние и температурная зависимость ϵ_g . Следует заметить, что наши эксперименты хорошо согласуются с расчетными кривыми в случае, когда $\epsilon_g(T)$ изменяется по закону $\epsilon_g = -15,7 + 2,661 \cdot 10^{-3} T - 2,123 \cdot 10^{-4} T^2$

(meV). Подставляя полученные данные $A_r(T)$ в (1), мы рассчитали $R(T)$.

На анализе данных $R(T)$ для образца с $n_1=4,43 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ следует остановиться особо, поскольку идентичные расчеты для него приводят к сильному расхождению с экспериментом (расчетная кривая проходит намного выше экспериментальной). Такое расхождение можно объяснить двумя причинами: с уменьшением концентрации электронов механизм рассеяния становится смешанным; в образцах с $n_1=4,43 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ сказывается наступление смешанной проводимости. В пользу последней причины свидетельствуют два фактора: при $T=240 \text{ K}$ R проходит через острый максимум; концентрация собственных дырок в указанной области T для $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ одного порядка с n . Поэтому для рассматриваемого образца учтено влияние на проводимость валентной зоны.

Согласно двухзонной модели

$$R = \frac{R_2^2 \sigma_2^2 (1 + \sigma_0^2 R_0^2 B^2) + R_0^2 \sigma_0^2 (1 + \sigma_0^2 R_0^2 B^2)}{(\sigma_2 + \sigma_0)^2 + \sigma_2^2 \sigma_0^2 B^2 (R_2 + R_0)^2} \quad (3)$$

$$\text{где } R_i = \frac{A_r^{(i)}}{n_i e}, \quad \sigma_i = e n_i \mu_i.$$

Собственная концентрация вычислялась согласно закону действующих масс

$$n = 4 \cdot 84 \cdot 10^{15} (m_n^* m_p)^{3/4} T^{3/2} e^{-e_g/2kT} \quad (4)$$

Результаты расчета представлены на рис.1 в виде сплошной кривой. Хорошее согласие достигается при значениях зонных параметров, использованных в вышеприведенных расчетах.

- [1] S.A. Aliev, F.P. Kesamanly, T.S. Lagunova and D.N. Nasledov. Phys. Stat. Sol. 1966, 17, 105.
 [2] O.V. Emelyanenko, T.S. Lagunova, D.N. Nasledov and G.N. Talalakin. Fiz. Tverd. Tela 1965, 7, 1315.
 [3] A.A. Аверкин, В.И. Кайданов, Р.Б. Мельник. ФТП, 1971, т.5, в.1, с. 91.

- [4] А.А. Андреев, В.Н. Родионов. ФТП, 1967, т. 1, в.1, с.183.
 [5] С.А. Алиев, Д.А. Багиров, С.А. Зейналов. Неорг. матер. 1988, т. 24, с. 1212.
 [6] G.R. Cronin, E.J. Morvov, O. Wilson. J. Electrochem. Soc. 1963, 110, p. 582.

S.A. Əliyev, A.Ə. Mövsümzadə, S.S. Rəhimov

n-Bi_{0,88}Sb_{0,12}-DƏ ELEKTRİK XASSƏLƏRİNİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

0,01, 0,1 və 0,2 at.% Te ilə aşqarılanmış və konsentrasiyaları $n_1=4,43 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_2=3,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ və $n_3=5,17 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ olan üç n-Bi_{0,88}Sb_{0,12} nümunələrində elektrik xassələri tədqiq olunmuşdur. 90 K, 140 K və 155 K temperaturlardan başlayaraq Xoll əmsalının temperaturdan asılılığının anomal artması müşahidə olunmuşdur. n_1 nümunəsi üçün $R(T)$ asılılığı $T=240 \text{ K}$ -də maksimumdan keçir. Bırzonalı modelə əsaslanaraq, keçiricilik zonasının qeyri-parabolik olmasını nəzərə alaraq, Xoll faktoru A_r və R hesablanmışdır. Hesablamaların təcrübi nəticələrlə yaxşı uzlaşması ϵ_g -nin $\epsilon_g=15,7+2,661 \cdot 10^{-3} T-2,123 \cdot 10^{-4} T^2$ qanunu ilə dəyişməsi halında alınır.

S.A. Aliev, A.A. Movsum-zadeh, S.S. Ragimov

PARTICULARITY OF ELECTRICAL PROPERTIES OF n-Bi_{0,88}Sb_{0,12}

The experimental investigation of electrical properties of three n-Bi_{0,88}Sb_{0,12} samples doped by Te up to 0.01, 0.1 and 0.2 at.% with concentrations $n_1=4,43 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n_2=3,7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and $n_3=5,17 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ respectively was carried out. The anomaly rise of Hall coefficient with T , since 90 K, 140 K and 155 K was observed. The $R(T)$ dependence passes through maximum at $T=240 \text{ K}$ for n_1 -sample. Taking into account the unparabolism of conduction band, in one-band model it was made the calculation of Hall factor A_r and R . The satisfactory agreement with experimental data and calculations was achieved for case if ϵ_g changed by $\epsilon_g=15,7+2,661 \cdot 10^{-3} T-2,123 \cdot 10^{-4} T^2$ (meV).

Дата поступления: 17.10.97

Редактор: Д.Ш. Абдинов