

Институт физических проблем им. Капицы РАН

Выпускная квалификационная работа на
степень бакалавра

«Исследование электронных транспортных
свойств висмутовых пленок»

Студент 822 гр. П. С. Кириллов

Научный руководитель:

к. ф. м. н. В. В. Завьялов

Москва, 2012 г.

Аннотация

Работа посвящена исследованию тонких пленок висмута, полуметалла V группы. В работе экспериментально исследованы транспортные свойства висмута: измерены сопротивление Холла, магнетосопротивление, электропроводность пленок в диапазоне температур 78-300К, рассчитаны концентрации носителей в зависимости от температуры. Проанализировано влияние размерного эффекта, кристаллографических особенностей, и специфики получения образцов на экспериментальные результаты. Обсуждается возможность наблюдения перехода полуметалл-полупроводник на пленках.

Содержание:

| | |
|--|-----------|
| Цели работы | 2 |
| Введение | 3 |
| Формализация задач исследования | 4 |
| Теория | |
| Объемные свойства Висмута | 6 |
| Электронная структура объемного висмута..... | 7 |
| Физические особенности тонких висмутовых пленок..... | 9 |
| Постановка эксперимента | |
| Работа с образцами | 13 |
| Методика измерений..... | 20 |
| Результаты эксперимента | 25 |
| Результаты работы | 29 |
| Выводы | 30 |
| Список литературы | 31 |

1) Цели работы

В рамках проекта по созданию термочувствительных тонкопленочных элементов для однопиксельных и многопиксельных приемников ИК излучения была разработана методика по напылению

тонких пленок висмута различной толщины на различных типах подложек: полиимиде, кремнии, слюде. Для использования пленок висмута в качестве приемника излучения важно изучить транспортные свойства экспериментальных образцов и определить оптимальные характеристики по их изготовлению как приемников излучения. На сегодняшний день, тонкие пленки висмута также вызывают научный интерес, в связи со спецификой их электронной структуры, и открытыми проблемами, такими как экспериментальное наблюдение перехода полуметалл-полупроводник. Целью работы является экспериментальное исследование транспортных характеристик образцов различной толщины, напыленных на полиимиде, в диапазоне температур от комнатной до азотной. Результаты экспериментов важны для анализа оптических спектров, являющихся ключевыми параметрами для характеристики качества приемника ИК излучения.

2) Введение

Пленки висмута по многим физическим свойствам отличаются от своих объемных аналогов. Различия электронных свойств пленок разной толщины также значительны. Это связано с тем, что висмут обладает специфичной зонной структурой. В висмуте существуют электронные и дырочные состояния, пересекающие уровень Ферми. С уменьшением толщины пленки усиливается влияние квантового размерного эффекта, увеличивается роль поверхности. Отдельным фактором, влияющим на структуру и транспортные свойства пленок, является технология получения образцов.

Создание поверхности требует разрывания атомных связей. В большинстве металлов, ковалентная связь играет незначительную роль. Эффект от разрыва связей мал и поверхностные свойства идентичны объемным, хотя локализованные поверхностные электронные состояния могут существовать. В полупроводниках, создание поверхности, обрыв связей, приводит к образованию полузаполненных, и, следовательно, металлических зон. Однако,

оказывается, что в большинстве полупроводников атомы перестраиваются, устраняя обрыв связей, и поверхность снова становится полупроводником. С одной стороны, полуметаллы как висмут близки, к тому, чтобы быть полупроводниками, поскольку есть большая направленность связей, а валентная зона и зона проводимости почти разделена щелью. С другой стороны, было обнаружено маленькое перекрытие между зонами в нескольких точках зоны Бриллюэна, поэтому этот материал является металлом. Этот баланс - быть между полупроводником или металлом, зависит от деталей строения, внешних параметров таких как приложенное давление, и можно ожидать, что на поверхности баланс будет нарушаться. В последних работах[1], говорится о наблюдении перехода полуметалл-полупроводник при толщине пленки около 300Å. Однако, этот результат оспаривается, поэтому на данный момент вопрос о наблюдении перехода полуметалл-диэлектрик на висмутовых пленках остается открытым.

Случай металлической поверхности у полуметалла интересен тем, что может быть описан в модели двумерного металла. Также, открытым вопросом является существование металлических состояний электронов в случае поверхности, созданной без разрыва ковалентных связей. Точное понимание поверхностных свойств электронной структуры поверхности требует рассмотрения спин-орбитального взаимодействия, которое дает расщепление зон поверхностных состояний согласно направлению спина. Спин-орбитальное взаимодействие – сильное, и многие особенности электронной структуры поверхности висмута могут быть осмыслены как следствие сильного расщепления зон, с одной стороны, а с другой – отсутствие расщепления в некоторых точках с высокой симметрией на поверхности зоны Бриллюэна.

3) Формализация задач исследования

- Сформулировать предположения касательно физических свойства образцов, учитывая особенности технологии их напыления и условия эксперимента. Ключевыми параметрами являются:

- Качество кристаллической структуры пленки
- Равномерность напыления
- Влияние подложки
- Влияние дефектов и примесей
- Влияние контакта с воздухом, жидким азотом
- Влияние токового перегрева
- Влияние изгиба образца (тензоэффект)

Также важно изучить влияние эффектов, связанных с малостью толщины образцов:

- Размерный эффект
- Электронные свойства поверхности

Для проведения экспериментов по измерению сопротивления Холла, магнитосопротивления, на висмутовой пленке требуется:

- Разработать конструкцию маски для напыления экспериментальных образцов и контактных площадок, которые должны удовлетворять технологическим возможностям установки для напыления, а на полученных образцах было осуществимо измерять одновременно и эффект Холла и магниторезистивный эффект

- Собрать экспериментальную установку для снятия измерений с напыленных образцов. Необходимы:

- Магнит, позволяющий получать поля(до 1 Тл)
- Прецизионный источник тока
- Прецизионный вольтметр
- Термопара, корректно работающая от комнатной до азотной температур

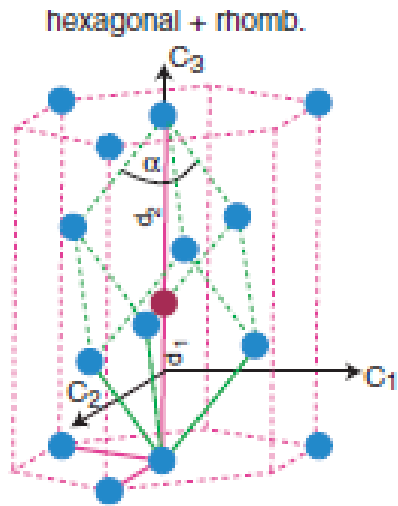
- Термостат, охлаждаемый жидким азотом, где будет находиться образец во время измерений
 - Автоматизация измерений
 - Автоматизация обработки результатов
- Интерпретация полученных экспериментальных результатов
- Сравнительный анализ с аналогичными экспериментами

4) Теория[4]

Объемные свойства Висмута

Объемный висмут обладает гексагональной симметричной кристаллографической структурой с шестью атомами на элементарную ячейку, что типично для полуметаллов V группы. Также структуру можно описывать как ромбоэдрическую. Каждый атом имеет три эквидистантных ближайших соседа, и три эквидистантных соседа следующего порядка. Это приводит к «сморщенным» бислоям атомов, перпендикулярных ромбоэдрическому направлению (111). Каждый атом ковалентно связан с его тремя ближайшими соседями. Атомы, являющиеся соседями следующего порядка – в соседнем бислое. Взаимодействие внутри бислоя намного сильнее взаимодействия между слоями.

Элементарная ячейка объемного висмута изображена на рисунке:



$$a_{rh} = 4.7236 \text{ \AA}, d_1/d_2 = 0.88 \text{ and } \alpha = 57.35^\circ \text{ at } 4.2 \text{ K}$$

Ромбоэдрическая элементарная ячейка выделена зеленым пунктиром, а гексагональная структура – розовым. Показана лишь часть атомов; красный атом в центре - второй атом элементарной ячейки. Монокристалл обладает следующими элементами симметрии C_3 , C_2 , C_1 , зеркальная плоскость и плоскость инверсии. Вектора трансляции для гексагональной структуры показаны толстой розовой линией.

Их координаты:

$$\vec{a}_{h1} = \left(-\frac{1}{2}a, -\frac{\sqrt{3}}{2}a, 0 \right),$$

$$\vec{a}_{h2} = (a, 0, 0),$$

$$\vec{a}_{h3} = (0, 0, c).$$

Вектора обратной решетки:

$$\vec{b}_{h1} = \frac{4\pi}{\sqrt{3}a} (0, -1, 0),$$

$$\vec{b}_{h2} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}a} (\sqrt{3}, -1, 0),$$

$$\vec{b}_{h3} = \frac{2\pi}{c} (0, 0, 1).$$

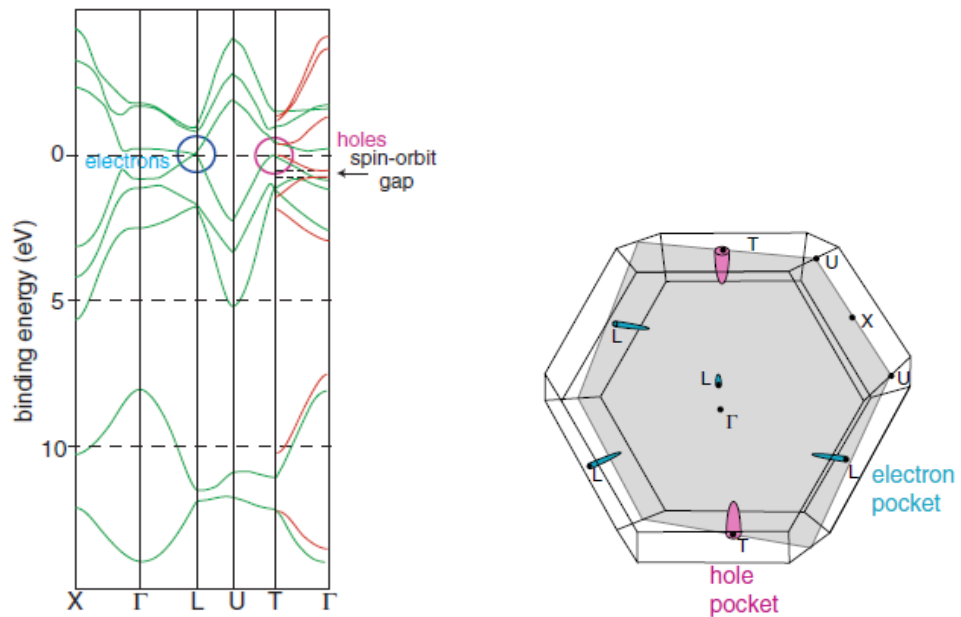
Соответственно вся структура задается как линейная оболочка базисных векторов:

$$\vec{h}b_{1h} + k\vec{b}_{2h} + l\vec{b}_{3h}.$$

Электронная структура объемного висмута

То, что висмут обладает множеством уникальных свойств и его относят к полуметаллам, связано с его очень специфической электронной структурой. После открытия эффекта Де Гааза Ван Альфена на висмуте, было немало попыток теоретически описать электронные свойства висмута через энергию Ферми [15,17-19 ссылки из [4]]

Зонная структура Висмута, по результатам расчетов Луи и Аллана [6] :



Анализируя зонную структуру объемного висмута, сразу можно заметить ее полуметалличность. Зонную структуру висмута можно описать двумя заполненными s-зонами и тремя заполненными р-зонами, разделенных щелью в несколько электрон-вольт. Эти пять зон дают 10 валентных электронов на элементарную ячейку, по пять с каждого атома Висмута. Это, однако, сильно упрощенная модель, так как в T и L точках р-зоны пересекают уровень Ферми, создавая

«карманы» дырок в точке T, и «карманы» электронов в точке L. Эти «карманы» очень мелкие в силу малости энергии Ферми (27.2 мэВ для электронов и 10.8 мэВ для дырок). Это, в свою очередь, дает очень низкую плотность носителей ($3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и малую эффективную массу ($0,003 m_e$ – вдоль C3).

Висмут является тяжелым элементом с сильным спин-орбитальным расщеплением бр-уровней. Энергия расщепления $p_{3/2}$ - $p_{1/2}$ составляет 1.5 эВ. Когда электронная структура была рассчитана, выяснилось, что влияние спин-орбитального взаимодействия оказывает малый эффект на две зоны с низшей энергией. Это не удивительно, так как они имеют преимущественно s-характер и, следовательно, орбитальный момент равен нулю. На зоны, лежащие близко к уровню Ферми, однако, спин-орбитальное взаимодействие оказывает сильный эффект. Сильное спин-орбитальное взаимодействие существенно для существования дырочной поверхности Ферми в точке T. Самое главное, что спин-орбитальное взаимодействие не приводит к какому-либо снятию спинового вырождения, то есть существуют только шесть зон, каждая из которых имеет два возможных спиновых состояний. Это можно объяснить инверсионной симметрией и важно подробно рассмотреть его в связи со спин-орбитальным расщеплением на поверхности, где эта симметрия нарушается.

Другим следствием спин-орбитального взаимодействия является предполагаемая спин-орбитальная щель в Γ -T направлении, что соответствует нормальному направлению излучения Γ_1 (1 1 1). Эта предполагаемая щель, образовавшаяся между p зонами, приводит к образованию «карманов» дырок в T точке и p-зоны с более высокой энергией связи. Вычисления в приближении сильной связи, предсказывают снятие вырождения в точке Γ , но не дают щель между зонами в Γ -T направлении.

В связи с успехами в изучении графена, получила развитие модель топологических изоляторов, которая сейчас является перспективным подходом к описанию электронных свойств висмута из-за проявления полуметаллических свойств как углерода, так и висмута.

Физические особенности тонких висмутовых пленок

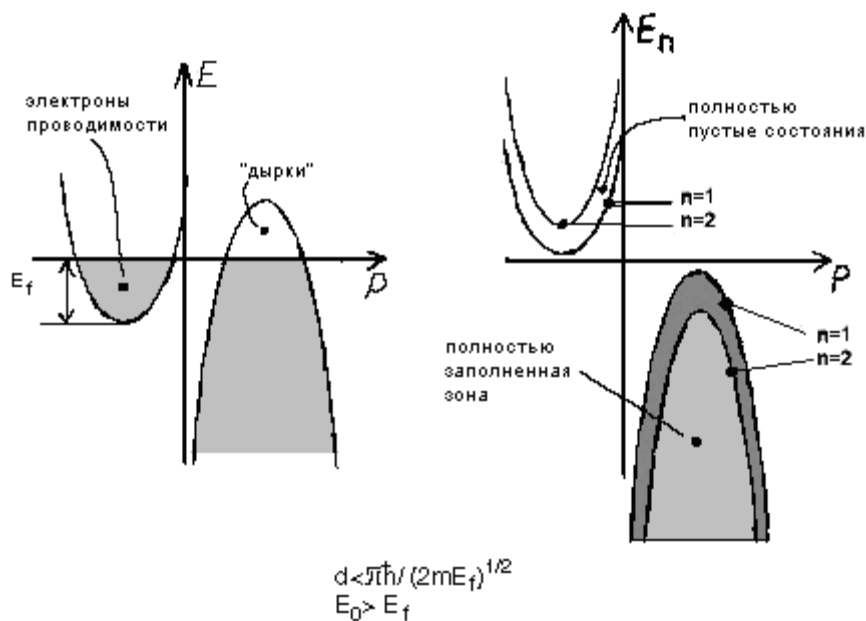
Квантовая механика говорит о том, что когда длина волны Де'Бройля частицы превосходит толщину пленки, происходит квантование состояний электрона. Висмут ярко демонстрирует эти эффекты в связи с малостью энергии Ферми и малой эффективной массой носителей, что дает большую волну Де-Бройля, около 400Å. Для таких больших длин волн, небольшие нарушения в толщине пленки не сильно мешают размерным эффектам. К тому же носители в висмуте обладают значительной длиной свободного пробега (1мм при низких температурах).

Поэтому, хотя объемный висмут – это металл с аномально малым числом электронов в зоне проводимости, эти факторы позволяют наблюдать электронный переход в состояние «диэлектрик» на полученных пленках висмута. Доля поверхностной энергии оказывается сопоставимой с объемной частью энергии, а переход оказывается энергетически выгодным уже в квазиклассической ситуации при толщинах пленок ~ 1мкм

Из теоретических оценок следует, что эффективное понижение размерности пространства электронного газа в металлах, имеющих тонкую структуру электронного спектра, происходит при помещении таких металлов во внешнее магнитное поле (квантование Ландау). Таким полем может служить также внутренняя магнитная структура металла, особенно в тонкой плёнке.

То есть появляется новый очень сильный параметр, управляющий состоянием «металла» - размер образца d .

На рисунке представлена зонная схема висмута (график зависимости энергии $E(p)$ от импульса p - «вырыв» из первой зоны Бриллюэна – «дно» зоны проводимости и вершина дырочной зоны):



Трёхмерный спектр.
Массивный кристалл Vi .
Состояние - металл.

Сверхтонкая пленка. Ультраквантовый случай.
Состояние - диэлектрик.

Температура $T=0$ К.

Зонные диаграммы для массивного металла и тонкой пленки

Поверхность Ферми электронов есть эллипсоид (полость), энергия Ферми E_f имеет величину $E \approx 0,025$ эв, эффективная масса в направлении тригональной оси $m \approx 0,01m_0$, m_0 – масса свободного электрона. Для дальнейшего понадобятся выражения для спектра электронов в квантующих полях:

- энергетические уровни Ландау:

$$E_n = \Omega \hbar \left(n + \frac{1}{2}\right) + \frac{p^2}{2m} \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots$$

- спектр электронов в тонкой пленке (размерное квантование):

$$E_n = \left(\frac{\hbar d}{4m}\right)^2 + \frac{p^2}{2m} \quad n^2 = 1, 4, 9 \dots,$$

где $\Omega = \frac{eH}{mc}$ – циклотронная частота электронов в магнитном поле H ,

$E_0 = \frac{(\hbar d)^2}{4m}$ – энергия первого пленочного уровня, ось z направлена

перпендикулярно плоскости пленки. Второе выражение получено в

предположении, что электроны находятся в потенциальном ящике с бесконечными стенками.

Идея «заставить» висмут перейти в диэлектрическое состояние не нова. Теоретически возможность перехода в диэлектрическое состояние была показана А.А. Абрикосовым[9]. Элементарная оценка состоит в том, что первый уровень Ландау должен оказаться выше уровня Ферми $\Omega\hbar > E_f$ (ультраквантовый случай). В этом случае электроны из зоны проводимости «переливаются» в валентную, которая оказывается после этого полностью заполненной, а зона проводимости пустой. Однако экспериментально было показано, что в сильном поле $H \sim 500\text{кЭ}$ происходит более сильное понижение энергии электронов за счет снятия спинового вырождения и перехода не происходит (спиновая эффективная масса меньше, чем масса циклотронная).

Возможен также переход в диэлектрическое состояние при учете размерного квантования, когда первый пленочный уровень выше уровня Ферми – тоже ультраквантовый случай. Из ранее приведенных формул и рисунка 26 следует, что это произойдет при толщине пленки

$$d_0 \approx \frac{\pi\hbar}{(2mEf)^{1/2}}$$

Однако этот случай не интересен, так как образцы с такой толщиной ($d_0 \sim (2-4) \times 10^{-6}$ см) технологически не удастся равномерно напылить на подложку. Пленка дефектна и представляет собой «булыжную мостовую», то есть шероховатость ее поверхности сравнима с толщиной.

Однако, возможен переход висмутовой пленки из металла в диэлектрик квазиклассическим способом ($n \gg 1$), из-за рассеяния электронов на поверхности вплоть до толщин пленок $\sim 0,5$ мкм, если учесть возможность возникновения водородоподобного состояния

«электрон-дырка», объемную кинетическую энергию, поверхностную энергию и, связанное с этим изменение химического потенциала. Вклад двух последних величин в общую энергию весьма велик и составляет значение

$$\sim \frac{1}{E_f} \left(\frac{E_0}{E_f} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ в пересчете на одну частицу.}$$

Эта поправка обусловлена наличием в электронной плотности состояний поверхностной части, которая пропорциональна только величине площади поверхности пленки. «Осцилляторные эффекты», которые могут возникнуть из-за наличия квантовых уровней, здесь не учитываются, так как происходит их усреднение, благодаря присутствию шероховатостей на поверхности.

С учётом размерного квантования электронов в тонкой пленке при условии, что электроны находятся в потенциальном ящике с бесконечными стенками [9], спектр энергии уровней (E_n) электронов имеет вид:

$$E_f = \left(\frac{h}{d} \right)^2 \frac{n^2}{8m} \quad , \text{ где } n^2 = 1, 4, 9 \dots$$

при $n = 1$ имеем $E_1 = \frac{(hd)^2}{8m}$ – энергию первого уровня

Были изготовлены тонкие плёнки висмута, которые обладают монокристаллической структурой и проявляют диэлектрические свойства.

Структура напыляемых плёнок висмута может зависеть от структуры (кристаллическая, аморфная) материала подложки и от состояния её поверхности (шероховатость, дефекты), поэтому нами были испытаны аморфные подложки из полиимида и кристаллические подложки из слюды высокого качества.

На характер температурной зависимости сопротивления тонких плёнок висмута могут влиять размеры образца и рассеяние электронов на его поверхности. Поэтому была отработана методика формирования плёнок висмута с удовлетворительной кристаллографической структурой на сравнительно больших (100 мм) аморфных подложках из полиимида. Подложки из полиимида формировали на кремниевых пластинах диаметром 100 мм из готового тонкоплёночного (12 мкм) материала с последующей подготовкой поверхности химическими реагентами и плазмотронной очисткой.

5) Постановка эксперимента:

Работа с образцами

Экспериментальной целью является получение температурных зависимостей сопротивления Холла и магнетосопротивлений. Под эту цель были разработаны маски для напыления образцов и контактов. Принцип напыления заключался в следующем: в молибденовую лодочку засыпался порошок из чистого висмута. После откачки, через лодочку пускали ток, нагревая ее и тем самым испаряя висмут, который поднимался и оседал через маску на полиимиде. Толщина контролировалась массой испаряемого висмута, согласно разработанной технологии. Напыление осуществлялось в НИИ ИПФ РАН (г. Зеленоград) по разработанной технологии. На фотографии изображена установка, где напылялись образцы:

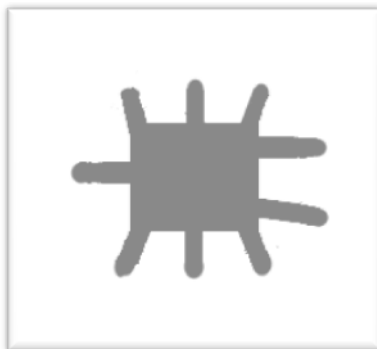


Рентгеноструктурные исследования показали, что плёнки висмута, полученные эпитаксиальным напылением на полиимидную плёнку толщиной 50 микрон, имеют такую же кристаллическую структуру, как и плёнки висмута на кристаллическом кремнии, и соответствуют ромбоэдрической симметрии металлического Bi . Ширина основных рефлексов от Bi и отсутствие на рентгенограммах других рефлексов, обусловленных висмутом, свидетельствуют о высокой монокристалличности блоков полученных висмутовых плёнок на полиимидных подложках, которые ориентированы плоскостью (001) параллельно базисной плоскости подложек. Данный результат был получен и оставался неизменным при широком варьировании условий напыления висмута:

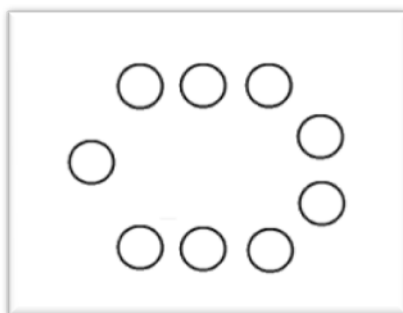
- а) при изменении веса висмутовой навески от 20 мг до 100 мг, что соответствовало толщине плёнки висмута от 40 нм до 400 нм;
- б) при изменении времени распыла от 1 с до 10 с, при котором температура испарителя (молибденовой лодочки) изменялась от 2000

°С до 700 °С, соответственно, при этом температуру полиимидной подложки поддерживали примерно 120 °С .

Поэтому качестве подложки для измерений был выбран полиимид, к которому у висмута хорошая адгезия. Маски для контактов нужны, потому что напрямую к висмуту припаять контакты не удалось. Таким образом, напыление происходило в два этапа. На первом этапе, на лист полиимида пылился висмут через маску, схематично изображенную на рисунке:

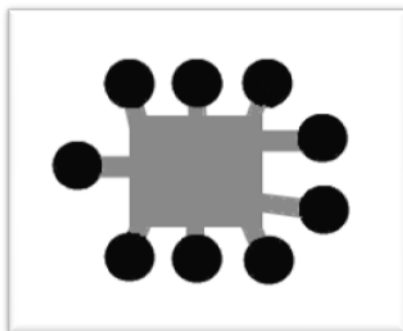


Затем, поверх висмута, через маску контактов напылялась медь по той же технологии:



Толщина медных контактов составляла примерно 2мкм.

В результате получались образцы, схематично изображенные на рисунке:



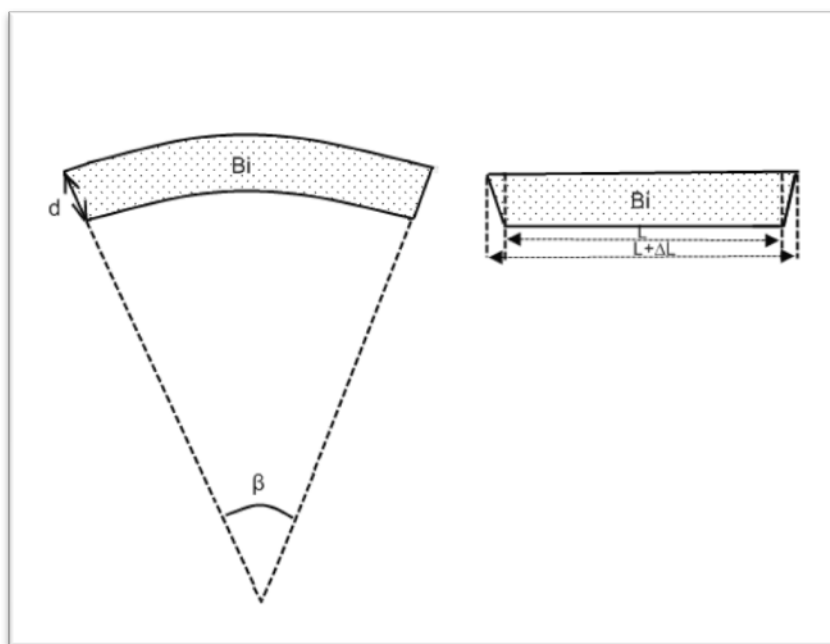
Напылять сначала контакты, а потом висмут нельзя, так как в местах контактов образовалась бы ступенька висмута, что неприемлемо.

Анализ напыленных структур показывает, что сначала на поверхности полиимида образуется множество «зародышей» висмута, ориентированных перпендикулярно подложке (тригональная ось перпендикулярно подложке). По мере напыления островки срastaются, и образуется поликристалл. Чем толще слой висмута напылялся, тем более упорядочивалась структура пленки. Считалось, что пленки толщиной более 1000Å обладали хорошей кристаллической структурой.

Кроме того, напыление не совсем равномерное, так как разные части маски находятся на разном расстоянии от испаряемой кюветы. Из данных следует, что толщина напыленного висмута может меняться в пределах 10% вдоль образца.

Также важным является влияние изгиба на качество образцов.

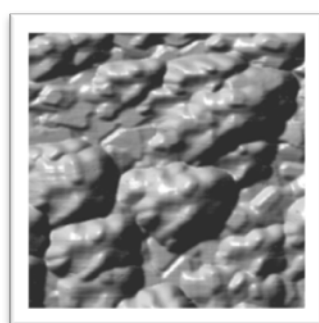
Листы полиимида, использованные для напыления висмута, имели изгиб. Радиус кривизны составлял примерно 10 см. При этом в разогнутом состоянии появляется деформация длины $\Delta L = 50\text{Å}$, проиллюстрированная на рисунке:



Учитывая, что образец имеет размеры порядка сантиметра, то такой изгиб полиимидной пленки (порядка нескольких расстояний

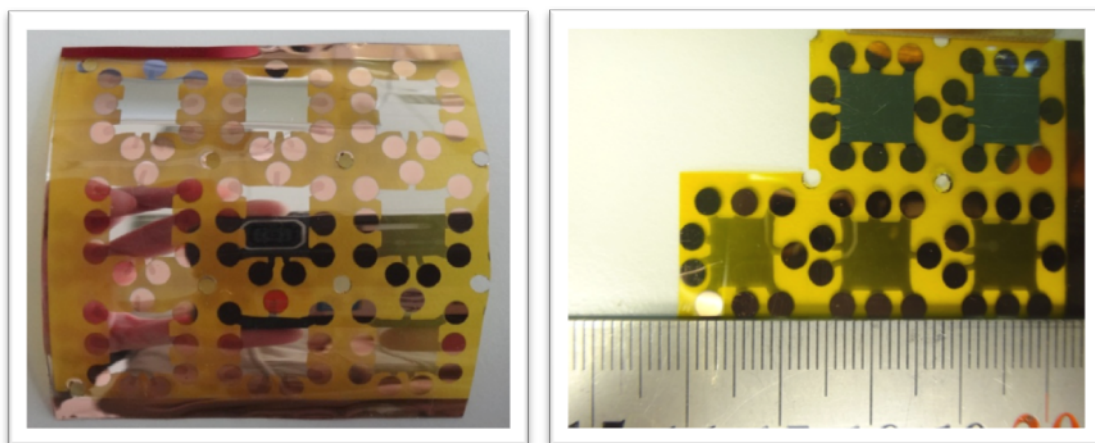
между атомами) не сказывался значительно на качестве образцов. Также стоит отметить, что висмут не отлипал от подложки, при небольшом увеличении изгиба полиимида.

Поверхность пленки имеет сложную структуру. Моими коллегами[10] были проведены исследования структуры поверхности пленок висмута методом атомно-силовой микроскопии. Пленки для исследования получены термическим испарением в вакууме на подложке из слюды. Установлено, что пленки имеют блочную структуру с преимущественной ориентацией оси перпендикулярно подложке. Для образца, толщиной 300нм, полученного по данной технологии, поверхность выглядит следующим образом:

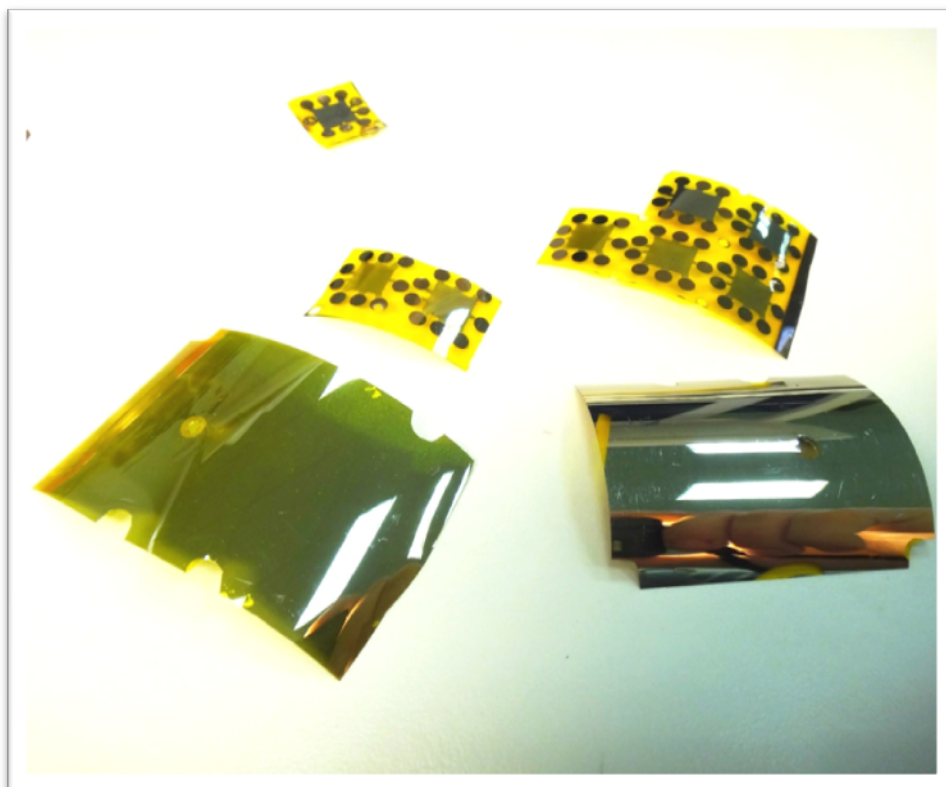


Так как исследуемые пленки тонкие, есть значимый вклад поверхности в транспортные свойства. Поверхность можно рассматривать как источник примесной проводимости, что повлечет изменение концентрации носителей в пленке .

В результате была изготовлена партия образцов висмута с толщиной 200А и 800А и медными контактными площадками толщиной 2мкм:

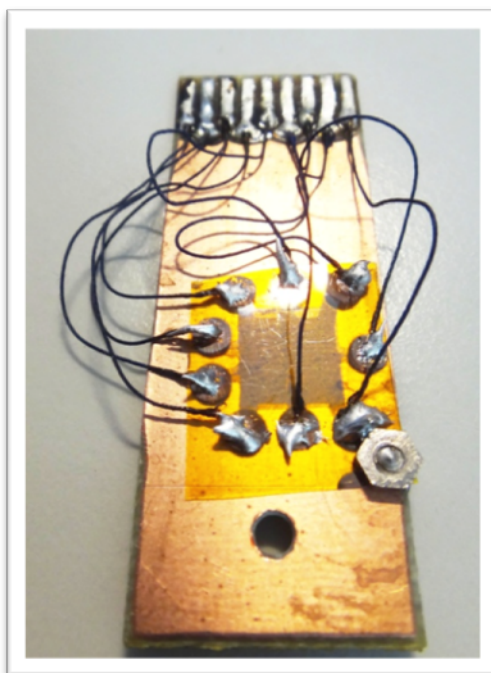


Одновременно с образцами были напылены просто пленки висмута, для проведения параллельно оптических измерений:

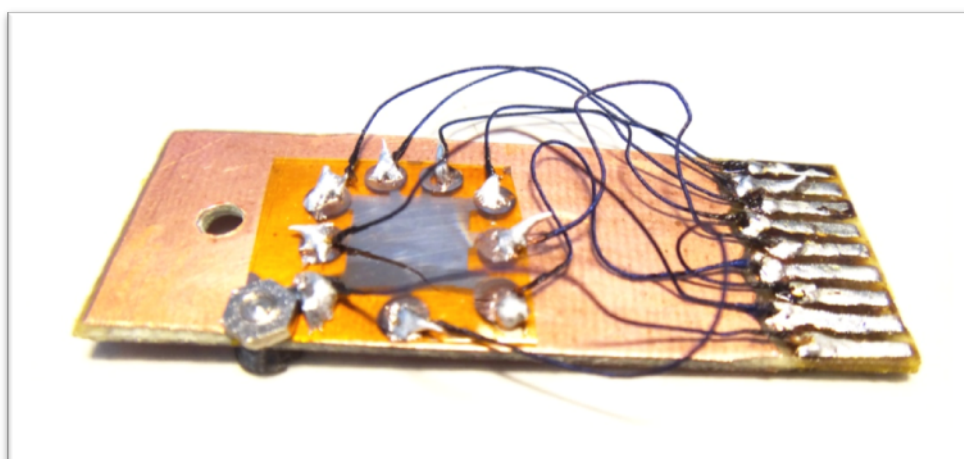


Образцы приклеивались к специально разработанной подложке с приготовленными тонкими медными проводками, которые потом припаивались к контактными площадкам, используя в качестве припоя сплав олова и индия в равных пропорциях. На фотографии изображен образец на подложке, готовый к креплению на установку:

Вид спереди:



Вид сбоку:



Далее, подложка крепилась к штативу, припаивались соединительные провода. После этого проводились измерения.

Методика измерений магнетосопротивления и константы Холла для образцов Bi в магнитных полях 0-1.2 Т, в диапазоне температур 77-300К

Эффект Холла состоит в возникновении на боковых гранях элемента с током, помещенного в поперечное магнитное поле,

разности потенциалов, пропорциональной величине тока I и индукции магнитного поля B :

$$U_{hall} = \frac{R_{hall}BI}{d} \quad (1)$$

где d – толщина образца, R_{Hall} – Холловское сопротивление (Другие названия: постоянная Холла, коэффициент Холла).

Постоянная Холла равна $R_H = \frac{1}{ne}$, в случае зарядов одного типа, и ее можно выразить через подвижность носителей заряда $\frac{v}{E}$ или $\mu = \sigma R_H$, где σ – проводимость образца. В тонких пленках заряд переносится электронами и дырками. Сопротивление Холла в двухзонной модели определяется как :

$$R_H = \frac{(pv^2 - n\mu^2)}{e(pv + n\mu)^2}$$

Где p, n – концентрации дырок и электронов соответственно, v, μ – подвижности дырок и электронов соответственно.

Эти данные, в свою очередь, позволяют судить о диэлектрической функции образца слоя, необходимой для анализа оптического поглощения слоя в терагерцовой области спектра.

Дополнительную информацию о состоянии вещества в слое можно получить по величине его магнетосопротивления:

$$M = \frac{\rho(B) - \rho(0)}{\rho(B)}$$

Известно, что для хороших металлов этот эффект чрезвычайно слаб, однако для полуметаллов и полупроводников он является существенным.

Для измерения магнетосопротивления и Холловского сопротивления образцов нами была собрана установка с магнитом, позволяющим получать на образце поля от 0 до 1.2 Т. Питание магнита производится дистанционно-управляемым источником тока

TDK-Lambda GEN 30-50, позволяющим получать стабилизированный ток 0-50 А при напряжении до 30 В. Измеряемый образец помещается в теплоизолированный медный контейнер, который, в свою очередь, погружается в пенопластовую кювету, зажатую между полюсами магнита. Температуру образца можно менять от комнатной до 77К используя жидкий азот. Температура внутри контейнера измеряется термопарой типа медь-константан, электродвижущая сила которой регистрируется мультиметром Keithley-2000. Ток через образец задается от прецизионного источника тока Keithley-6221; э.д.с. Холла и прямое падение напряжения на образце регистрируются нановольтметром Keithley-2182.

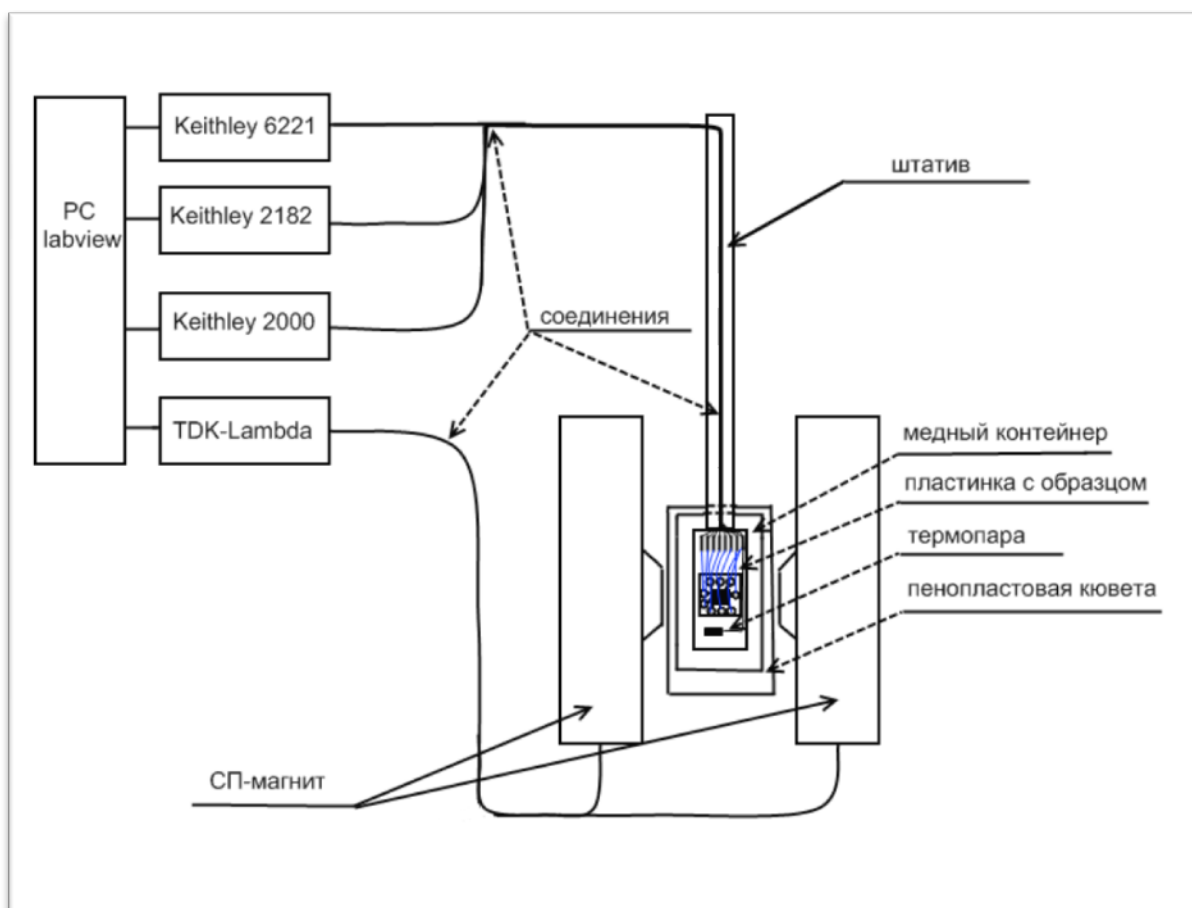
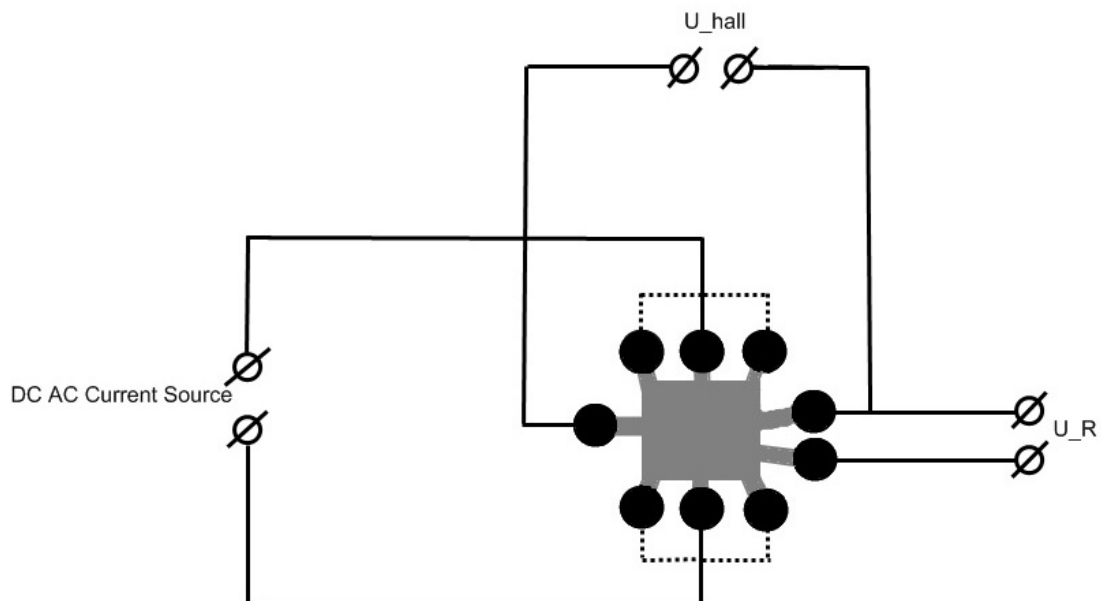
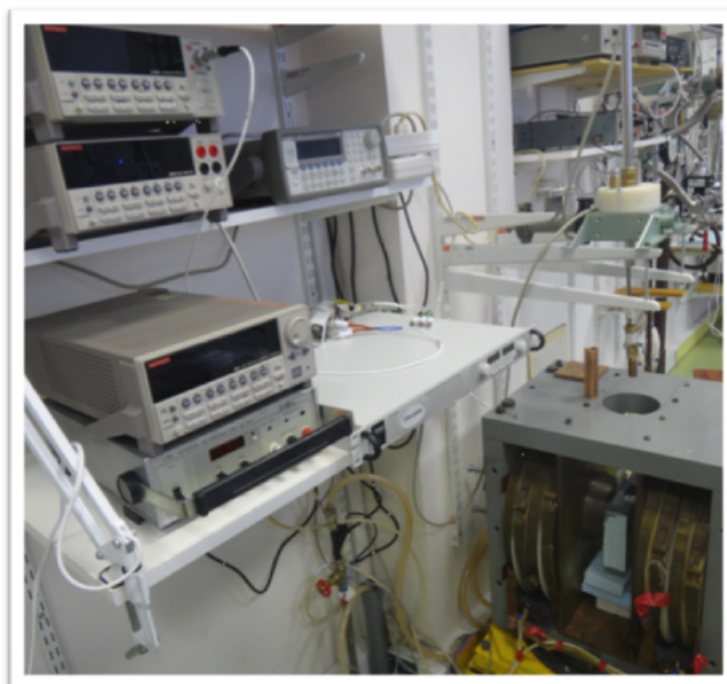


Схема установки для измерения магнетосопротивления и Холловского сопротивления образцов в полях 0 - 1.2 Т, в интервале температур 77–300 К



Электрическая схема измерений магнеторезистивного эффекта и эффекта Холла

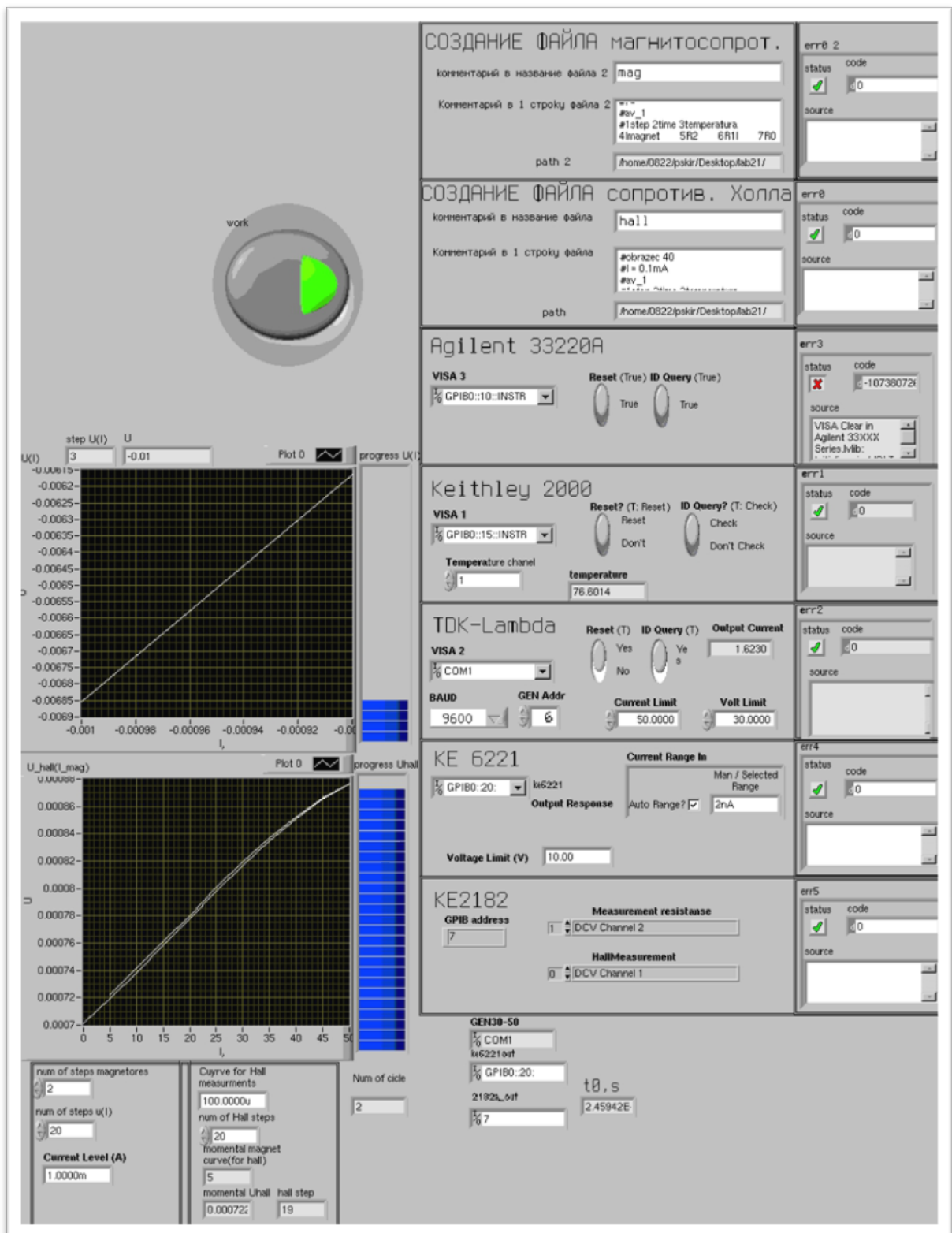


Установка для измерения магнетосопротивления и Холловского сопротивления образцов в полях 0-1.2 Т в интервале температур 77–300 К.

Для этой установки нами также была разработана компьютерная система управления и сбора данных на основе лицензионной платформы LabVIEW-8.6, установленной на компьютере с

операционной системой Linux (Gentoo). Управление и получение информации с приборов GEN-30-50, Keithley-2000, Keithley-6221 и Keithley-2182 было организован по GPIB-шине.

Написанная на графическом языке Labview программа позволяла одновременно получать кривые ЭДС Холла и кривые магнетосопротивлений в выбираемом пользователем количестве магнитных полей из интервала 0-1.2 Т , в интервале температур 77–300 К, обеспечивала запись измеренных значений в файлы данных. Обработка данных, анализ и построение графиков программировались на свободном скриптовом языке GnuPlot и в программе Origin. Отсутствие перегрева образца контролировалось программой при помощи снятия и анализа вольт-амперных характеристик. Также была написана отдельная программа, производившая калибровку СП-магнита, используя датчик Холла.

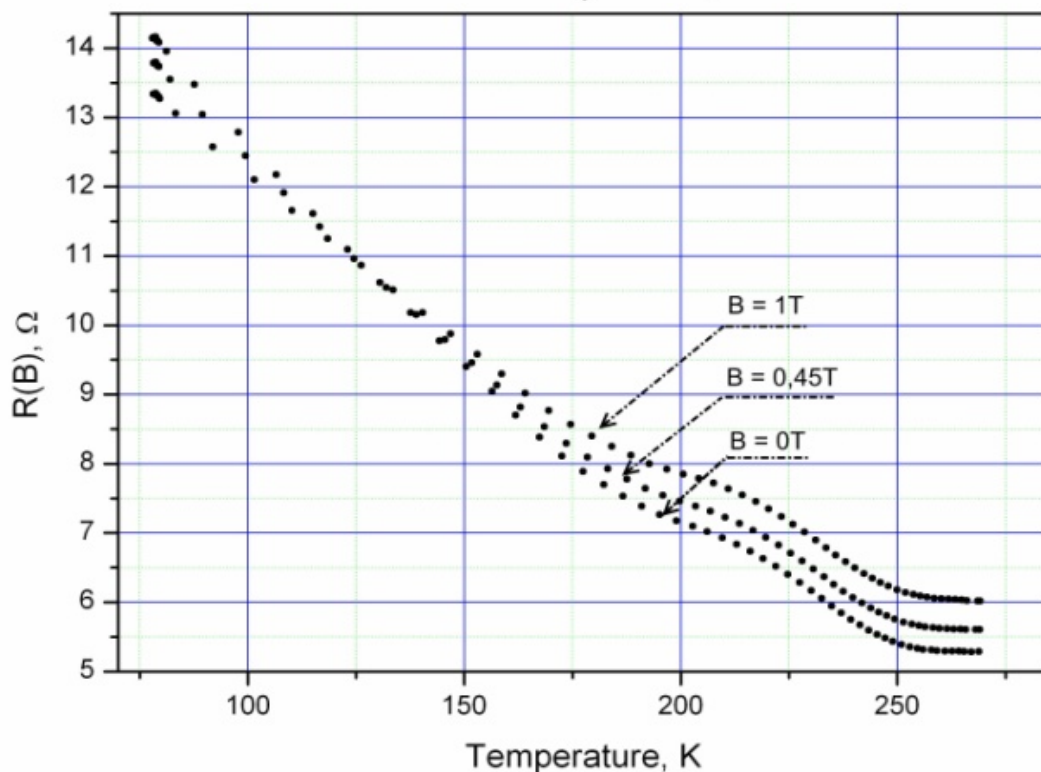
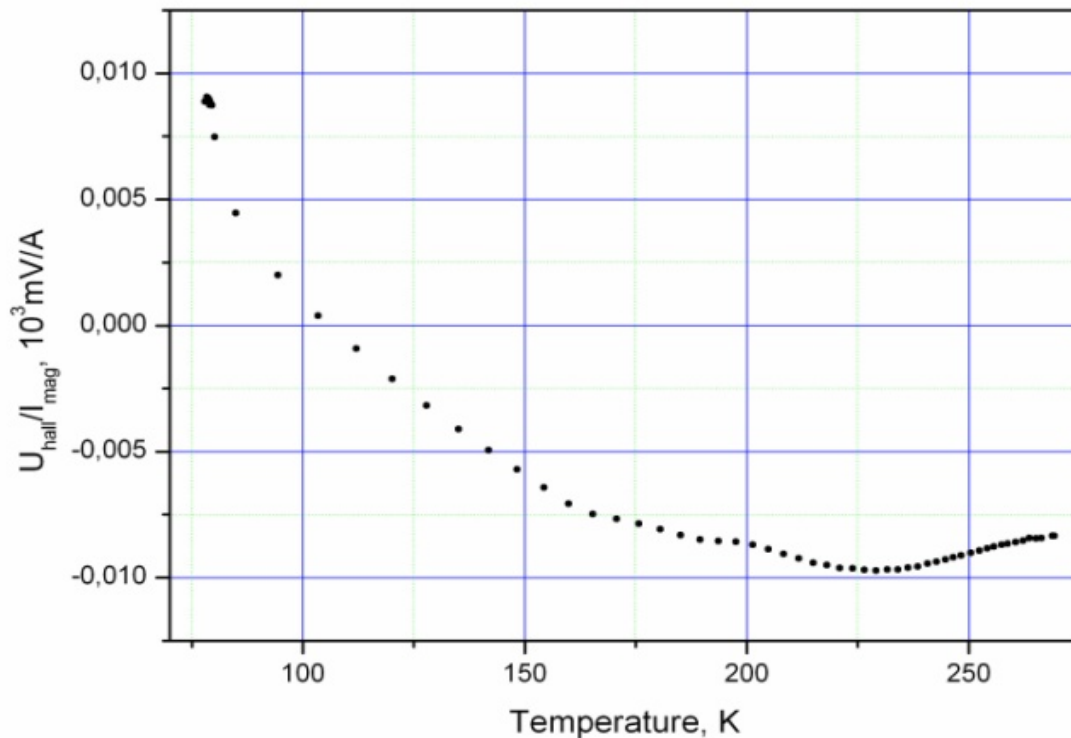


Программа на языке Labview для измерения магнетосопротивления и Холловского сопротивления образцов образцов в полях 0-1.2 Т в интервале температур 77–300 К.

6) Результаты экспериментов

На трех образцах толщиной 800 Å были получены зависимости ЭДС Холла и магнетосопротивлений. Результаты воспроизводились при повторных измерениях.

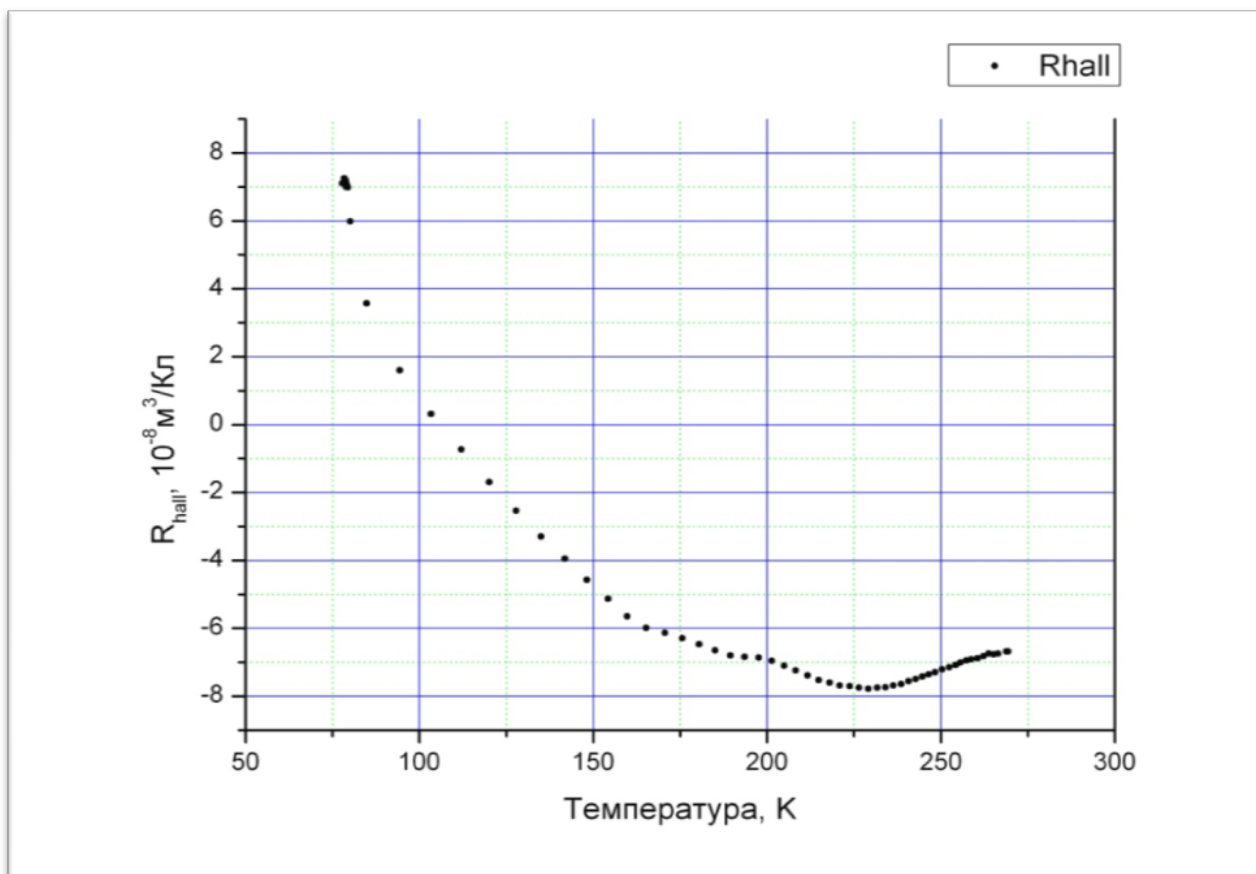
Типичные кривые магнетосопротивлений и сопротивления Холла, получаемые в ходе эксперимента:

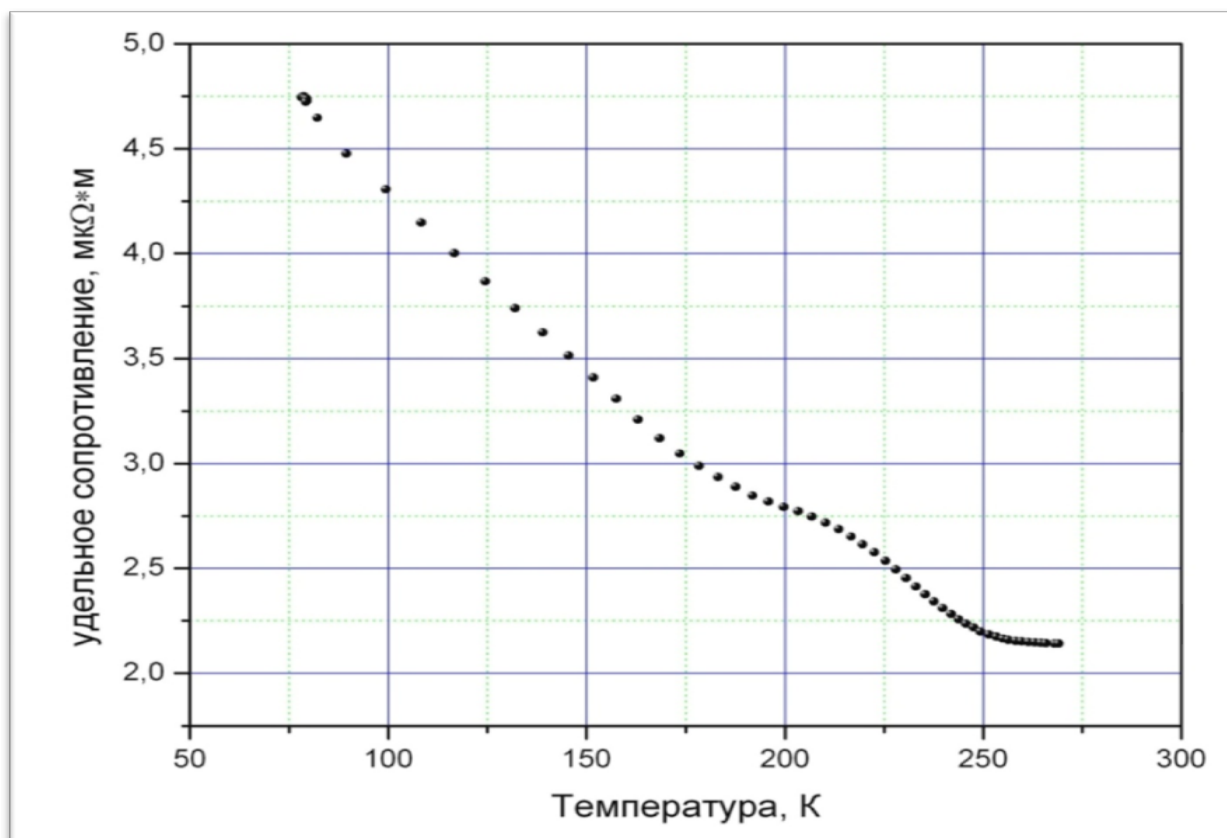


Анализ графиков от первичных данных говорит о том что, в висмуте эффект Холла меняет знак при температуре 110К. Это

согласуется с экспериментальными результатами, полученными Маркано, и др.[11]. Вблизи этой температуры, относительное магнетосопротивление обращается в нуль, т. е. сопротивление образцов не меняется в слабых магнитных полях

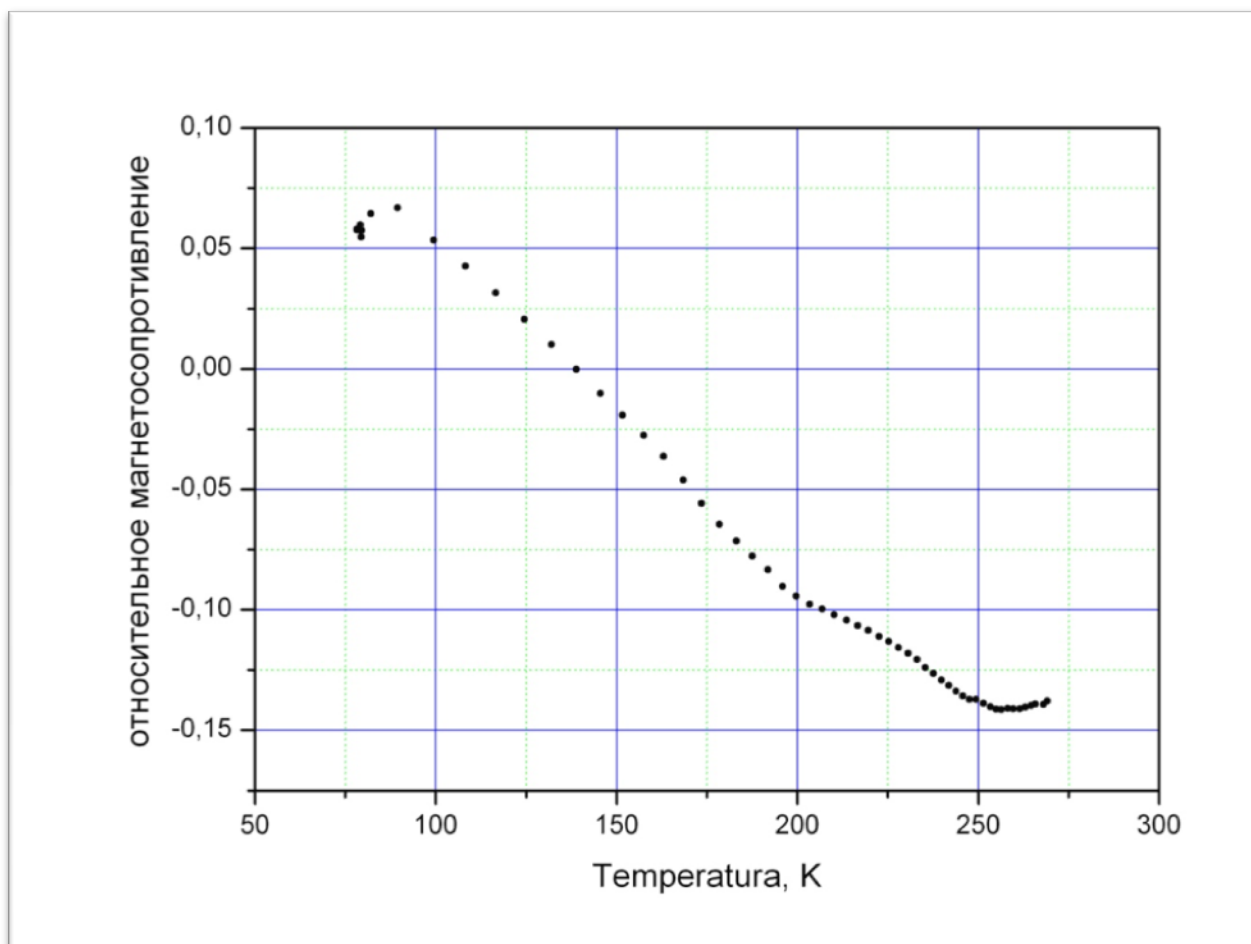
Ниже приведены графики зависимостей сопротивления Холла, удельного сопротивления и относительного магнетосопротивления пленок от температуры:





Удельное сопротивление при комнатной температуре для объемного висмута составляет $1,1 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{м}$. Следовательно в пленке экспериментально подтверждено увеличение удельного сопротивления в два раза, относительно объемного.

Температурная зависимость магнетосопротивления также меняет знак:



По температурным зависимостям электропроводности и сопротивления Холла, можно посчитать концентрации носителей.

Электропроводность определяется в двухзонной модели как:

$$\sigma = e(n\mu + pv) ,$$

а сопротивление Холла:

$$R_H = \frac{(pv^2 - n\mu^2)}{e(pv + n\mu)^2},$$

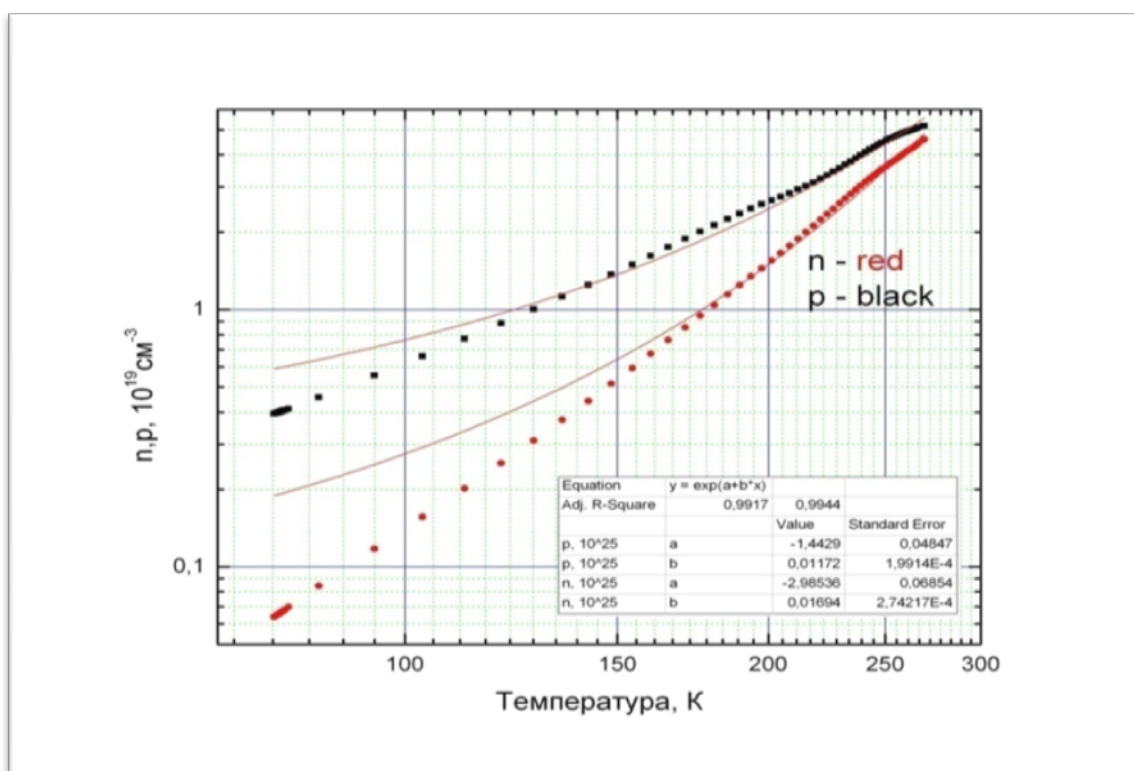
где p , n – концентрации, а v , μ - подвижности дырок и электронов соответственно.

Как видно из уравнений, неизвестных величин оказывается четыре, а уравнений всего два. Попытки интерпретации температурой кривой магнетосопротивления успеха не принесли. Концентрации зарядов в пленках можно определить, если модельно приблизить

подвижности дырок и электронов. В модели предполагалось, что при температуре, близкой к комнатной, подвижности электронов и дырок в пленке близки к объемным значениям, которые известны и брались из справочной литературы[12]. Известно, что в висмуте, подвижность электронов примерно в двадцать раз больше подвижности дырок. Этот факт является ключевым в объяснении переверота эффекта Холла. На весь температурный диапазон, эти подвижности экстраполировались, по закону,:

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-\frac{3}{2}} \quad [7]$$

где μ_0 - подвижность носителя при комнатной температуре T_0 . Эта зависимость справедлива для висмута, в диапазоне температур выше 77К. В рамках этой модели были рассчитаны концентрации дырок и электронов:



Проводя аппроксимацию по методу наименьших квадратов, можно констатировать экспоненциальную зависимость концентрации в пленке. Также заметна разница между количеством электронов и дырок. С Уменьшением температуры, Концентрация более подвижных электронов снижается заметнее, чем концентрация менее подвижных

концентрации дырок. В результате, при температуре около 110К, мы наблюдаем смену знака эффекта Холла.

7) Результаты работы

- Разработана конфигурация образца с контактными площадками, учитывающая технологические возможности напыления пленок и позволяющая проводить одновременные измерения магнеторезистивного эффекта, эффекта Холла, электропроводности
- Изготовлены маски для напыления висмута и медных контактов
- Рассмотрены факторы, влияющие качества полученных образцов: монокристалличность, вид поверхности, влияние подложки
- Собрана экспериментальная установка, позволяющая проводить измерения эффекта Холла, магнетосопротивления, электропроводности в магнитных полях 0 – 1.2 Т, в интервале температур 78 – 300К
- Разработана методика температурных измерений транспортных свойств висмутовых пленок
- Написана программа, позволяющая автономно управлять приборами экспериментальной установки, автоматизирующая процесс измерений транспортных характеристик висмута. Создан удобный интерфейс пользователя
- Проведены эксперименты на нескольких висмутовых пленках в заданном интервале температур, получены температурные зависимости электропроводности, магнетосопротивлений, сопротивления Холла
- Экспериментально подтверждены отличия свойств висмутовых пленок от объемных кристаллов

- По измеренным данным данным рассчитаны концентрации носителей
- Изучены общие физические свойства висмутовых пленок: кристаллография, процессы переноса заряда.
- Проанализировано влияние размерного эффекта, поверхности на процессы переноса заряда в тонком висмуте

8) Выводы:

- В пленках висмута, изготовленных методом термического испарения, экспериментально были обнаружены:
 - Переворот знака эффекта Холла, при температуре 110К
 - Обращение в нуль относительного магнетосопротивления при температуре 120К
- Концентрации носителей составляют: $p = 0,39811 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$
 $n = 6,55 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и при температуре 77,8 К. С понижением температуры, вклад дырочной проводимости становится более существенным, чем электронной
- Обнаруженный эффект «зануления» магнетосопротивления требует более глубокого анализа полученных пленок, и является приоритетом дальнейшей работы

9) Список литературы:

- [1] C.A. Hoffman et al., Phys. Rev. 48,11431(1993)
- [2] Xu Du et al., Phys. Rev. 94, 166601(2005)
- [3] Riccardo Tediosi et al., Phys Rev. 99, 016406(2007)
- [4] C. A. Hoffman, Progress of Surface Science 81, 191-245(2006)
- [5] Chun Yang, A study of Electrical Properties in Bismuth Thin Films(2008)
- [6] Y. Liu, R.E. Allen, Electronic structure of the semimetals Bi and Sb, Physical Review B 52 (1995) 1566.
- [7] Зеегер, физика полупроводников
- [8] Дж. Займан , Принципы теории твердого тела
- [9] Лифшиц, И.М., Азбель, М.Я., Каганов, М.И. Электронная теория металлов / И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов – М.: Наука, 1971. – 116 с.
- [10] Частное сообщение, А. А. Шиляев
- [11] N. Marcano, S. Sangiao, C. Magen, L. Morellon, M. R. Ibarra, M. Plaza, L. Perez and J. M. De Tereaza, Phys. Rev. 82, 125326(2010)
- [12] А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский, Физические величины:Справочник.-М.; Энергоатомиздат,1991г. Стр 501