

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

КУЙБЫШЕВСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
АВИАЦИОННОГО ИНСТИТУТА им. академика С. П. КОРОЛЕВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Лабораторная работа № 5

Составитель А. Г. Саноян

Утверждена
на редакционно-издательском совете
института 9.12.76 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель работы: изучение вольт-амперной характеристики и температурной зависимости электропроводности полупроводников.

З а д а н и е:

1. На основании экспериментальных результатов построить зависимость $\lg \nu = \varphi(T^{-1})$ и $I = \varphi(U)$.
2. Определить ширину запрещенной зоны полупроводников.
3. Построить вольт-амперную характеристику полупроводника.
4. Дать теоретическую интерпретацию полученным экспериментальным результатам.

Представления о зонной структуре кристаллических тел

Свободный электрон, т. е. электрон, находящийся достаточно далеко от атома, а, следовательно, от сферы действия его сил электростатического и ядерного характера, может обладать любой энергией. Именно этот факт нашел свое отражение в понятии «непрерывный энергетический спектр» свободного электрона. Энергетическая картина существенно изменяется, если электрон входит в состав атома. В этом случае, согласно принципам квантовой механики, он может обладать рядом строго фиксированных значений энергии, следовательно, его энергетический спектр имеет уже дискретный характер. Имея в виду это обстоятельство, принято говорить, что

поведение электрона в атоме подчиняется «принципам запрета», сформулированным следующим образом:

- а) электроны в атомах характеризуются дискретным спектром разрешенных энергетических состояний-уровней;
- б) на каждом уровне может располагаться не более двух электронов, обладающих противоположными спинами.

Эти два момента нашли свое отражение в рис. 1, а.

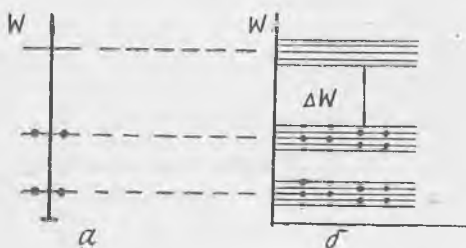


Рис. 1. Модельное представление энергетических состояний электронов: а — в единичном атоме; б — в твердом теле

Если N атомов какого-либо вещества разнесены взаимно на значительные расстояния, а, следовательно, их электростатические поля не взаимодействуют друг с другом, то для каждого из этих атомов справедливо следующее энергетическое представление (рис. 1, а). При сближении атомов, например, при образовании кристаллических тел, принятое модельное представление существенно видоизменяется. Действительно, если бы при образовании конденсированных сред из N атомов энергетические состояния электронов характеризовались тем же набором дискретных уровней, что и в изолированном атоме, то на одном уровне пришлось бы разместить не 2, а уже $2N$ электронов, что приводит к нарушению второго «принципа запрета». Поэтому энергетическая диаграмма конденсированных сред видоизменяется путем расщепления каждого уровня энергии на N подуровней (рис. 1, б). Таким образом, каждому энергетическому уровню изолированного атома в кристалле соответствует энергетическая зона, содержащая N разрешенных значений энергий для электронов.

Каждая энергетическая зона занимает интервал энергий (ширина зоны) порядка 1 эВ. Поскольку в 1 см³ твердого вещества содержится порядка 10²² атомов, получается, что расстояние между соседними уровнями составляет 10⁻²² эВ. Столь малый интервал между соседними уровнями позволяет считать **разрешенную зону непрерывной**, а не дискретной.

Согласно рис. 1,б, зоны разрешенных уровней чередуются с интервалом энергий, запрещенных для электронов, — **запрещенная зона**. Электрофизические свойства твердых тел определяются именно шириной запрещенной зоны между последней, полностью заполненной электронами, разрешенной зоной (валентной) и вышестоящей свободной зоной (проводимости). В зависимости от ширины запрещенной зоны кристаллические вещества подразделяются на 3 большие группы:

- а) $\Delta W > 2$ эВ — диэлектрики;
- б) $\Delta W \leq 2$ эВ — полупроводники;
- в) $\Delta W \approx 0$ (т. е. зоны валентная и проводимости непосредственно смыкаются между собой) — металлы.

Электропроводность собственных полупроводников

Электроны в кристаллических телах вследствие теплового движения обладают определенной кинетической энергией, причем средняя скорость их перемещения может быть определена из выражения

$$W = \frac{3kT}{2} = \frac{mV_T^2}{2}. \quad (1)$$

Возникает вопрос, почему электроны, обладающие в среднем скоростью движения V_T , не вызывают появления электрического тока в отсутствии электрического поля. Отсутствие тока является следствием хаотической направленности векторов мгновенных скоростей различных электронов, в результате чего макроскопический перенос заряда не имеет места.

На рис. 2,а стрелками условно обозначены векторы скорости электронов, расположенных в полностью заполненной валентной зоне. Противоположная направленность векторов отражает факт хаотичности теплового движения. Если кристаллическое тело помещено во внешнее электрическое поле, то распределение электронов по скоростям должно видоизмениться, согласно рис. 2,б, поскольку скорости одних электро-

нов должны возрасти, а других — уменьшиться. Однако возникновение ситуации, отраженной на рис. 2,б, в принципе невозможно по следующей причине. Увеличение (уменьшение) скорости приводит к изменению энергии электрона, и, следовательно, обуславливает переход электрона на более высокий (низкий) энергетический уровень. Но такие переходы невозможны ввиду отсутствия в ближайшей окрестности свободных энергетических уровней (вспомним «принципы запрета»).

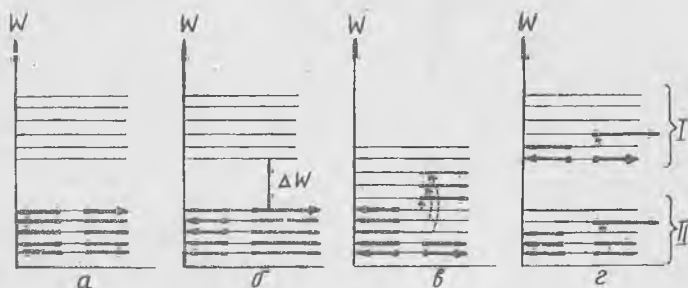


Рис. 2. К механизму электропроводности полупроводников:
I — зона проводимости; II — валентная зона

Поэтому электрон в «принципе не имеет права» изменить свою энергию, а, следовательно и скорость, и тем самым обеспечить макроскопический перенос заряда. Если же начальное распределение электронов по энергетическим уровням происходит, как показано на рис. 2,в, то токопрохождение становится возможным. Действительно, над верхним краем зоны заполнения электронами имеется значительное количество свободных уровней, и, следовательно, под действием электрического поля возможно изменение скорости электрона. Этот случай имеет место в металлах и раскрывает причину их высокой проводимости.

В полупроводниках при температуре $T=0$ валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости полностью свободна, причем, как отмечалось выше, между указанными зонами существует значительный (до 2 эВ) интервал запрещенных энергетических состояний (см. рис. 2,а).

Для обеспечения электропроводности в полупроводниках необходимо предварительно перебросить часть электронов из валентной зоны в зону проводимости. В этом случае зонная диаграмма (рис. 2,а) преобразится в диаграмму, представ-

лешую на рис. 2,г. Таким образом, вместо одной заполненной¹⁵ (валентной) и одной пустой зоны (проводимости) образуются две, частично заполненные, энергетические зоны, которые обеспечивают электропроводность вещества, согласно модельному представлению (рис. 2,в).

Остается открытым вопрос — каким образом осуществляется начальный переброс электронов из валентной зоны в зону проводимости? Ведь для подобного переброса необходима значительная затрата энергии, равная ширине запрещенной зоны ΔW . Электрическое поле не в состоянии этого обеспечить. Действительно, если учесть, что длина свободного пробега носителя в кристалле не превышает 10^{-6} см, то даже электрическое поле напряженностью 10^5 В/см не может сообщить носителю заряда энергию более 1 эВ. Переброс осуществляется благодаря термическому, световому или корпускулярному возбуждению атомов кристалла. Причем количество электронов, преодолевших энергетический барьер ΔW , подчиняется зависимости (в случае термического возбуждения) вида:

$$n = n_0 A \exp(-\Delta W/kT), \quad (2)$$

где n_0 — число атомов в 1 см^3 ;

A — коэффициент пропорциональности;

n_0 — концентрация электронов в 1 см^3 .

Подробное обоснование выражения (2) представлено в работе № 2. При этом единственное отличие состоит в том, что в понятие «энергия активации» следует вкладывать смысл — ширина запрещенной зоны ΔW .

Согласно рис. 2,г, электропроводность собственных полупроводников обеспечивают не только электроны, пришедшие в зону проводимости, но и наиболее высокоэнергетические электроны, оставшиеся в валентной зоне.

Действительно, наличие свободных уровней в верхней части валентной зоны вызывает последовательное перемещение возбужденных электрическим полем электронов на верхние уровни, делая вакантными все более низкие уровни валентной зоны. Во внешнем поле эта «вакансия» движется в направлении, противоположном движению электрона, поэтому она получила название «положительной дырки» или просто «дырки».

Таким образом, в собственном полупроводнике электропроводность обусловлена движением электронов в зоне проводимости и «дырок» в валентной зоне. В общем случае для

электропроводности собственного полупроводника справедливо выражение

$$\gamma = q^- n \mu^- + q^+ p \mu^+, \quad (3)$$

где q^- — заряд электрона;

q^+ — заряд «дырки»;

μ^- — подвижность электрона;

μ^+ — подвижность «дырки»;

p — концентрация «дырок».

Представляется очевидным, что концентрации «дырок» и электронов подчиняются условию:

$$n = p. \quad (4)$$

Относительно подвижностей носителей заряда μ^- и μ^+ следует заметить, что для большинства собственных полупроводников $\mu^- \approx 2\mu^+$. Учитывая это обстоятельство и выражение (4), преобразуем выражение (3) к следующему виду:

$$\gamma = \frac{3}{2} q^- n \mu^-. \quad (5)$$

Температурную зависимость электропроводности можно получить, выразив в явном виде температурную зависимость μ^- :

$$\mu^- = BT^{-\frac{3}{2}}. \quad (6)$$

Сравнивая выражения (2) и (6), можно заключить, что температурная зависимость электропроводности собственных полупроводников в основном обусловлена изменением числа носителей n , а не μ^- :

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}, \quad (7)$$

где γ_0 — электропроводность полупроводника при $T \rightarrow \infty$. Выражение (7) позволяет определить ширину запрещенной зоны по экспериментально снятой температурной зависимости электропроводности:

$$\Delta W = \frac{2,3 k \Delta \lg \gamma}{\Delta \frac{1}{T}}. \quad (8)$$

(Более подробное обоснование выражения (8) и методики определения ширины запрещенной зоны представлено в раб. № 2).

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ПО ПРОВЕДЕНИЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

– Описание экспериментальной установки

А. Исследование температурной зависимости электропроводности собственных полупроводников

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.

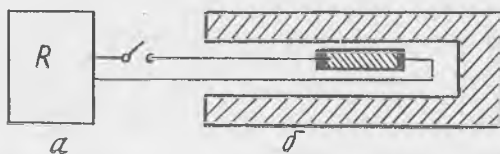


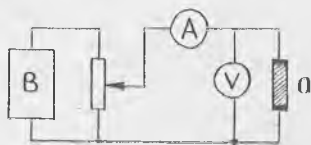
Рис. 3. Схема установки для исследования температурной зависимости электропроводности полупроводников: *а* — омметр; *б* — термостат с образцом

Сопротивление образца измеряется с помощью измерителя сопротивлений R . Электропроводность определяется расчетным путем с учетом геометрических параметров образца. В целях предупреждения омического разогрева образца в процессе измерения рекомендуется подключать его к измерительному прибору на короткий промежуток времени непосредственно перед снятием очередного показания.

Б. Исследование вольт-амперной характеристики собственных полупроводников

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 4.

Рис. 4. Схема установки для исследования вольт-амперной характеристики полупроводников: *в* — выпрямитель; *о* — образец



МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ПО ВЫПОЛНЕНИЮ РАБОТЫ

А. Исследование температурной зависимости электропроводности

1. Ознакомиться с экспериментальной установкой.
2. Включить измеритель сопротивления в сеть и прогреть его в течение 10 мин. Произвести калибровку прибора.
3. Замерить сопротивление образца при различных температурах. Результаты замеров внести в табл. 1.
4. Вычислить γ , $\lg \gamma$, $\frac{1}{T}$ и занести их в табл. 1. (Определить γ по формуле (10) (лаб. раб. № 2). Геометрические параметры образца приведены на стенде).
5. Построить график зависимости $\lg \gamma = \varphi\left(\frac{1}{T}\right)$.
6. Определить ширину запрещенной зоны полупроводника по формуле (8).

Таблица 1

T К	R Ом	γ Ом ⁻¹ ·см ⁻¹	$\frac{1}{T}$ К ⁻¹	$\lg \gamma$

Б. Исследование вольт-амперной характеристики

1. Ознакомиться с экспериментальной установкой.
2. Снять вольт-амперную зависимость образца. Результаты внести в табл. 2.
3. Построить график зависимости $I = \varphi(U)$.
4. Сформулировать выводы по всей работе.

Таблица 2

U В							
I А							

ВОПРОСЫ К КОЛЛОКВИУМУ

1. Какие общие моменты можно отметить при рассмотрении электропроводности диэлектриков и полупроводников?
2. Объяснить механизм электропроводности полупроводников.
3. В чем состоит отличие энергетических диаграмм единичного атома и твердого тела?
4. О чем свидетельствует нелинейность зависимости $\lg \gamma = \varphi \left(\frac{1}{T} \right)$.
5. Как определить ширину запрещенной зоны полупроводника?
6. О чем свидетельствует характер зависимости $\lg \gamma = \varphi \left(\frac{1}{T} \right)$, выраженный в виде ломаной линии?
7. Почему в собственном полупроводнике $n = p$?
8. Какие существуют способы возбуждения полупроводников?
9. Почему при комнатной температуре ($kT = 0,025 \text{ эВ}$) происходит термическое возбуждение полупроводников ($W = 1 \text{ эВ}$)?
10. Возможно ли в принципе возбуждение полупроводников посредством электрического поля?
11. Какой физический смысл вкладывается в понятие «дырка»?
12. В чем заключается различие зонных диаграмм металлов, диэлектриков, полупроводников?
13. Объяснить вольт-амперную характеристику полупроводника.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Казарновский Д. М., Яманов С. А. Радиотехнические материалы. М., «Высшая школа», 1972.
2. Стилльбанс А. С. Физика полупроводников. М., «Советское радио», 1969.

Ашот Геворкович Саноян

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Лабораторная работа № 5

Редактор Э. А. Грязнова
Техн. редактор Н. М. Каленюк
Корректор Т. В. Пояжкова

Сдано в набор 10.III.1977 г. Подписано в печать 7.IV.1977 г.
Бумага оберточная белая. Формат $60 \times 84^{1/16}$. Физ. п. л. 0,75. Усл. п. л. 0,70.
Уч.-изд. л. 0,6. Тираж 500 экз. Бесплатно. Заказ № 214.

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени
авиационный институт им. академика С. П. Королева.
Куйбышев, ул. Молодогвардейская, 151.

Типография УЭЗ КуАИ, г. Куйбышев, ул. Ульяновская, 18.