



010804. Изучение работы p-n перехода

Цель работы: Изучить физические процессы в p-n переходе.

Требуемое оборудование, входящее в состав модульно учебного комплекса МУК-ТТ1:

- | | |
|---|-------|
| 1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 | 1 шт. |
| 2. Блок генератора напряжений ГН4 | 1 шт. |
| 3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ1 | 1 шт. |
| 4. Соединительные провода с наконечниками Ш4-Ш1.6 | 6 шт. |

Краткое теоретическое введение

P-n переход и его энергетическая зонная диаграмма в состоянии равновесия

P-n переход (рис. 1) представляет собой контакт двух областей полупроводника с различными типами проводимости (*n*- и *p*-типа).

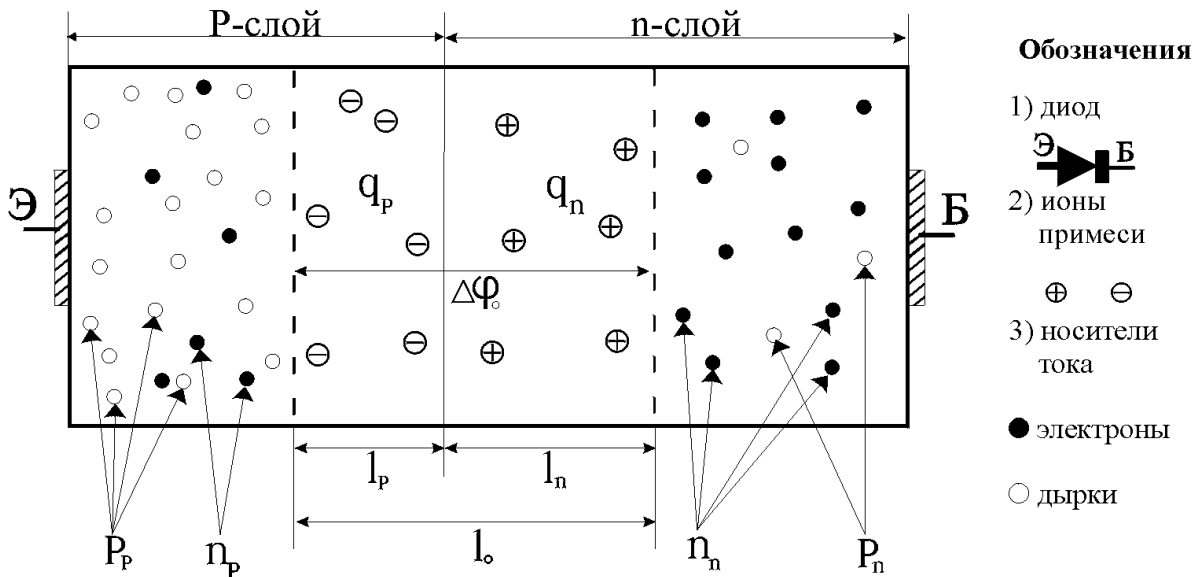


Рис.1

Сечение полупроводника постоянно и настолько велико, что влияние поверхностных эффектов по сравнению с объемными несущественно. Между *n*- и *p*- областями находится переходная область шириной $l_0 = l_p + l_n \approx 0,5 \text{ мкм}$, в которой происходит изменение типа проводимости. Физические явления, происходящие в этой переходной области и

прилегающих областях обеспечивают работу перехода и определяют связь между током через структуру и напряжением на контактах Э и Б.

Примем следующие обозначения:

Концентрация основных носителей тока: P_p - дырки в p -слое, N_n - свободные электроны в n -слое.

Концентрация неосновных носителей тока: N_p - свободные электроны в p -слое, P_n - дырки в n -слое.

Диффузионные потоки: ΔP_p - поток дырок из p -слоя, ΔN_n - поток электронов из n -слоя.

Дрейфовые потоки: ΔN_p - поток электронов из p -слоя, ΔP_n - поток дырок из n -слоя, $\Delta \varphi_o$ - контактная разность потенциалов на p - n -переходе.

В рабочем диапазоне температур $P_p \gg N_p$, $N_n \gg P_n$.

Рассмотрим несимметричный p - n -переход, при котором концентрация акцепторов N_A и концентрация доноров N_D неодинаковы. Такой переход обычно формируют в полупроводниковых диодах. Например, пусть $N_A = 100 - 1000 N_D$. Тогда при активации примеси $P_p \gg N_n$. Низкоомный p -слой, содержащий много основных носителей тока, называют эмиттером (Э), а более высокоомный n -слой называют базой (Б).

Из «закона действующих масс» следует, что $P_p N_p = N_n P_n$. Так как $P_p \gg N_n$, то $P_n \gg N_p$. Общее соотношение концентраций носителей тока $P_p \gg N_n \gg P_n \gg N_p$.

На границе между p -слоем и n -слоем имеется большая разность концентрации и дырок, и свободных электронов. Вследствие теплового движения этих частиц происходит спонтанный процесс диффузии и дырок, и электронов через границу между слоями.

Диффузионный поток ΔP_p дырок из p -слоя, проходя в n -слой, на участке ℓ_n встречается со свободными электронами. Процесс рекомбинации уничтожает эти носители тока. Остаются донорные ионы, создающие объемный заряд $q_n = q_e N_D \ell_n S$, где S - площадь поперечного сечения полупроводника. Аналогично после рекомбинации диффузионного потока ΔN_n электронов из n -слоя и дырок p -слоя на участке ℓ_p этого слоя остаются акцепторные ионы, создающие заряд $q_p = -q_e N_A \ell_p S$. Так образуется p - n -переход шириной $\ell_o = \ell_p + \ell_n$, лишенный носителей тока и содержащий объемные заряды ионов q_p и q_n . Он обладает очень большим сопротивлением.

Так как $q_p = -q_n$, то $N_A \ell_p = N_D \ell_n$. При несимметричном p - n -переходе ($N_A \gg N_D$) имеем $\ell_p \ll \ell_n$. Таким образом $\ell_o \approx \ell_n$ и p - n -переход размещен в основном в высокоомной базе.

При некоторой постоянной температуре p -слой, n -слой и переход между ними приходят в состояние равновесия. Особенность этого состояния рассматриваемой системы определяется тем,

что для всего объема полупроводника в равновесном состоянии уровень Ферми E_F имеет одинаковое значение. Исходя из этого «принципа горизонтальности уровня Ферми» строится энергетическая зонная диаграмма системы, показанная на рис.2. При построении ее учитывается, что в p -слое уровень Ферми всегда находится вблизи валентной зоны, а в n -слое он расположен вблизи зоны проводимости.

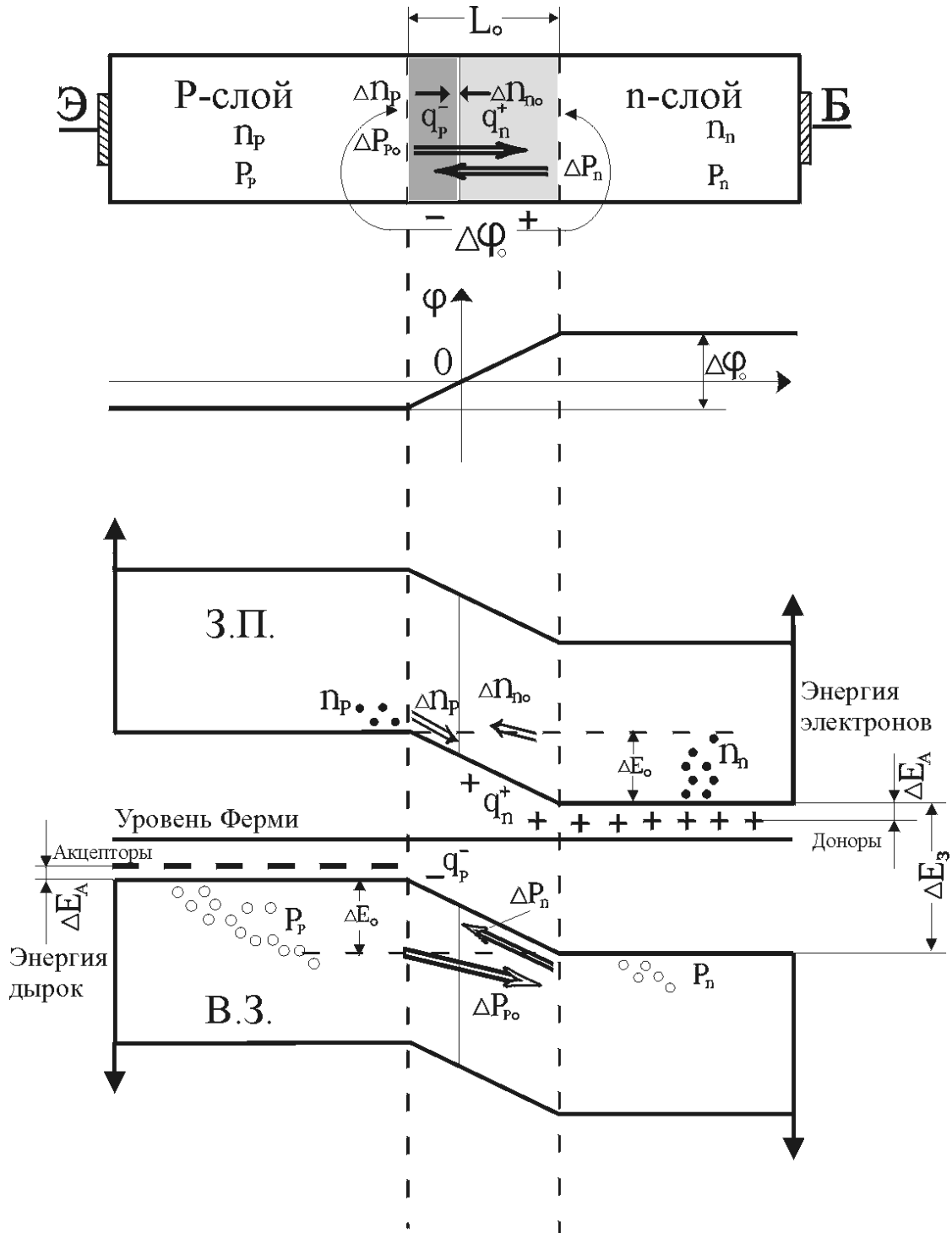


Рис. 2

Относительно «горизонтального», общего для всего объема уровня Ферми, строятся валентная зона и зона проводимости, которые в области p - n -перехода оказываются «наклонными».

«Наклонная» В.З. для дырок p -слоя создает при их переходе в n -слой потенциальный барьер ΔE_o . Такой же барьер в ЗП создается для электронов n -слоя. Энергия дырок на диаграмме увеличивается «вниз», а электронов – «вверх». Переход дырок из p -слоя в n -слой требует увеличения их энергии. Дырки же n -слоя, оказавшиеся у границы p - n -перехода, беспрепятственно, уменьшая свою энергию, направлены движутся (дрейфуют) в p -слой.

Потенциальный барьер определяется в равновесном состоянии контактной разностью потенциалов $\Delta\varphi_o$, создаваемой объемными зарядами q_p и q_n ионов в p - n -переходе. Высота барьера $\Delta E_o = q_e \cdot \Delta\varphi_o$, ширина (p - n -перехода) - $\ell_o \approx \sqrt{\Delta\varphi_o}$.

Так как дырочный газ в валентной зоне – невырожденный, его концентрация при $T = \text{const}$ распределяется по закону Больцмана

$$P_n = P_p \cdot e^{-\frac{\Delta E_o}{kT}}$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К. Следовательно, равновесная концентрация дырок P_p в p -слое и P_n в n -слое неодинакова:

Из предыдущей формулы получим

$$\Delta E_o = kT \ln \frac{P_p}{P_n} \quad (1)$$

При $T = 300\text{K}$ $\Delta E_o \approx 0,35 \text{ эВ}$ ($\Delta\varphi_o = 0,35 \text{ В}$) для Ge и $\Delta E_o \approx 0,65 \text{ эВ}$ ($\Delta\varphi_o \approx 0,65 \text{ В}$) для Si .

В равновесном состоянии вследствие $P_p \gg P_n$ диффузионный поток дырок ΔP_{po} не исчезает, но компенсируется встречно направленным дрейфовым потоком ΔP_n дырок: $\Delta P_{po} = \Delta P_n$. Величина дрейфового потока не зависит от потенциального барьера ΔE_o , но определяется концентрацией P_n дырок – неосновных носителей тока в n -слое. Она существенно зависит от температуры полупроводника. При постоянной температуре $\Delta P_n = \text{const}$.

Для зоны проводимости картина диффузионного и дрейфового потоков электронов аналогична рассмотренной. Ввиду малости этих потоков при несимметричном p - n -переходе в дальнейшем их можно не рассматривать.

Прямое смещение p - n -перехода

Разность потенциалов $\Delta\varphi$ на границах p - n -перехода можно изменять относительно «контактной» разности потенциалов $\Delta\varphi_o$ с помощью внешнего напряжения, подаваемого на клеммы Э и Б полупроводниковой системы.

Если напряжение U приложено так, что $\Delta\varphi < \Delta\varphi_o$, оно называется напряжением «прямого смещения» p - n -перехода или прямым напряжением на полупроводниковом диоде. В рассматриваемом здесь случае полярность прямого напряжения должна иметь «плюс» на Э и «минус» на Б.

При прямом смещении p - n -перехода по сравнению с равновесными значениями уменьшаются разность потенциалов $\Delta\varphi$, высота ΔE и ширина ℓ потенциального барьера.

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi &= \Delta\varphi_o - U \\ \Delta E &= q_e \cdot \Delta\varphi - \Delta E_o - q_e U \\ \ell &= \ell_o \sqrt{\Delta\varphi / \Delta\varphi_o} = \ell_o \sqrt{1 - U / \Delta\varphi_o} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

а также на $\Delta E_F = q_e U$ уровень Ферми E_{Fn} в n -слое смещается «вверх» на зонной диаграмме относительно уровня Ферми E_{Fp} в p -слое. Неравенство $E_{FP} > E_{FN}$ означает, что система прямым напряжением U выведена из состояния равновесия при неизменной температуре. Такой процесс «энергетического смещения» при $T = const$ сохраняет в p -слое и в n -слое равновесное положение валентной зоны ВЗ и зоны проводимости ЗП относительно соответствующего уровня Ферми. На зонной диаграмме ВЗ и ЗП в n -слое вместе с E_{Fn} смещается «вверх», как это показано на рис.3.

При «прямом смещении» и при $T = const$ концентрация неосновных носителей – дырок в n -слое P_n и дрейфовый поток ΔP_n дырок из n -слоя практически остаются такими же, как и в состоянии равновесия.

Диффузионный же поток дырок ΔP_p из p -слоя, зависящий от высоты ΔE барьера, существенно возрастает по сравнению с равновесным значением: $\Delta P_p \gg \Delta P_{po}$. В n -слое за счет этого потока появляются «избыточные неосновные носители тока» – дырки. Этот процесс нагнетания из эмиттера в базу неосновных носителей называют инжекцией. На границе p - n -перехода ($x=0$ на рис.3) концентрация «избыточных дырок» $\Delta P_o = \Delta P_p - \Delta P_n$ максимальна. Эти дырки диффундируют в n -слое и по причине рекомбинации с имеющимися в этом слое свободными электронами уменьшают свою концентрацию по закону

$$\Delta P(x) = \Delta P_o \cdot e^{-\frac{x}{L}} = P_n \left(e^{\frac{q_e U}{kT}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x}{L}} \quad (3)$$

где $L \approx 0,1$ мм – «диффузионная длина» дырок в n -слое, при которой $\Delta P(x=L) < \Delta P_o$ в $e = 2,7$ раз, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж / К.

Рекомбинационное уменьшение свободных электронов в n -слое компенсируется их притоком из внешней цепи под действием источника «прямого» напряжения. Соответственно инжекция дырок из эмиттера в p -слое компенсируется оттоком электронов во внешнюю цепь, что эквивалентно притоку дырок из этой цепи.

Диффузионный дырочный ток на границе ($x=0$ на рис. 3) p - n -перехода с n -слоем определяется законом диффузии

$$I = q_e \cdot D_p S \left. \frac{d[\Delta P(x)]}{dx} \right|_{x=0} \quad (4)$$

где D_p - коэффициент диффузии дырок в n -слое.

Подставляя $\Delta P(x)$ из (3) и находя производную, получим при $x=0$ формулу прямого тока через p - n -переход

$$I = I_{op} \left(e^{\frac{qeU}{kT}} - 1 \right) \quad (5)$$

где $I_{op} = q_e D_p S P_n / L$ - «тепловой ток» дырок, зависящий от температуры вследствие термогенерации дырок в n -слое и от ширины запрещенной зоны ΔE_3 полупроводника. При $T = 300$ К для Ge $I_{op} \approx 1$ мкА, для Si $I_{op} \approx 10^{-7}$ мкА

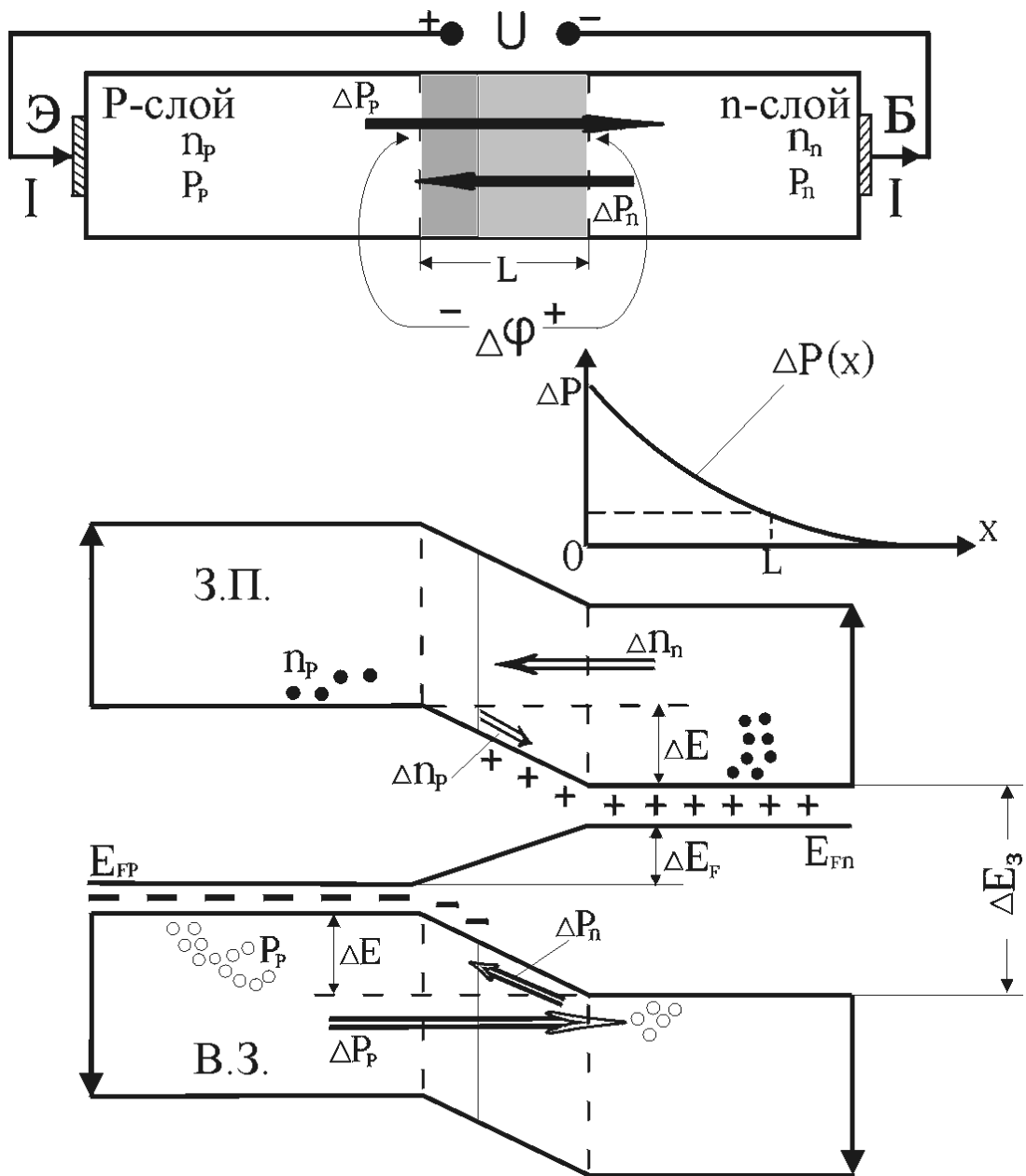


Рис. 3

Прямое напряжение смещения, исходя из требования $\Delta\varphi = \Delta\varphi_o - U > 0$, ограничивается условием $U < \Delta\varphi_o$. Прямой ток нормируется по допустимой мощности, выделяющейся при нагревании полупроводника, и для диодов средней мощности $I_{\max} \approx 0,5 A$. Так как ширина ℓ $p-n$ -перехода при прямом смещении мала, его сопротивление незначительно.

Примечание: Если $p-n$ -переход симметричный, аналогичным образом рассматриваются электронные потоки в зоне проводимости, инжекция электронов из n -слоя, диффузионный электронный ток, соответствующий формуле (4), но содержащий тепловой ток электронов I_{on} . Прямой ток является суммой дырочного и электронного токов.

Обратное смещение $p-n$ -перехода

Напряжение смещения U' называют обратным напряжением, если оно приложено к клеммам Э и Б так, что $\Delta\varphi > \Delta\varphi_o$. На рис.4 полярность этого напряжения имеет «плюс» на Б и «минус» на Э.

При обратном смещении $p-n$ -перехода возрастают по сравнению с равновесными значениями разность потенциалов, высота и ширина потенциального барьера

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi &= \Delta\varphi_o + U' \\ \Delta E &= q_e \cdot \Delta\varphi = \Delta E_o + q_e U' \\ \ell &= \ell_o \sqrt{\Delta\varphi / \Delta\varphi_o} = \ell_o \sqrt{1 + U' / \Delta\varphi_o} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

а также на $\Delta E_F = q_e U'$ смещается «вниз» на зонной диаграмме уровень Ферми E_{Fn} относительно уровня Ферми E_{Fp} .

Напряжением U' система выведена из состояния равновесия ($E_{Fn} < E_{Fp}$) при неизменной температуре. Равновесные значения концентрации основных и неосновных носителей тока в p -слое и в n -слое сохраняются. Неизменным остается и положение ВЗ и ЗП относительно уровней Ферми в каждом слое. Вместе с уровнем Ферми смещаются «вниз» относительно p -слоя ВЗ и ЗП n -слоя, как показано на зонной диаграмме (рис. 4).

При обратном смещении и при $T = const$ дрейфовый поток ΔP_n дырок из n -слоя остается таким же, как и в состоянии равновесия.

Диффузионный же поток дырок ΔP_p из p -слоя ввиду увеличения высоты ΔE потенциального барьера ($\Delta E > \Delta E_o$) существенно уменьшается по сравнению с равновесным значением: $\Delta P_p \ll \Delta P_{po}$.

Преимущественный дрейфовый переход дырок из n -слоя в p -слой (экстракция, или отсос дырок из базы) создает в n -слое вблизи его границы с $p-n$ -переходом «дефицит дырок», распространяющийся по мере удаления от границы (вдоль оси X) в соответствии с формулой

$$\Delta P'(x) = \Delta P'_o \cdot e^{-\frac{x}{L}} = P_n \left(e^{-\frac{qeU'}{kT}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x}{L}} \quad (7)$$

где максимальное значение «дефицита» (при $X=0$) $\Delta P'_o = \Delta P_p - \Delta P_n < 0$.

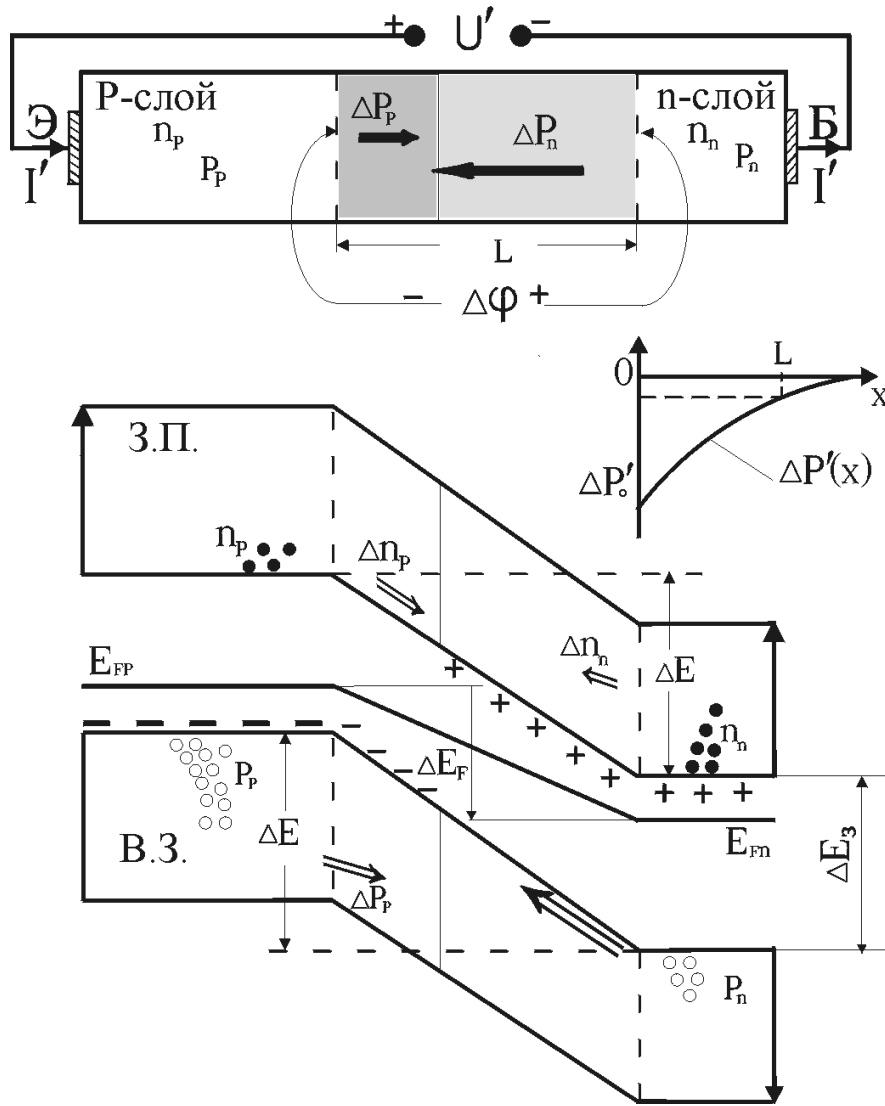


Рис.4

Дырки, покидающие n -слой, компенсируются притоком их из глубины n -слоя, что эквивалентно оттоку свободных электронов во внешнюю цепь через клемму B . В p -слое сверхравновесные дырки, проникшие через p - n -переход, компенсируются рекомбинацией их с электронами, поступающими из внешней цепи через клемму A .

Дрейфовый дырочный ток на границе p - n -перехода с n -слоем определяется формулой (4), подставляя в которую (7), получим для обратного тока через p - n -переход

$$I' = I_{op} \left(e^{-\frac{qeU'}{kT}} - 1 \right) \quad (8)$$

где тепловой дырочный ток I_{op} соответствует рассмотренному в (5). Обратное напряжение U' ограничивается электрической прочностью кристалла и может быть достаточно большим (30-100В).

Даже при не очень больших напряжениях U' в (8) экспоненциальная часть много меньше единицы и ею можно пренебречь. Поэтому $I' \approx -I_{op} = const$ при данной температуре и разных значениях $U' \gg 0$. Температурная зависимость тока I' весьма существенна.

Ввиду большого значения ширины ℓ $p-n$ -перехода сопротивление обратного смещенного перехода очень большое.

Методика эксперимента

Исследовать свойства $p-n$ -перехода можно с помощью полупроводникового диода. Полупроводниковым диодом называется электронный прибор, который состоит из $p-n$ -перехода, система контактов и корпуса.

Формулы (5) и (8) определяют вольт-амперные характеристик (ВАХ) полупроводникового диода при прямом $I = f(U)$ и при обратном $I' = f(U')$ смещениях.

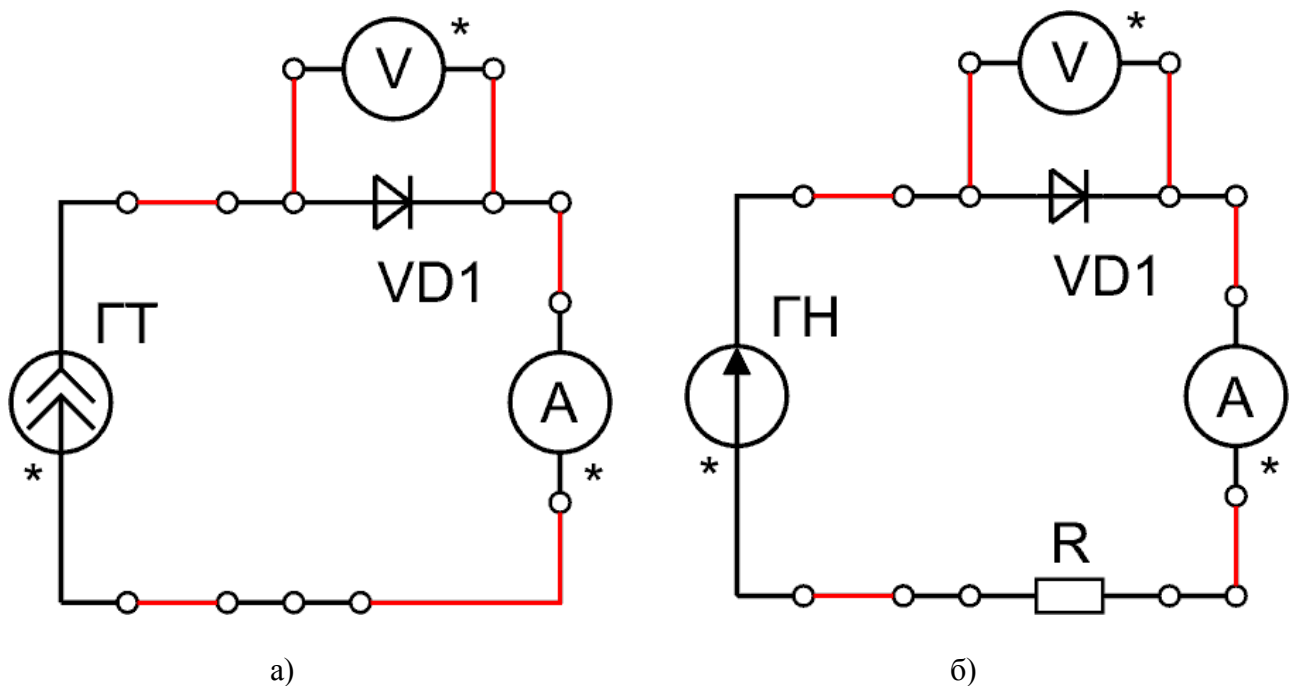


Рис. 5

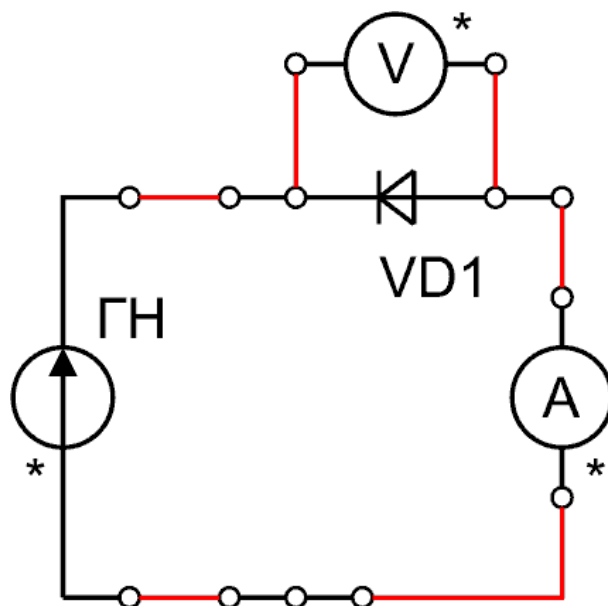


Рис. 6

В первом случае ВАХ имеет большую крутизну: при малом изменении прямого напряжения ток диода изменяется резко. Для экспериментального исследования ВАХ в этом случае проще и точнее устанавливать величину тока, а напряжение, полученное на диоде, измерять. Для этого в качестве источника необходимо применять либо «генератор тока» (рис. 5а), либо гасящее сопротивление (рис. 5б).

ВАХ при обратном включении диода: даже при больших изменениях напряжения ток изменяется незначительно. В этом случае предпочтительнее использовать «генератор напряжений» для установки напряжения на диоде, а ток диода измерять (рис. 6).

Рекомендуемое задание

1. Перед выполнением работы изучить вводную часть данного описания.
2. Собрать установку по соответствующей схеме прямого, а затем обратного включения диода, указанной на рабочем месте.
3. Получить данные для построения прямой ветви ВАХ, задаваясь разными значениями прямого тока и измеряя соответствующие значения прямого напряжения на диоде.
4. Исследовать при заданном значении прямого тока зависимость прямого напряжения на диоде от температуры: $U = f(T)_{I = const}$.
5. Получить данные для построения обратной ветви ВАХ, задаваясь разными значениями обратного напряжения на ГН и измеряя соответствующие значения обратного тока диода.
6. Исследовать при заданном значении обратного напряжения зависимость обратного тока диода от температуры $I' = f(T)_{U' = const}$.
7. Построить на графике выбирая соответствующие масштабы тока и напряжения на осях координат, ВАХ для прямой и обратной ветвей.
8. Построить графики зависимостей по п. 4 и 6.