

Московский государственный технический университет  
имени Н. Э. Баумана

**И. Н. ФЕТИСОВ**

## **ПРОВЕРКА ФОРМУЛЫ ШОКЛИ ДЛЯ $p$ - $n$ -ПЕРЕХОДА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ГЕРМАНИЯ**

Методические указания к выполнению лабораторной работы Ф-60  
по курсу общей физики

Под редакцией *А.С. Епифанова*

Москва, 2007

Область полупроводника, в которой имеется пространственное изменение типа проводимости от дырочной ( $p$ -типа) к электронной ( $n$ -типа), называется электронно-дырочным переходом (ЭДП), или  $p$ - $n$ -переходом. ЭДП составляет основу многих полупроводниковых приборов – диодов, транзисторов, микросхем, солнечных батарей и т. д.

*Цель работы* – ознакомиться с физическими процессами в  $p$ - $n$ -переходе и элементарной теорией ЭДП, экспериментально проверить формулу Шокли для вольт-амперной характеристики (ВАХ) перехода, определить ширину запрещенной зоны германия.

### **ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ**

#### **1. ЭЛЕКТРОНЫ И ДЫРКИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ. СОБСТВЕННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКА**

В кристаллах атомы находятся так близко друг от друга, что валентные электроны могут переходить от одного атома к другому, следовательно, они принадлежат кристаллу в целом. Однако этот процесс не приводит непосредст-

венно к электропроводности, так как в целом распределение электронной плотности жестко фиксировано. Например, в германии и кремнии четыре валентных электрона осуществляют ковалентную связь с четырьмя соседними атомами в кристалле. На рис. 1, а схематически показаны кружками атомы кремния в узлах кристаллической решетки при низкой температуре (условно  $T = 0 \text{ K}$ ), а линиями – ковалентные электронные связи. В этом случае все валентные электроны участвуют в образовании связей и не могут создавать электрический ток. При низких температурах электропроводность полупроводника очень мала.

Чтобы создать проводимость, необходимо разорвать хотя бы одну из связей, удалить с нее электрон и перенести его в какую-либо другую ячейку кристалла, где все связи заполнены, и этот электрон будет лишним. Такой электрон в дальнейшем переходит из ячейки в ячейку. Являясь лишним, он переносит с собой избыточный отрицательный заряд, т.е. становится *электроном проводимости*. На рис. 1, б черной точкой изображен электрон проводимости.

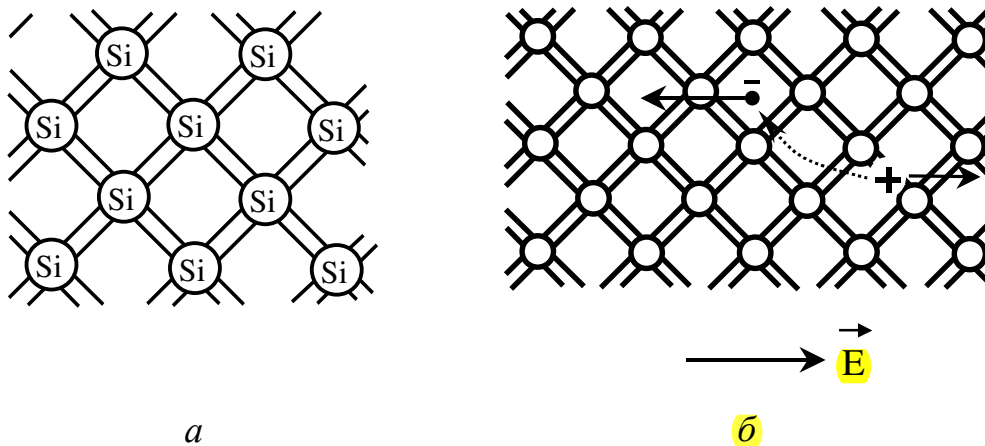


Рис. 1

Электронные связи разрываются при нагреве кристалла за счет возрастающей энергии колебаний атомов. Поэтому, чем выше температура, тем больше электронов проводимости. Электронные связи могут быть разорваны также за счет энергии света или быстрых заряженных частиц.

Возникший недостаток электрона у одной из связей означает наличие у пары атомов избыточного элементарного положительного заряда, равного по мо-

дулю заряду электрона. Это место в кристалле, называемое *дыркой*, показано на рис. 1, б знаком “+”. Дырка блуждает по кристаллу, поскольку электрон соседней связи быстро занимает место ушедшего, в результате дырка появляется в соседнем месте. При наличии внешнего электрического поля кроме хаотического движения частицы приобретают и направленное движение – дрейф. Дырка дрейфует в направлении внешнего электрического поля, показанного стрелкой вниз, а электрон дрейфует в противоположном направлении.

Отрицательные электроны и положительные дырки – свободные носители заряда в полупроводниках. В идеальных кристаллах, не имеющих ни примесей, ни дефектов, возбуждение одного из связанных электронов и превращение его в электрон проводимости неизбежно вызывает появление дырки, так что концентрации (число частиц в единице объема) электронов  $n_n$  и дырок  $n_p$  равны между собой:  $n_n = n_p$ .

В отдельном атоме энергия электронов может принимать только ряд дискретных значений, в связи с чем говорят о существовании ряда разрешенных энергетических уровней, которые на энергетических диаграммах изображаются горизонтальными линиями (рис. 2, а). На рис. 2 энергия электрона  $E$  возрастает в направлении стрелки.

Валентные электроны принадлежат кристаллу в целом, который можно рассматривать как гигантскую молекулу. При этом энергетические уровни отдельного атома превращаются в энергетические зоны, показанные на рис. 2, б. Зоны представляют собой множество дискретных энергетических уровней, их число в каждой зоне равно (или кратно) общему числу атомов в кристалле.

Электроны заполняют энергетические уровни в соответствии с законами квантовой механики (принципом Паули): в одном квантовом состоянии не может быть больше одного электрона (электрон показан на рис. 2 точкой). Стремление системы к наименьшей энергии приводит к тому, что электроны заполняют ряд нижних зон, а верхние остаются пустыми.

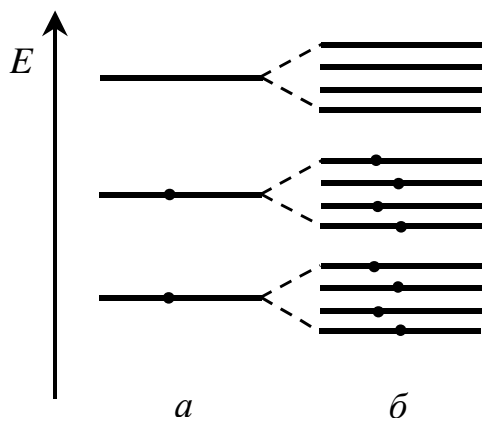


Рис. 2

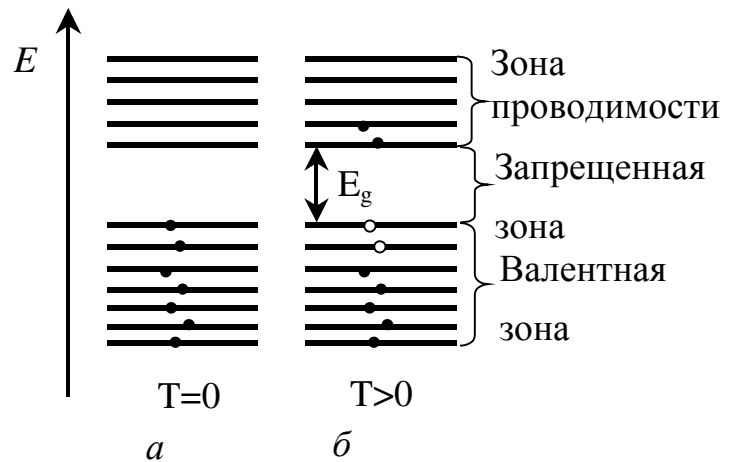


Рис. 3

Для электрических свойств полупроводников важную роль играют две зоны – валентная и зона проводимости. При очень низких температурах высшая полностью заполненная зона называется *валентной зоной*. Следующая за ней зона разрешенных значений энергии, совершенно пустая при  $T = 0$ , называется *зоной проводимости* (рис. 3, а). Между этими двумя зонами имеется энергетический зазор, называемый *запрещенной зоной*; электроны не могут находиться в этой зоне. Ширина запрещенной зоны для полупроводников  $E_g < 3$  эВ ( $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж). Например, для кремния  $E_g = 1,11$  эВ, а для германия  $E_g = 0,66$  эВ. Зонная диаграмма на рис. 3, а соответствует случаю, показанному на рис. 1, а, когда в полупроводнике нет ни электронов проводимости, ни дырок.

При повышении температуры электроны заполняют более высокие энергетические уровни. Поскольку в валентной зоне все уровни заняты, электроны могут переходить только в зону проводимости, становясь электронами проводимости (показаны черными точками на рис. 3, б). В результате этого перехода в валентной зоне образуются пустые уровни, показанные светлыми кружками на рис. 3, б. Это дырки. Теперь при наличии электрического поля электроны валентной зоны помимо хаотического движения могут приобретать направленное движение, образуя дырочный ток. Зонная диаграмма на рис. 3, б соответствует случаю, показанному на рис. 1, б, когда в полупроводнике имеются и электроны проводимости, и дырки.

Средняя энергия тепловых колебаний атома порядка  $kT$ , где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана. При комнатной температуре эта энергия, равная  $1/40$  эВ, существенно меньше ширины запрещенной зоны; поэтому только незначительная часть электронов переходит из валентной зоны в зону проводимости.

## 2. ПРИМЕСНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Ниже рассмотрены два типа примесей, используемых в  $p$ - $n$ -переходе. В обоих случаях атомы примеси замещают атом германия (или кремния).

**Донорные примеси.** Атом донорной примеси, например мышьяк As, имеет пять валентных электронов. Четыре из них осуществляют ковалентные связи с соседними атомами кремния, а пятый электрон мышьяка в окружении атомов кремния очень слабо связан со своим атомом и легко отрывается при тепловых колебаниях решетки. В результате появляется электрон проводимости, а атом мышьяка превращается в положительно заряженный ион. Образование дырки при этом не происходит. Подобный процесс схематически показан на рис. 4, а. Примеси, вызывающие появление электронов проводимости, называются донорными.

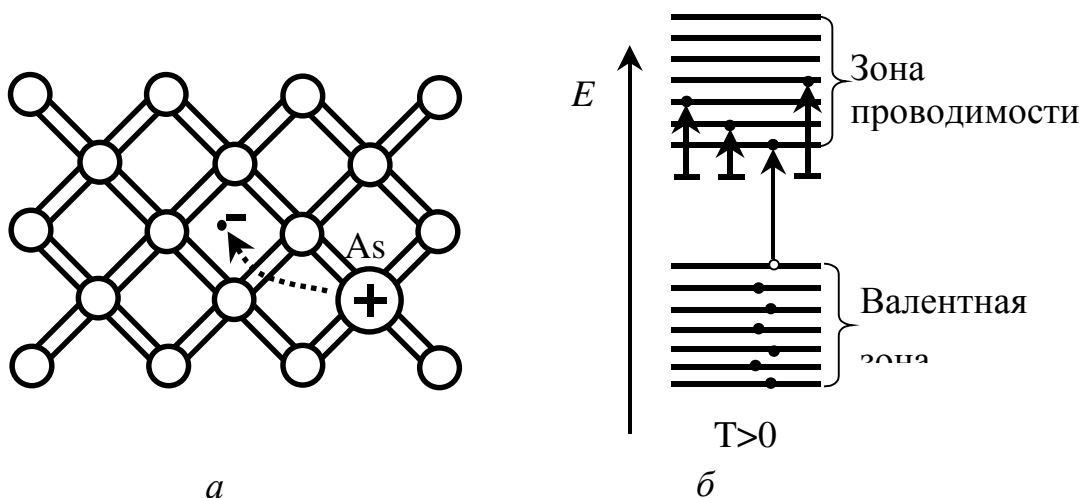


Рис. 4

На зонной диаграмме доноры образуют дополнительные, т. н. примесные уровни. Они расположены в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости, как показано на рис. 4, б штрихами. При  $T = 0$  зона проводимости пустая, а примесные атомы удерживают свои электроны. Поскольку для переброса электрона с примесного уровня в зону проводимости необходимо затратить не-большую энергию, сравнимую с величиной  $kT$  при комнатной температуре, то уже при комнатной температуре многие электроны с примесного уровня переходят в зону проводимости. При достаточно большой концентрации донорной примеси число электронов проводимости во много раз больше числа дырок, возникших в результате перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости. Такой полупроводник называют *полупроводником n-типа*. В нем электроны будут основными носителями, а дырки – неосновными.

**Акцепторные примеси.** Если примесные атомы трехвалентные, например бор В, то для нормальной связи с соседними атомами кремния бору не хватает одного электрона. Этот недостающий электрон может быть легко захвачен из соседних мест кристалла, где образуется дырка, а атом бора превращается в отрицательный ион (рис. 5, а). Примеси, порождающие дырки, называются *акцепторными*.

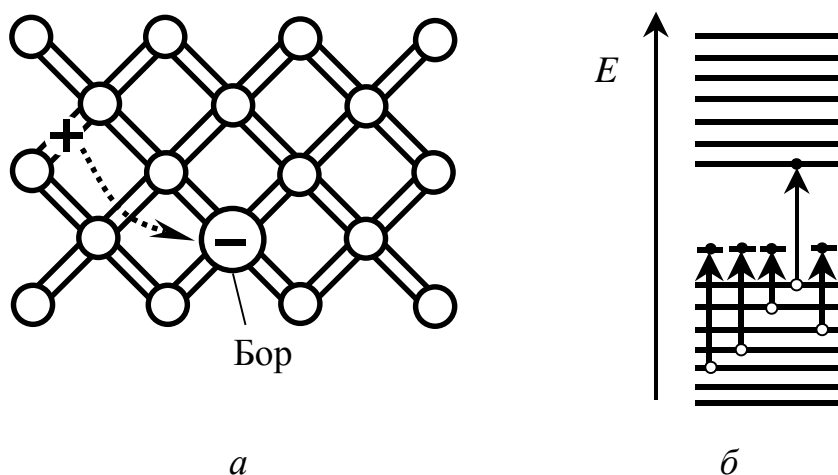


Рис. 5

На зонной диаграмме акцепторные атомы образуют свободные (при  $T = 0$  К) уровни, расположенные в нижней части запрещенной зоны; они показаны

штрихами на рис. 5, б. Уже при комнатной температуре эти уровни заполняют электроны из валентной зоны, в которой образуются свободные уровни – дырки. При достаточно большом количестве примеси концентрация дырок будет существенно больше концентрации электронов проводимости. Такой полупроводник имеет проводимость дырочную, или *p*-типа. В этом случае дырки – основные носители, а электроны – неосновные.

Помимо процесса образования электронов и дырок идет обратный процесс – их исчезновение, или рекомбинация. Электрон проводимости, оказавшись рядом с дыркой, восстанавливает разорванную связь. При этом исчезают один электрон проводимости и одна дырка.

При отсутствии внешних воздействий, например, света, устанавливается динамическое равновесие процессов в обоих направлениях. Равновесные концентрации электронов и дырок определяются абсолютной температурой, шириной запрещенной зоны  $E_g$ , концентрацией примесей и другими факторами. Однако произведение концентраций электронов и дырок не зависит от количества примесей и определяется для данного полупроводника температурой и шириной запрещенной зоны:

$$n_n n_p = A \exp(-E_g / (k T)), \quad (1)$$

где  $A$  – коэффициент пропорциональности, слабой зависимостью которого от температуры можно пренебречь по сравнению с сильной зависимостью экспоненциального множителя.

Рассмотрим два следствия из формулы (1). В собственном полупроводнике концентрации электронов и дырок одинаковые и определяются следующим выражением  $n_n = n_p = A^{1/2} \exp(-E_g / (2 k T))$ .

В примесных полупроводниках при достаточно большом количестве примеси концентрация основных носителей, например, электронов  $n_n$  примерно равна концентрации донорной примеси  $n_n = n_d$ . Тогда концентрация дырок (неосновных) носителей будет равна

$$n_p = (A / n_d) \exp(-E_g / (k T)). \quad (2)$$

Формула (2) описывает температурную зависимость концентрации неосновных носителей в примесных полупроводниках и будет использована ниже для экспериментального определения ширины запрещенной зоны.

### 3. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

В монокристалле можно создать переход от полупроводника  $n$ -типа к полупроводнику  $p$ -типа, т.е. электронно-дырочный переход, схематически показанный на рис. 6, а. Правая от линии ММ часть кристалла,  $p$ -типа, содержит основные носители – дырки (см. условные обозначения на рисунке), примерно такое же количество отрицательных акцепторных ионов и незначительное количество электронов. В левой части,  $n$ -типа, много электронов проводимости и положительных ионов примеси, но мало дырок. Для примера положим, что в каждой половине основных носителей в  $10^6$  раз больше, чем неосновных.

Для объяснения предположим, что переход получили, прижав обе половины кристалла друг к другу. Тогда начнется диффузия – движение через границу контакта основных носителей из области с большой концентрацией в область с малой концентрацией. Электроны, пришедшие из  $n$ -области в  $p$ -область, рекомбинируют с дырками вблизи контакта. Аналогично рекомбинируют дырки, перейдя из  $p$ -области в  $n$ -область. В результате этого процесса в области контакта практически не остается свободных носителей (электронов и дырок). Остаются только неподвижные ионы примесных атомов, образующие двойной слой зарядов – справа отрицательных, слева – положительных, как показано на рис. 6, а. Эти заряды создают в области перехода контактное электрическое поле с разностью потенциалов  $U_k$ , зависящей от ширины запрещенной зоны ( $U_k$  равно примерно 0,5 В для германия).

Контактное поле изменяет потенциальную энергию частиц при переходе через контакт, в результате чего зонные диаграммы испытывают излом (рис. 6,



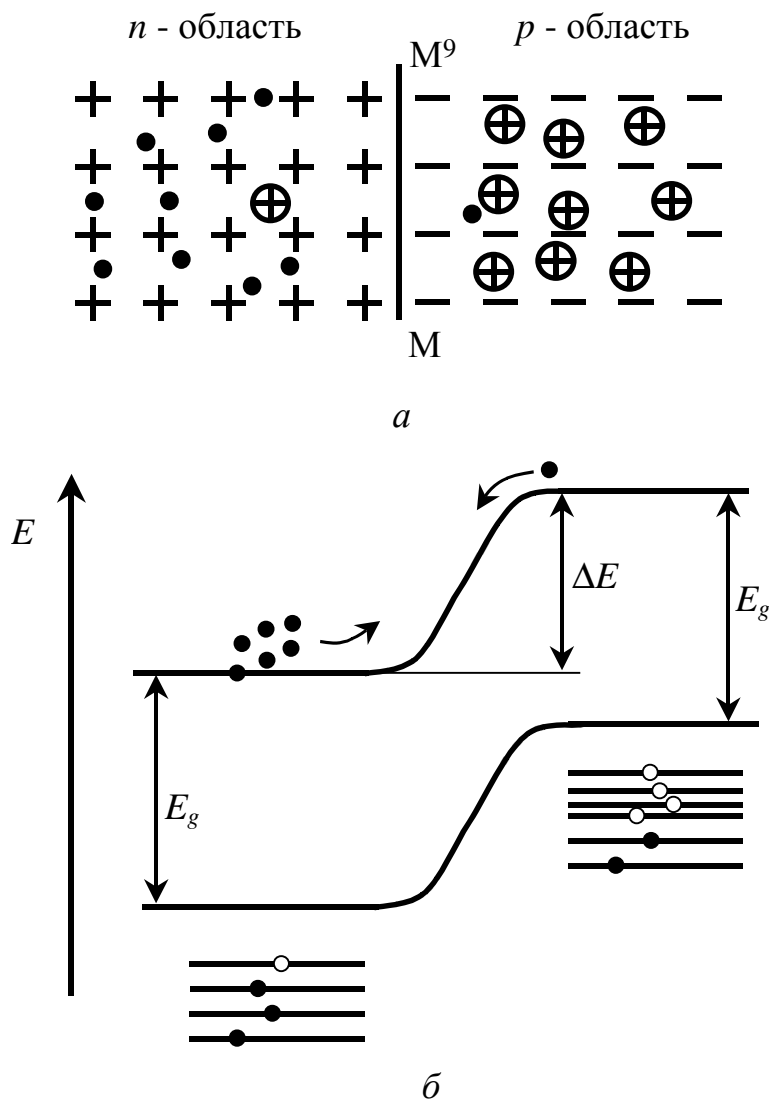


Рис. 6

б). Потенциальная энергия электронов в  $p$ -области больше, чем в  $n$ -области (рис. 6, б). Следовательно, для электронов  $n$ -области (основных носителей) контакт представляет собой потенциальный барьер высотой  $\Delta E = q U_k$ , где  $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – модуль заряда электрона. Высота потенциального барьера несколько меньше ширины запрещенной зоны. Для электронов в  $p$ -области (неосновных носителей), напротив, барьера не существует: электрон, оказавшийся вблизи контакта, перебрасывается электрическим полем в  $n$ -область (“скатывается” с потенциальной горки).

Поскольку дырки имеют противоположный заряд, то для них все наоборот: потенциальный барьер будет при переходе из  $p$ -области, где они основные носители, в  $n$ -область. Таким образом, потенциальный барьер препятствует диффузии основных носителей.

Для дальнейших рассуждений вместо рис. 6, б будем использовать упрощенную энергетическую диаграмму на рис. 7, на котором зависимость от координаты потенциальной энергии электрона  $E_n$  показана сплошной кривой, а потенциальная энергия дырки  $E_p$  - штрихами; электроны обозначены черной точкой, а дырки крестиком.

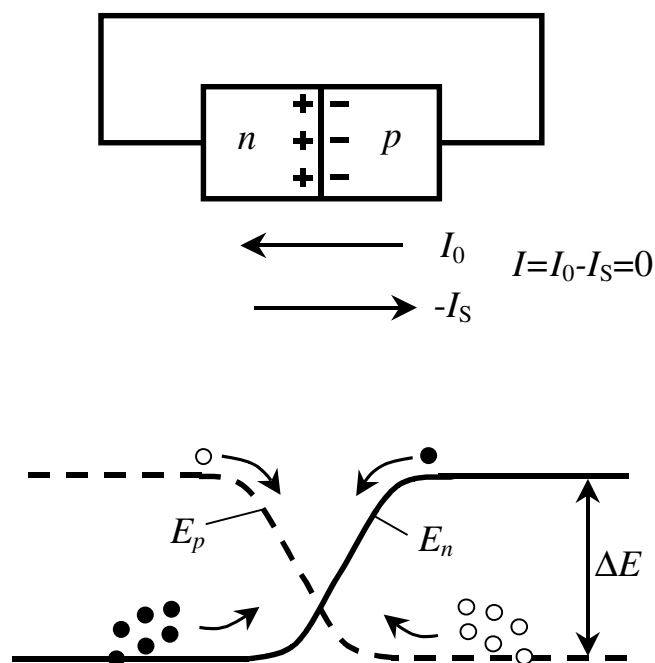


Рис. 7

кой, а дырки крестиком.

Если в слой объемных зарядов влетает неосновной носитель, то контактное поле перебрасывает его в другую область (на рис. 7 неосновные носители “скатываются” вниз с потенциального барьера). Основные носители, наоборот, должны взобраться на барьер, чтобы пройти через переход. Для этого они должны обладать кинетической энергией, превышающей высоту барьера. Однако доля таких частиц очень мала.

За положительное направление тока через переход принято считать направление движения положительного заряда из  $p$ -области в  $n$ -область; следовательно, это ток основных носителей  $I_0$  (дырок, а также электронов, которые имеют противоположный заряд, но и движутся в противоположном направлении). Тогда ток неосновных носителей будет отрицательным, обозначим его со знаком “минус”:  $-I_S$ . Суммарный ток основных и неосновных носителей дол-

жен быть равен нулю  $I = I_0 - I_S = 0$ . Следовательно, ток основных носителей равен току неосновных носителей  $I_0 = I_S$  (со знаком “плюс”). Такое состояние перехода называется равновесным состоянием. В равновесии полный ток через переход равен нулю :  $I = -I_S + I_S = 0$ .

Поскольку в нашем примере концентрация основных носителей в миллион раз больше, чем неосновных, то в равновесном состоянии картина следующая. Каждый неосновной носитель, подошедший близко к барьеру, скатывается с него и проходит через контакт. И только один из миллиона основных носителей, налетевших на барьер, преодолевает его.

Равенство токов основных и неосновных частиц устанавливается автоматически. Если равенство нарушится, то высота барьера будет изменяться в таком направлении, чтобы равенство токов восстановилось.

#### **4. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИДЕАЛЬНОГО *p-n*-ПЕРЕХОДА**

Для включения электронно-дырочного перехода в цепь на кристалл с обеих сторон наносят специально изготовленные контакты, которые не обладают выпрямляющим свойством и имеют малое сопротивление. В результате получают полупроводниковый диод. К диоду можно подключить источник напряжения  $U$ , при этом через диод будет протекать ток силой  $I$ . Зависимость  $I(U)$  называют вольт-амперной характеристикой (ВАХ) диода.

Источник напряжения изменяет высоту потенциального барьера – повышает, если “минус” источника подключен к *p*-области, и понижает, если “минус” источника подключен к *n*-области.

Изменение высоты барьера не изменяет тока неосновных носителей, так как они “скатываются” с потенциальной горки. Напротив, ток основных носителей очень чувствителен к изменению высоты барьера, так как эти носители должны “взбираться” на барьер.

Чтобы получить вольт-амперную характеристику диода, необходимо знать энергетический спектр электронов и дырок, который получен в квантовой механике и называется распределением Ферми-Дирака. Не рассматривая спектр в целом, приведем зависимость для наиболее энергичных электронов, от которых зависит ВАХ. Концентрация электронов с энергией больше, чем  $E$ , с ростом энергии убывает по экспоненциальному закону

$$n_n (>E) = B \exp (- E / (k T)), \quad (3)$$

где  $B$  – постоянная (точнее, слабо зависит от температуры). Дырки имеют такой же спектр.

Если “минус” источника напряжения  $U$  соединить с  $p$ -областью, а “плюс” – с  $n$ -областью, то высота барьера увеличится на  $qU$  (рис. 8, а). В этом случае говорят, что к диоду приложено обратное смещение. В соответствии с энергетическим спектром (3), число основных носителей, преодолевающих более высокий барьер, уменьшится на множитель  $\exp (- qU / (kT))$ , поэтому полный ток через переход станет равным

$$I = -I_S + I_S \exp (- qU / (kT)). \quad (4)$$

Если изменить полярность источника на противоположную, то высота барьера уменьшится на величину  $qU$  по сравнению с равновесной ( прямое смещение, рис. 8, б), а ток основных носителей возрастет на множитель  $\exp(qU / (kT))$ . При этом полный ток будет равен

$$I = -I_S + I_S \exp (qU / (kT)). \quad (5)$$

При прямом смещении ток протекает в положительном направлении (из  $p$ -области в  $n$ -область), а при обратном смещении направление тока изменяется. Напряжению источника  $U$  припишем знак “плюс” при прямом смещении и “минус” при обратном смещении. Тогда формулы (4) и (5) можно объединить

$$I = I_S \{ \exp (qU / (kT)) - 1 \}. \quad (6)$$

Формула (6) описывает вольт-амперную характеристику идеального электронно-дырочного перехода, ее называют *формулой Шокли* (один из изобретателей транзистора, Нобелевский лауреат).

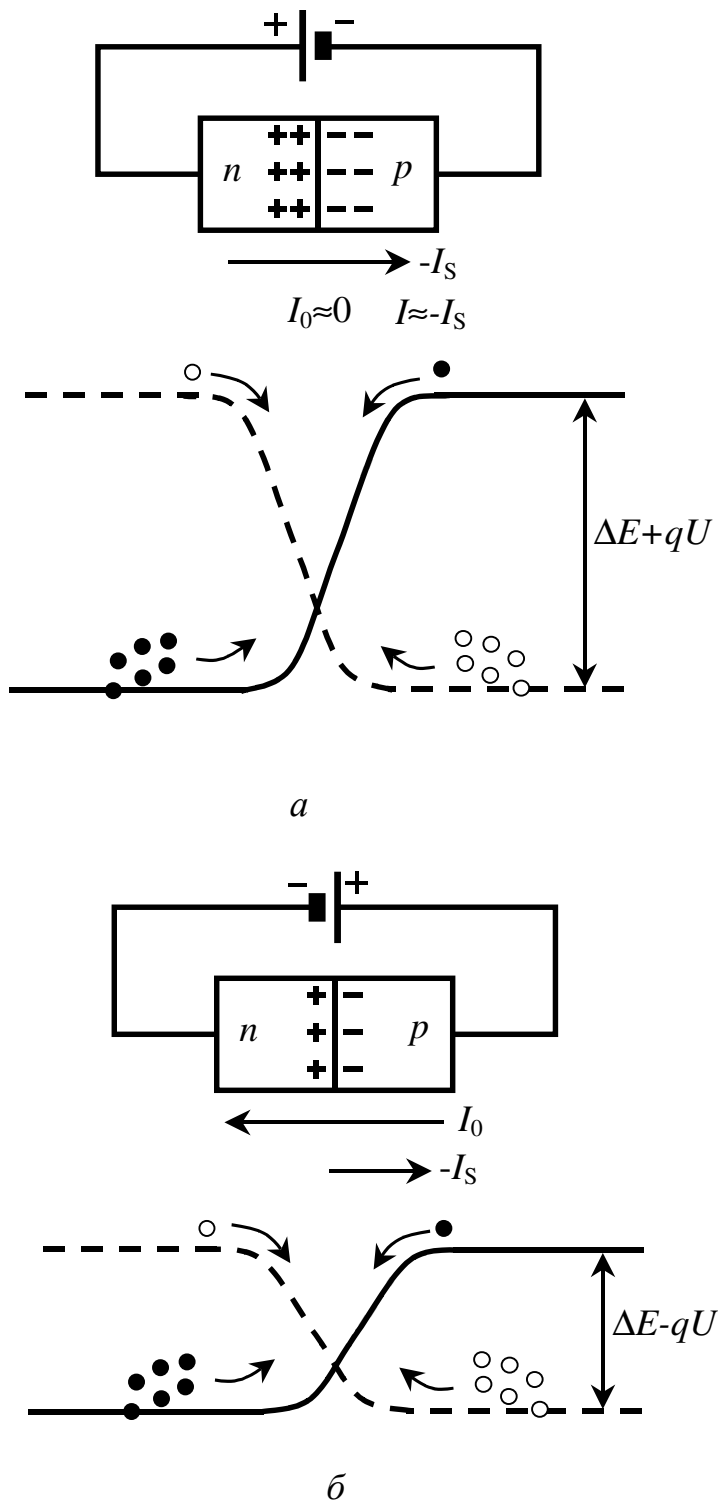


Рис. 8

Теоретическая ВАХ  $p$ - $n$ -перехода, рассчитанная по формуле (6) для комнатной температуры ( $T = 295$  К), представлена на рис. 9. Рассмотрим ее основные закономерности.

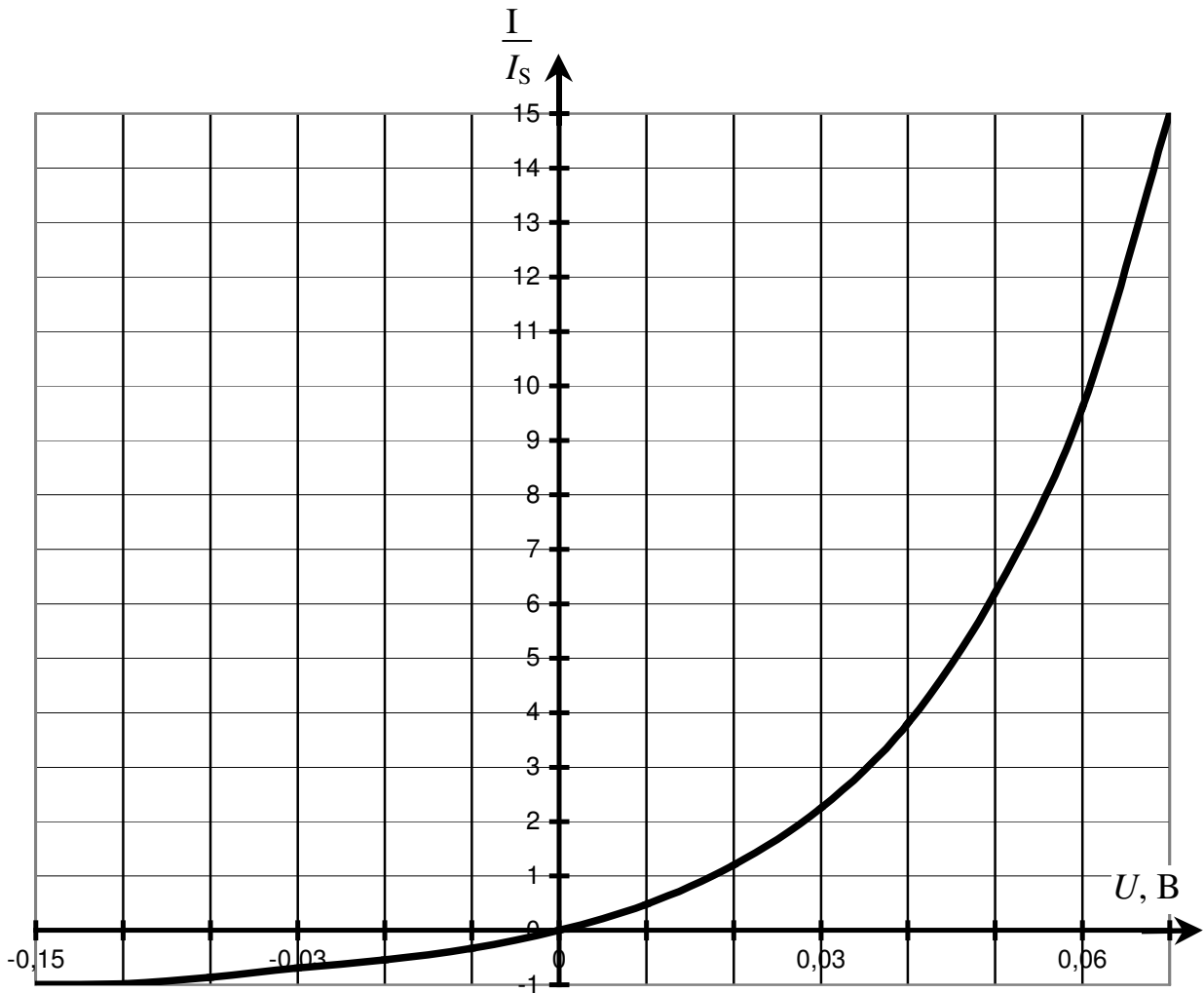


Рис. 9

а) При  $U = 0$  ток  $I = 0$ , при этом ток неосновных носителей компенсируется током основных носителей.

б) При увеличении обратного смещения (левая часть графика) растет потенциальный барьер, поэтому уменьшается ток основных носителей, вследствие чего полный, отрицательный ток нарастает. При напряжении 0,1 – 0,2 В ток основных носителей практически прекращается и остается только ток неосновных носителей, называемый током насыщения  $I_s$ .

в) Рассмотрим правую часть графика, для прямого смещения. При увеличении напряжения снижается высота барьера и вследствие этого резко увеличивается ток основных носителей, которые должны “взбираться” на барьер. Согласно формуле (6), при напряжении всего 0,3 В прямой ток больше тока насыщения в  $10^5$  раз!

г) Зависимость  $I$  от  $U$  обладает резко выраженной нелинейностью. В прямом направлении сопротивление диода малое, а в обратном направлении – очень большое. Практически диод пропускает ток только в одном направлении. Благодаря таким свойствам, диод получил широкое применение в источниках питания для получения постоянного тока из переменного, а также в различных логических (цифровых) схемах.

## 5. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ ВАХ И СРАВНЕНИЯ С ФОРМУЛОЙ ШОКЛИ

Для сравнения измеренной ВАХ с теоретической формулой (6) преобразуем последнюю к следующему виду (после перестановок выполнена операция логарифмирования)

$$\ln(I/I_S + 1) = qU / (kT). \quad (7)$$

Если на графике по оси абсцисс отложить напряжение, а по оси ординат

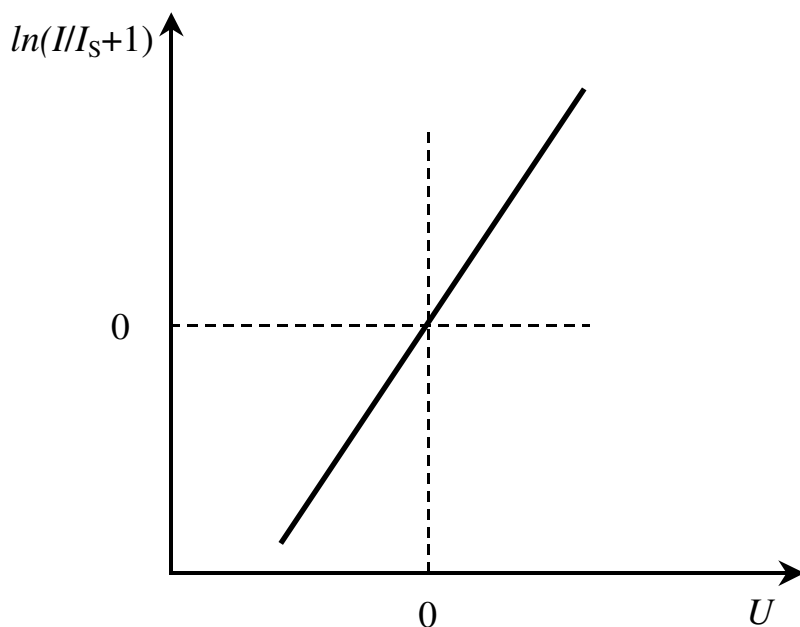


Рис. 10

– величину  $\ln(I/I_S + 1)$ , то получим линейную зависимость, показанную на рис. 10. Наклон прямой на графике определяется величиной  $q / (k T)$ , где  $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл есть модуль заряда электрона, а  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана,  $T$  – температура в К.

В работе при постоянной, известной температуре  $T$  измеряют зависимость тока германиевого диода от напряжения  $U$  на нем, определяют значение тока насыщения  $I_S$  и стро-

ят графическую зависимость величины  $\ln(I/I_S + 1)$  от  $U$ . На график точками наносят результаты измерений для напряжений примерно от  $-0,2$  В до  $+0,2$  В, как пояснено на рис. 11. В указанной области напряжений (или несколько

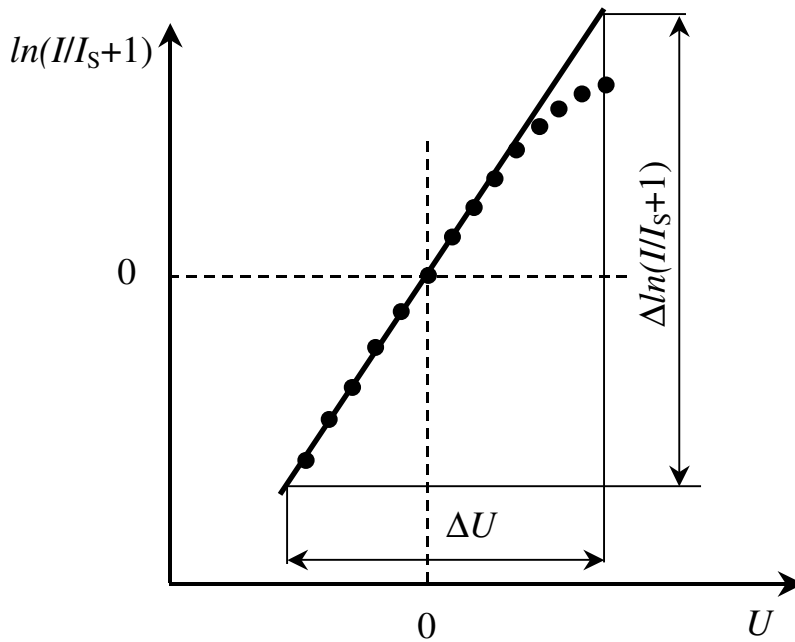


Рис. 11

меньшей) точки должны хорошо ложиться на прямую линию. Тем самым подтверждается формула Шокли (6). Из наклона прямой на графике находят коэффициент пропорциональности, равный  $q/kT$ . Измерив температуру диода  $T$ , получают численное значение для отношения фундаменталь-

ных физических величин  $q/k$  и сравнивают его с табличным значением. Если измеренное значение  $q/k$  близко к табличному, то это служит дополнительным аргументом в пользу теории Шокли.

Реальная ВАХ совпадает с теоретической только в ограниченной области напряжений около нуля. Причины расхождения при больших смещениях обсуждаются ниже.

## 5. ОСОБЕННОСТИ ВАХ РЕАЛЬНЫХ ДИОДОВ

Вольт-амперные характеристики реальных диодов имеют отличия от формулы Шокли, которая получена при ряде упрощающих предположений.

При больших прямых смещениях ток диода растет медленнее, чем по формуле (6), так как при выводе последней не учитывалось омическое сопротивление самого полупроводника. Поэтому с ростом прямого тока растет падение



напряжения на полупроводнике и меньшее напряжение остается собственно на  $p-n$ -переходе. При дальнейшем увеличении прямого смещения ВАХ становится линейной, так как при этом ток ограничивается уже не барьером (ставшим низким), а омическим сопротивлением.

При больших обратных смещениях ток насыщения германиевого диода не много возрастает. Этот рост мало заметен на графике, подобном рис. 9, но сильно проявляется на логарифмическом графике рис. 11. Этот дополнительный ток неосновных носителей возникает за счет их генерации в области  $p-n$ -перехода (двойного слоя зарядов), которая расширяется при увеличении обратного смещения. Этот эффект проявляется значительно сильнее в диодах из материала с большой шириной запрещенной зоны  $E_g$  (в кремнии), чем с малой шириной (в германии). Вследствие этого диоды из кремния вообще не имеют тока насыщения, их обратный ток заметно растет с увеличением обратного смещения [4].

Сама величина обратного тока сильно уменьшается с ростом ширины запрещенной зоны  $E_g$ : обратный ток кремниевых диодов в тысячи раз меньше, чем германиевых. Это легко понять, так как обратный ток создают неосновные носители, концентрация которых резко уменьшается при увеличении ширины запрещенной зоны (см. формулу 2).

При больших обратных смещениях (сотни вольт) происходит лавинный пробой  $p-n$ -перехода, сопровождающийся резким возрастанием тока.

## **6. ЗАВИСИМОСТЬ ТОКА НАСЫЩЕНИЯ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ГЕРМАНИЯ.**

Как видно из формулы (6), от величины тока насыщения  $I_S$  зависит ток при любых напряжениях на диоде. Зависимость тока  $I_S$  от температуры определяет-

ся температурной зависимостью концентрации неосновных носителей (см. формулу (2)) и задается формулой

$$I_S = C \exp(-E_g / (k T)), \quad (8)$$

где  $C$  – коэффициент пропорциональности. Экспоненциальный множитель в (8) определяет сильную зависимость тока как от температуры, так и от ширины запрещенной зоны  $E_g$ . Например, расчет по формуле (8) для германиевого диода дает увеличение тока в 80 раз при нагревании на 60 градусов от комнатной температуры.

Формула (8) положена в основу определения  $E_g$  из результатов измерения  $I_S$  при различной температуре  $T$ . Запишем формулу (8) для конкретной температуры  $T_0$  (это наименьшая температура в опыте – комнатная или близкая к ней)

$$I_{S0} = C \exp(-E_g / (k T_0)). \quad (9)$$

Разделим почленно (8) на (9) и прологарифмируем

$$\ln(I_S / I_{S0}) = (E_g / k) (1/T_0 - 1/T). \quad (10)$$

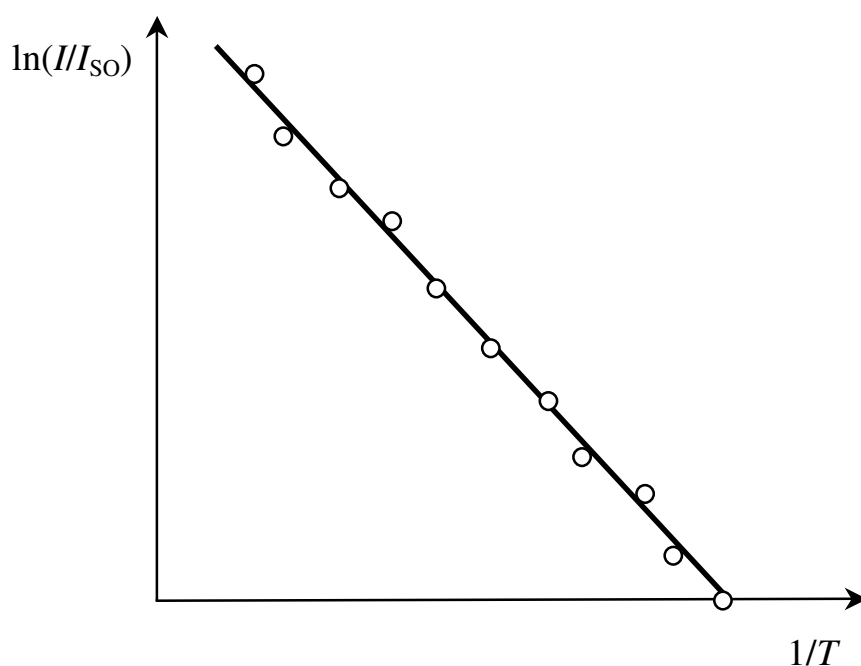


Рис. 12

По результатам измерений тока насыщения при различной температуре строится графическая зависимость  $\ln(I_S / I_{S0})$  от  $1/T$ , схематически показанная на рис. 12. Через экспериментальные точки необходимо провести наилучшую “на глаз” прямую. Если точки мало отклоняются от проведенной прямой, то

опыт подтверждает температурную зависимость (8). Значение величины  $E_g / k$  можно получить, подставив в (10) значения  $1/T$  и  $\ln(I_S/I_{SO})$  для какой-либо точки, лежащей на прямой в верхней части графика. Затем вычислить значение  $E_g$  в джоулях и электронвольтах ( $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В работе выполняют два опыта, каждый на отдельной установке. Пока одна бригада студентов выполняет первый опыт, другая – выполняет второй. Затем они меняются местами.

### ОПЫТ 1. ИЗУЧЕНИЕ ВАХ И ПРОВЕРКА ФОРМУЛЫ ШОКЛИ

**Задание 1.** Ознакомиться с установкой.

Схема установки для измерения вольт-амперной характеристики (ВАХ) германиевого выпрямительного диода показана на рис. 13. Напряжение на ди-

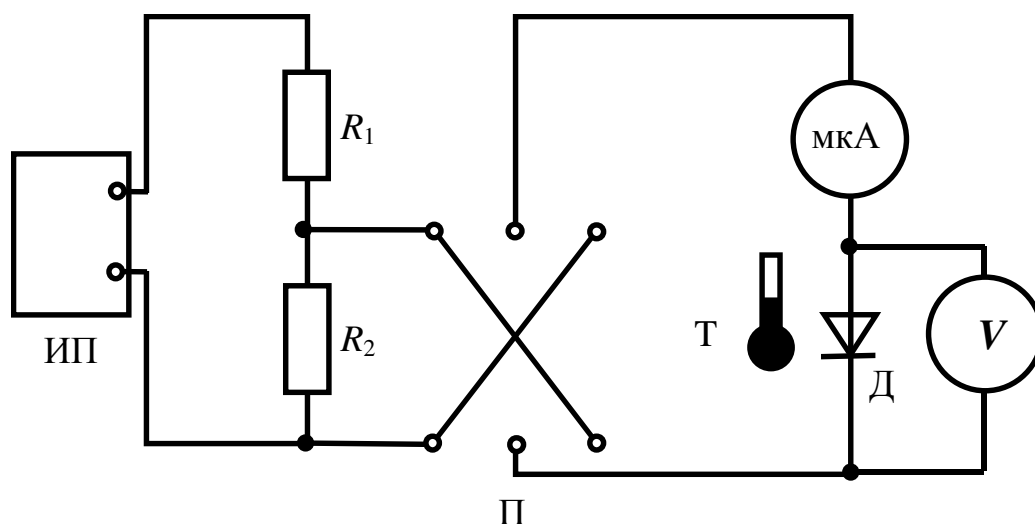


Рис. 13

од Д подается от источника питания ИП, которое можно регулировать плавно в пределах от 0 до 15 В. С помощью делителя напряжения на резисторах  $R_1$  и  $R_2$  это напряжение уменьшают примерно в 100 раз и подают на диод. Полярность

напряжения на диоде изменяют переключателем П, который имеет два положения: “смещение прямое” или ”смещение обратное”. Напряжение  $U$  на диоде и ток диода  $I$  измеряют двумя цифровыми тестерами “V” и “мкА”. Температуру диода измеряют жидкостным термометром Т.

Установка в плане показана на рис. 14. На передней панели источника питания 1 имеются две ручки 2 “грубо” и “точно” для регулировки напряжения, вольтметр для измерения напряжения на выходе, кнопка “сеть” для включения источника и выходные клеммы.

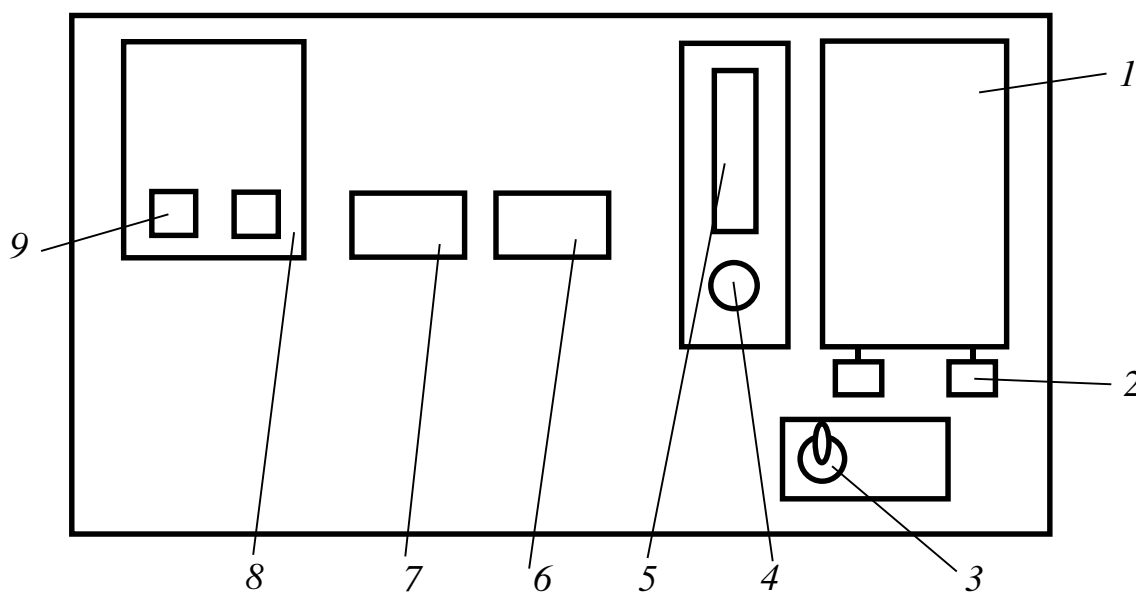


Рис. 14

Диод 4 и термометр 5 расположены в корпусе с прозрачной крышкой. Измерительные электронные приборы (микроамперметр 6 и вольтметр 7) питаются от батареек, расположенных в корпусе 8; приборы будут в рабочем состоянии, если нажать и удерживать две кнопки 9.

1. Включить источник питания 1. Вращая ручки 2, убедиться с помощью вольтметра источника, что напряжение можно изменять в пределах от нуля до 15 В.

2. Нажать и удерживать кнопки 9 для включения питания тестеров, при этом должны появиться цифры на индикаторах; они должны изменяться при изменении напряжения источника.

**Задание 2.** Измерить ВАХ.

1. Подготовить табл. 1.

Таблица 1

Температура  $T = \dots\dots$ 

№	$U, В$	$I, мкА$	$\ln(1 + I/I_S)$
1			

*Примечание:* в табл. должно быть 20 строк.

2. Тумблером 3 (рис. 14) установить обратное смещение. Снять зависимость тока диода от напряжения на нем. Результаты измерения записать в табл. 1.

Показания приборов (особенно микроамперметра) записывать без округления результатов. *Примечание:* более подробные указания по выполнению работы приведены на установке.

3. Установить прямое смещение и повторить измерения п. 2.

4. Измерить температуру диода, результат записать в табл. 1.

## ОПЫТ 2. ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ТОКА НАСЫЩЕНИЯ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ.

**Задание 1.** Ознакомиться с установкой.

Схема установки показана на рис. 15. На германиевый диод  $D$  подается не-большое обратное смещение от гальванического элемента ИП через кнопочный выключатель  $B$  и делитель напряжения на резисторах  $R_1$  и  $R_2$ . Протекающий через диод ток насыщения  $I_S$  измеряют цифровым тестером “мкА”. Диод расположен внутри нагревательного устройства  $H$ , питаемого от сети через понижающий трансформатор. Температуру диода измеряют жидкостным термометром  $T$ .

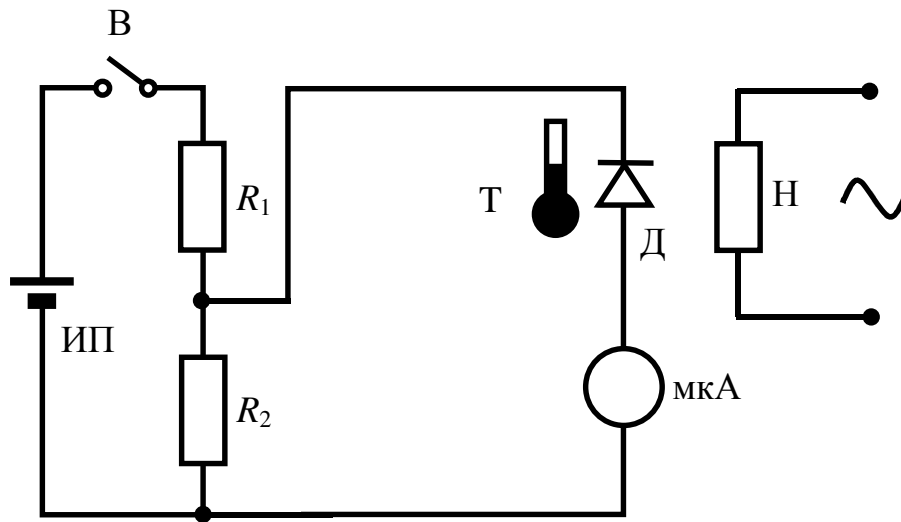


Рис. 15

Установка в плане показана на рис. 16. В корпусе 1 находится трансформатор для питания нагревателя. Тумблер 2 можно установить в трех положениях: “нагрев слабый”, “нагрев сильный” и “выключено”. Диод 3 помещен в нагревательный элемент 4, температуру внутри которого измеряют термометром 5. Перечислим остальные элементы установки: гальванический элемент 6 для питания диода, микроамперметр 7, кнопки 8 включения питания схемы и тестера, батарейный отсек питания тестера 9.

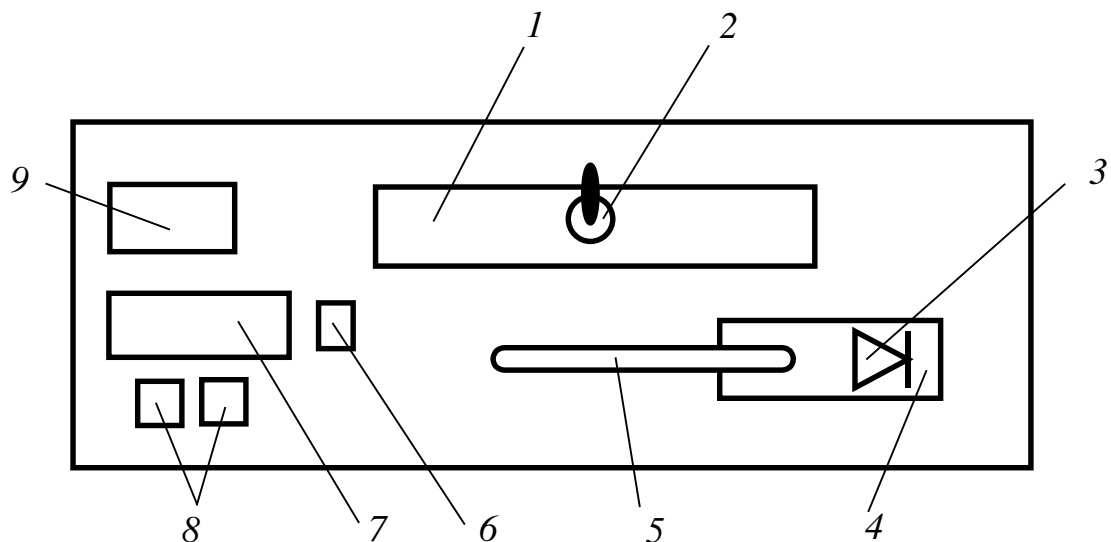


Рис. 16

батарейный отсек питания тестера 9.

1. Нажать две кнопки 8, при этом на индикаторе тестера появится значение тока насыщения.

2. Измерения выполняют в ходе роста температуры диода, начиная от комнатной. Поэтому нагреватель пока должен быть выключен. Если перед вашей работой установку использовала другая бригада, то необходимо охладить установку до комнатной температуры. *Примечание:* в случае необходимости можно начинать измерения и при более высокой температуре, примерно на  $10^\circ$  выше комнатной.

**Задание 2.** Выполнение опыта.

1. Подготовить табл. 2.

Таблица 2

№	$t, ^\circ\text{C}$	$T, \text{K}$	$1/T$	$I_S$	$\ln(I_S/I_{S0})$

*Примечание:* в таблице должно быть 10-15 строк.

2. Измерить температуру  $t, ^\circ\text{C}$  и ток  $I_S$ . Результаты записать в табл. 2.
3. Включить нагреватель тумблером 2 (рис. 16) в положение слабого нагрева. По мере роста температуры записывать в табл. 2 показания термометра и ток диода. Отсчеты производить с шагом примерно  $4-5 ^\circ\text{C}$ .
4. Когда возрастание температуры станет медленным, включить сильный нагрев и продолжить измерения до максимальной температуры, указанной на установке.
5. Выключить нагреватель, чтобы установка была охлаждена для работы других студентов.

**ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ.**

**ОПЫТ 1.**

1. По результатам измерений (табл. 1) построить графическую зависимость тока диода от напряжения.

2. Убедиться в существовании тока насыщения. Для дальнейшего расчета значение тока насыщения  $I_S$  взять без округления из табл. 1 при обратном смещении примерно 0,15 – 0,20 В.
3. Для различных напряжений вычислить величину  $\ln(1 + I/I_S)$ , результаты записать в табл. 2.
4. На миллиметровой бумаге формата А4 построить графическую зависимость величины  $\ln(1 + I/I_S)$  от напряжения (рис. 11).
5. В области напряжений примерно от – 0,1 до + 0,05 В точки должны хорошо ложиться на прямую линию, которую следует провести. Тем самым подтверждается формула Шокли (6, 7).
6. Из наклона прямой на графике находят численное значение коэффициента пропорциональности  $q/kT$ . Для этого на полученном графике строят треугольник, как пояснено на рис. 11, и вычисляют искомую величину по формуле  $q/kT = \Delta \ln(1 + I/I_S) / \Delta U$ .
7. Зная температуру диода  $T$ , получают численное значение для отношения фундаментальных физических величин  $q/k$  и сравнивают его с табличным значением, равным  $(q/k)_{\text{табл}} = 11590 \text{ Кл К / Дж}$ .
8. Вычислить относительную погрешность измерения отношения  $q/k$  в процентах, приняв за абсолютную погрешность разность между измеренным и табличным значениями.
9. Результат измерения привести в виде  $q/k = \dots\dots\dots (\pm \dots\%) \text{ Кл К / Дж}$ .

### ОПЫТ 2.

1. Вычислить величины  $T$ ,  $1/T$  и  $\ln(I_S/I_{S0})$ , записать их в табл. 2. Ток насыщения при минимальной температуре  $T_0$  обозначен  $I_{S0}$  (см. раздел 6 теоретической части).
2. По результатам измерений построить графическую зависимость величины  $\ln(I_S/I_{S0})$  от  $1/T$ , схематически показанную на рис. 12 точками. (*Примечание:* ось абсцисс начинать не от нуля, а от минимального значения величины  $1/T$ .) Через экспериментальные точки необходимо провести наилучшую “на глаз” пря-



мую. Если точки мало отклоняются от проведенной прямой, то опыт подтверждает температурную зависимость (8). Значение величины  $E_g/k$  можно получить, подставив в (10) значения  $1/T$  и  $\ln(I_S/I_{SO})$  для какой-либо точки, лежащей на прямой в верхней части графика. Затем вычислить значение  $E_g$  в джоулях и электронвольтах ( $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К).

3. Вычислить относительную погрешность измерения величины  $E_g$  в процентах, приняв за абсолютную погрешность разность между измеренным и табличным значениями,  $(E_g)_{\text{табл}} = 0,66$  эВ.

4. Результат измерения привести в виде  $E_g = \dots\dots\dots (\pm \dots\%)$  эВ.

### Контрольные вопросы

1. Какие частицы являются носителями тока в собственном и примесных полупроводниках?
2. Объяснить зонные диаграммы собственного и примесных полупроводников.
3. Какие частицы создают потенциальный барьер в  $p$ - $n$ -переходе?
4. Какие токи протекают через переход в равновесном состоянии и при изменении высоты барьера?
5. Какие особенности имеет ВАХ идеального  $p$ - $n$ -перехода?
6. Что такое ток насыщения и какими частицами он создается?
7. Как в данной работе находят  $E_g$  германия?

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савельев И.В. Курс физики. М.: Наука, 1989. Т. 3. 304 с.
2. Калашников С.Г. Электричество. М.: Наука, 1985. Т. 3. 576 с.
3. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Физика твердого тела. М.: Высш. школа, 1971. 224 с.
4. Левинштейн М.Е., Симин Г.С. Барьеры. М.: Наука, 1987. 320 с.