

Свойства Плёночных Монокристаллов в Магнитном Поле

Иван ПОПОВ, Евгений МОЛОШНИК, Геннадий РАСТЕГАЕВ
Институт Инженерной Электроники и Нанотехнологий
ros_tov@mail.ru

Abstract — Приведены экспериментальные результаты исследования температурных зависимостей магнитосопротивления $R(H)$, $(H \perp I)$, эффекта Холла в интервале температур 77 – 300 К, плёночных монокристаллов сплавов $Bi_{0,88}Sb_{0,12}$ различных толщин, выращенных методом зонной плавки под защитным слоем. Рассчитаны значения подвижностей и концентрации носителей заряда в рамках двузонной модели, при использовании формул справедливых для области слабых магнитных полей. Показано, что поведение температурных зависимостей концентрации носителей заряда в двойном логарифмическом масштабе свидетельствует о наличии полупроводниковых свойств в образцах $Bi_{0,88}Sb_{0,12}$ малых толщин, и подтверждается зависимостью энергетической щели от диаметра монокристаллических плёнок.

Index Terms — Монокристаллические плёнки, висмут – сурьма, концентрация носителей, эффект Холла, магнитосопротивление, подвижность.

I. ВВЕДЕНИЕ

Сплавы висмут – сурьма, образующие непрерывный ряд твёрдых растворов, являются важным термоэлектрическим материалом. Большие перспективы для их практического применения открывает возможность изменения параметров зонного спектра под воздействием деформации давления, магнитного поля или легирования. Плавное увеличение концентрации сурьмы начиная от чистого висмута приводит к переходу полуметалл – полупроводник и обратно в интервале составов 6 – 22% Sb. При этом максимальное значение ширины запрещённой зоны (ΔE) составляет около 25meV, для состава $Bi_{0,88}Sb_{0,12}$ [1 – 3]. Использование размерноограниченных объектов, таких как плёнки или тонкие нити расширяет возможности видоизменения зонного спектра. В тоже время мозаичные плёнки толщиной 0,8 μm и ниже, в указанном выше интервале концентраций не проявляют полупроводниковых свойств характерных для массивных образцов. В [3] данный факт объяснялся ростом концентрации носителей заряда вследствие изгиба зон вблизи поверхности плёнки. Чем меньше толщина образца тем выше концентрация носителей и тем сильнее данный эффект проявляется. Это может исключить возможность их применения в некоторых областях микроэлектроники. Поэтому исследование структурно более совершенных плёночных монокристаллов является актуальной задачей.

II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Плёночные монокристаллы сплавов Bi_xSb_{1-x} ($0 \leq x \leq 0,16$) выращивались методом зонной плавки под защитным слоем [4,5]. На слюду в качестве заготовки методом термического испарения в вакууме [6]

напылялись мозаичные или мелкодисперсные плёнки висмута или сплавов висмут – сурьмы соответствующей конфигурации, толщины и состава. В качестве испарителя применялась танталовая лодочка, а температура подложки варьировалась в пределах от 20 до 125°C. Мозаичные заготовки впоследствии подвергались дополнительному отжигу при температуре 250 К в течение часа. На поверхность плёнки с целью предотвращения окисления и свёртывания плёнки в капли силами поверхностного натяжения во время движения расплавленной зоны, так же термическим испарением в вакууме, наносилось защитное покрытие KBr или CsI. Его толщина составляла 1 – 4 мкм.

Полученная заготовка загружалась в установку для проведения перекристаллизации [4]. Скорость движения зоны расплава составляла от 10 до 2 мм/час в зависимости от состава выращиваемого образца. В качестве нагревателя использовалась нихромовая проволока диаметром 0,3 мм. Сам процесс зонной перекристаллизации проходил в атмосфере аргона.

Этим способом были получены образцы плёночных монокристаллов сплавов Bi_xSb_{1-x} ($0 \leq x \leq 0,16$) толщиной от 0,35 мкм до 3 мкм. Хотя плёночные монокристаллы выращивались без затравки, почти во всех случаях плоскость скола (111) располагалась параллельно подложке [5], то есть ось C_3 была перпендикулярна подложке и плоскости плёнки.

Полученные образцы Bi и сплавов $Bi_{1-x}Sb_x$ ($0 \leq x \leq 0,16$) не имели блочной структуры как мозаичные плёнки, а представляли собой сплошной плёночный монокристалл. О структурном совершенстве данных образцов в частности свидетельствует дифрактограмма плёночного монокристалла висмута (рис.1) толщиной 0,96 мкм. На рис.2 представлена травленная поверхность этого же образца. Фигуры травления, которые наблюдаются на плёночном монокристалле висмута по

всей поверхности (см. рис. 2), представляют собой по форме равносторонние треугольники, имеющие одинаковую направленность на всей плоскости кристалла, что подтверждает ориентацию оси C_3 перпендикулярно плоскости плёнки.

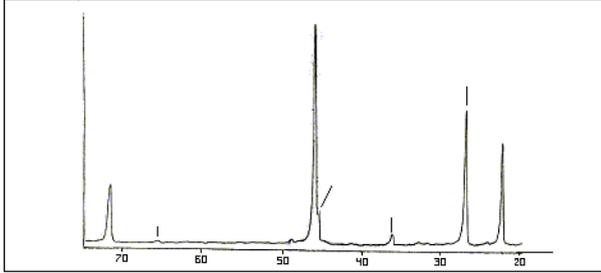


Рис. 1

Дифрактограмма тонкой плёнки Bi на слюде (ДРОН – УМ1 CuKα-излучение, Ni фильтр).



Рис. 2

Фотография травленной поверхности плёночного монокристалла висмута на слюде. (X 450).

III. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для двух образцов плёночных монокристаллов $Bi_{0.88}Sb_{0.12}$ различной толщины 0,7 μm и 1,2 μm были исследованы магнитосопротивление и эффект Холла. Измерения проводились в интервале температур от 77 до 300 К а величина магнитного поля составляла 0,2 Т (рис.3 а,б). В работе [5] показано, что в плёночных монокристаллах $Bi_{0.88}Sb_{0.12}$ сопротивление возрастает при понижении температуры как на рис. 3а, проявляет полупроводниковый характер поведения, а ΔE возрастает с уменьшением диаметра. В статье [3] показано, что на зависимостях $R(T)$ рост сопротивления при понижении T незначительный. Значения коэффициента Холла близки друг к другу в обоих случаях.

На основании полученных результатов были рассчитаны и построены температурные зависимости подвижностей электронов и дырок (см. рис. 4) и концентрации носителей заряда. Расчёты проводились с использованием двухзонной модели [7] скомпенсированного полуметалла при использовании формул, справедливых для области слабых магнитных полей:

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} = en(\mu_e + \mu_h) \\ R_x = \frac{1}{en} \frac{\mu_h - \mu_e}{\mu_h + \mu_e} \\ \frac{\Delta\rho}{\rho H^2} = \mu_e \mu_h \end{cases}$$

где

μ_h и μ_e – подвижность электронов и дырок,

ρ – магнитосопротивление,

H – напряжённость магнитного поля,

e – заряд электрона,

n – концентрация носителей заряда.

Следует отметить, что различие в величине подвижности между электронами и дырками составляет не более 20 – 25%. Этот результат согласуется с данными работы [8] где было показано, что подвижности электронов превосходят подвижности дырок в плёнках не более чем в 1,5 раза. Такое соотношение может объясняться рассеянием носителей поверхностью, т. е. проявлением размерного эффекта, а так – же рассеянием электронов на флуктуациях толщины плёночного монокристалла[9].

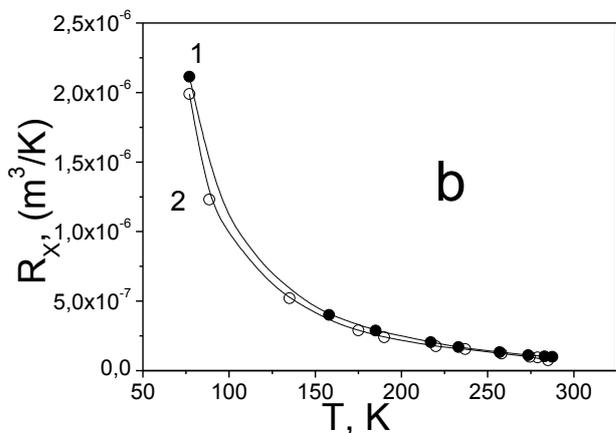
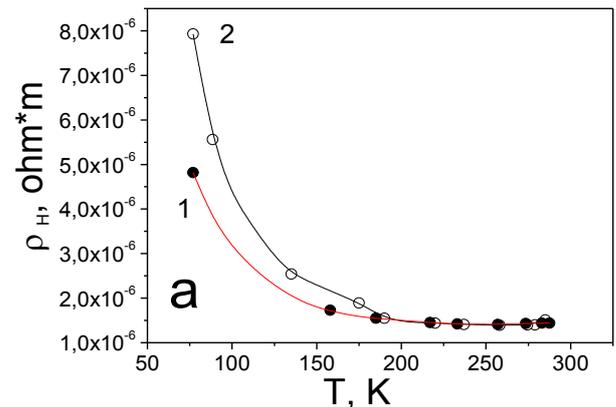


Рис. 3

Температурные зависимости удельного магнитосопротивления (а) и коэффициента Холла (б) плёночных монокристаллов 1 – 0,7 μm , 2 – 1,2 μm .

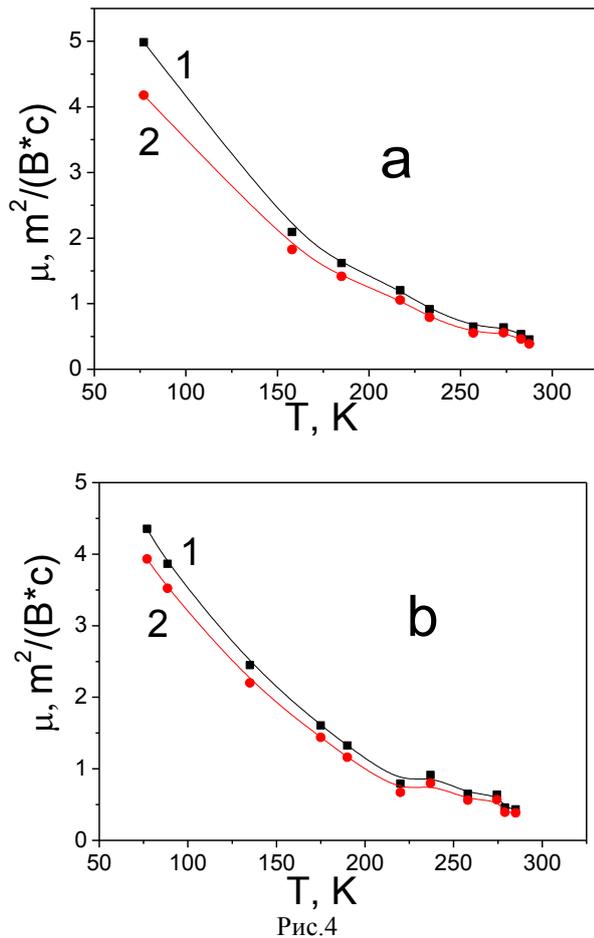


Рис.4

Температурные зависимости подвижности электронов (1) и дырок (2) плёночных монокристаллов и 0,7 μm (a) 1,2 μm (b).

На рис. 5 приведены температурные зависимости концентрации носителей заряда в пленочных монокристаллах $Bi_{0.88}Sb_{0.12}$. Исследуемые образцы имели толщины 0,7 μm и 1,2 μm. Полученное изменение концентрации носителей с температурой, в билогарифмических координатах, имеет линейный характер и может быть описано соотношением:

$$n = AT^\gamma$$

где A некоторая константа. Для монокристаллических образцов чистого висмута и мозаичных плёнок $Bi_{0.88}Sb_{0.12}$, полученных методом термического испарения с последующим отжигом, концентрация меняется по закону близкому к $n \sim T^{3/2}$ [3,10]. У исследованных нами плёночных монокристаллов $Bi_{0.88}Sb_{0.12}$ коэффициент γ принимает значения 2,3 и 2,1 для образцов толщиной 1,2 μm и 0,7 μm соответственно.

Таким образом, закономерность роста концентрации носителей заряда с температурой заметно отличается от зависимости $T^{3/2}$ характерной для металлов и полуметаллов, и наблюдаемой в монокристаллических образцах чистого висмута или мозаичных плёнок полупроводниковых сплавов $Bi_{1-x}Sb_x$ в том числе

состава $Bi_{0.88}Sb_{0.12}$.

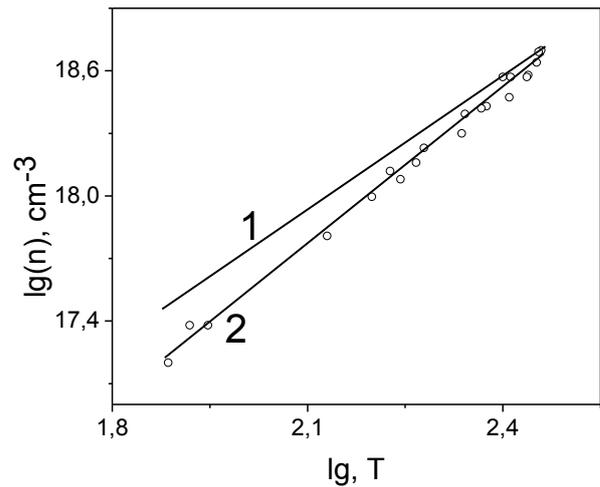


Рис. 5

Температурная зависимость концентрации носителей заряда в плёночных монокристаллах $Bi_{0.88}Sb_{0.12}$ 1 – $d=0.7 \mu m$, 2 – $d=1.2 \mu m$ в двойном логарифмическом масштабе.

В случае равенства концентрации электронов и дырок в образце ($n \approx p$) связь концентрации носителей с температурой выражается:

$$n = p = \frac{2(2\pi\sqrt{m_n m_p} kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$$

Очевидно, что если энергетическая щель между зонами отсутствует или близка к нулю то $n \sim T^{3/2}$ [10], что реализуется в монокристаллах чистого висмута и мозаичных плёнок $Bi_{0.88}Sb_{0.12}$. Отличия в зависимостях $n = f(T)$, характерные для пленочных монокристаллов $Bi_{0.88}Sb_{0.12}$, где $\gamma \approx 2,2$, могут быть объяснены влиянием экспоненты. Иными словами в

выражении $e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$ величина ΔE должна быть отличной от нуля. В свою очередь это свидетельствует о наличии в образцах пленочных монокристаллов данного состава полупроводниковых свойств. Это согласуется с результатами работы [11], где на основе зависимостей $\rho(1/T)$ по наклону экспоненциального участка были рассчитаны значения ширины запрещённой зоны. С уменьшением толщины образца величина ΔE возрастает, от значения 24 meV ($d \sim 1.5 \mu m$) и до 40 meV ($d \sim 0.1 \mu m$) что является проявлением квантового размерного эффекта, который согласно работам [12,13] может проявляться исключительно в монокристаллических образцах.

IV. ВЫВОДЫ

Методом зонной плавки под защитным слоем (KBr;CsI) получены плёночные монокристаллы состава

$\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x}$ ($0 \leq x \leq 0,16$) на слюде.

Установлено, что в плёночных монокристаллах $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ реализуется полупроводниковое состояние вплоть до толщин 0,6 μm , в отличие от мозаичных образцов этого же состава, в которых полупроводниковое состояние при столь малых толщинах не наблюдалось. Этот факт подтверждается зависимостью щели ΔE от толщины и особенностями температурной зависимости концентрации носителей заряда в исследованных образцах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была выполнена при поддержке гранта 15.818.02.09А.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Sain A. L. Phys. Rev. 1959.114. p 1518-1539.
- [2] Алексеева В. Г., Заец Н. Ф., Кудряшова А. А., Ормонт А. Б.//ФТП. 1976. 10. С 2243 – 2247.
- [3] Никитин Ю. В., Бухштаб Е. Н. Комник Ю. Ф.// Ф.Н.Т. 1978. 4. с. 1440-1452.
- [4] Комаров В. А., Попов И. А., Грозав А. Д./ Известия АН ССРМ. Физика и техника. 1991г. №2.
- [5] Попов А. М., Попов И. А. / Вестник Приднестровского Университета. 1997. №2.
- [6] Volklein F., Kessler E./Phys. Stat. Sol.(b). 1986. V 351. P 351 – 362.
- [7] Е. Н. Бухштаб. Ю. Ф. Комник, Ю. В. Никитин. // Ф.Н.Т., 1977, 3, с. 755 – 761.
- [8] В. М. Абросимов, Б. Н. Егоров, В. А. Карандашев, М. А. Крыкин. // Радиотехника и Электроника. 1973, №7, с. 1449 – 1458.
- [9] Sinyavskii, E. P., and Khamidullin, R. A., Peculiarities of electric conduction of parabolic quantum well in magnetic field., Fiz. Techn. Poluprov., 2002, vol. 36 p. 489.
- [10]Иванов Г. А. К расчёту концентрации и подвижности носителей тока в висмуте. ФТТ, 6, вып. 3, с. 938-940.
- [11]Попов А. М., Попов И. А. / Buletinul Academiei de Ştiinţe a Republicii Moldova. Fizica şi tehnica. 1996. №3 с. 3 – 7.
- [12]Сандомирский В.Б., «Квантовый эффект размеров в плёнке полуметаллов», Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1967, т. 52, с. 158-166.
- [13]Фальковский Л.А. Кинетические явления у поверхности металла. Поверхность. 1982, т. 7, с. 13-25.