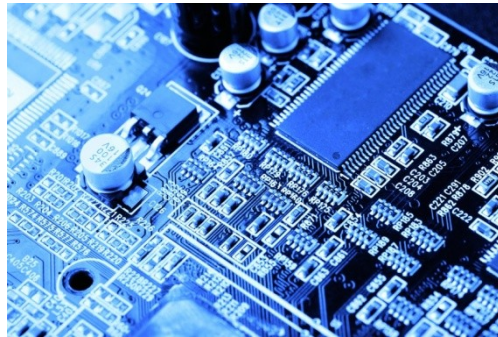


Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет ИТМО»
Факультет безопасности информационных технологий

СХЕМОТЕХНИКА
ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ



Санкт-Петербург,
2019

Оглавление

ОРБИТЫ И ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНА	3
ЭЛЕКТРОН В ТВЁРДОМ ТЕЛЕ	7
ДИЭЛЕКТРИКИ, ПОЛУПРОВОДНИКИ И МЕТАЛЛЫ	9
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ В МЕТАЛЛАХ	10
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ	11
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ	13
КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ РЕШЁТКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ	14
ДОНОРНЫЕ И АКЦЕПТОРНЫЕ ПРИМЕСИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ	15
ВОЗНИКНОВЕНИЕ НОВЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ В ПРИМЕСНЫХ ПРОВОДНИКАХ	16
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ	18
СОУДАРЕНИЯ И ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНОВ (ДЫРОК)	19
ТЕПЛОВОЕ РАВНОВЕСИЕ	20
ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФЕРМИ-ДИРАКА	21
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ	23
ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ	25
СПЕКТРОР ПОГЛОЩЕНИЯ И КВАНТОВЫЙ ВЫХОД ПОЛУПРОВОДНИКОВ	26
ФОТОПРОВОДИМОСТЬ	28
ДЕБАЕВСКИЙ РАДИУС	30
СРАВНЕНИЕ ДЕБАЕВСКОГО РАДИУСА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ ПЛАЗМЫ	31
ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ И ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ	32
ЭФФЕКТ ХОЛЛА	34
ЭФФЕКТ ЭТТИНГСГАУЗЕНА	38
ЭФФЕКТ ПЕЛЬТЬЕ	39
ТЕХНОЛОГИИ ПРОИЗВОДСТВА p-n ПЕРЕХОДА	40
РЕЗКИЙ p-n ПЕРЕХОД	42
ПЛАВНЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ p-n ПЕРЕХОД	44
ЗОННАЯ ДИАГРАММА ПРИ ПРЯМОМ И ОБРАТНОМ СМЕЩЕНИЯХ	46
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛОВ И ЗАРЯДОВ	47
УРАВНЕНИЕ ШОКЛИ	48
НАСТОЯЩАЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА p-n ПЕРЕХОДА	49
ТЕПЛОВОЙ ПРОБОЙ p-n ПЕРЕХОДА	50
ТУННЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ (и ТУННЕЛЬНЫЙ ПРОБОЙ)	51
ЛАВИННОЕ УМНОЖЕНИЕ	53
Литература по курсу Схемотехника	54

ОРБИТЫ И ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНА

Таблица 1. Распределение числа электронов по оболочкам и подоболочкам электронных уровней

Номер оболочки	Номер подоболочки					Z_n
	0 (s – 1 орбита)	1 (p – 3 орбиты)	2 (d – 5 орбит)	3 (f – 7 орбит)	4 (g – 9 орбит)	
1 (K)	2	–	–	–	–	2
2 (L)	2	6	–	–	–	8
3 (M)	2	6	10	–	–	18
4 (N)	2	6	10	14	–	32
5 (P)	2	6	10	14	18	50

1. **Главное квантовое число** – номер оболочки, обозначают n

2. **Орбитальное или побочное квантовое число** – номер подоболочки, обозначают l , определяет эксцентриситет орбиты, следовательно, и орбитальный момент количества движения электрона

3. **Спин или третье квантовое число** – собственный момент электрона, обозначают j , в зависимости от ориентации спина: $j_1 = l + 1/2$ или $j_2 = l - 1/2$

4. **Магнитное или четвёртое квантовое число** – ориентация орбиты электрона в пространстве, обозначают m

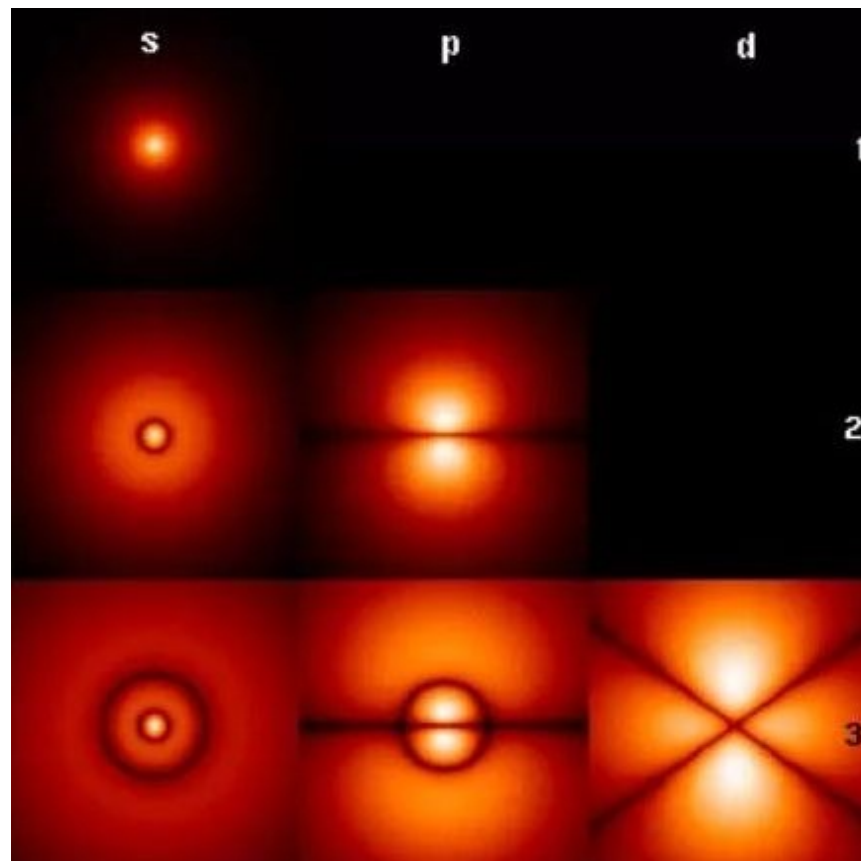


Рис.1. Вариант представления о
орбитальных плотностях электронных облаков подболочек

Принцип Паули: в атоме не может существовать двух или более электронов с одинаковыми значениями четвёрки квантовых чисел

Радиусы круговых орбит и энергии электрона на них могут быть найдены из двух условий:

1. *Условие устойчивости в соответствии с классической механикой* – равенства центробежной и центростремительной силы:

$$\frac{m_0 v^2}{r} = \frac{ze^2}{r^2}, \quad (1)$$

где z – порядковый номер элемента в таблице Менделеева; m_0 – масса электрона; v – скорость электрона; r – радиус орбиты электрона; e – заряд электрона.

2. *Условие квантовой устойчивости.*

$$2\pi r = n\lambda = \frac{nh}{m_0 v}. \quad (2)$$

Согласно квантовой механике электрон, движущийся со скоростью v , описывается волной, длина которой $\lambda = \frac{h}{m_0 v}$, где $h = 6.626070 \cdot 10^{-34} \left[\frac{\text{кг м}^2}{\text{с}} \right]$ – постоянная Планка. Для устойчивости орбиты электрона необходимо что бы на орбите укладывалось целое число волн, что и записано в (2). В противном случае волна не будет находиться в фазе сама с собой в результате чего будет гаситься. Таким образом, электрон на орбите находится в устойчивом состоянии, если образует стоячую волну.

Совместное решение (1) и (2) даёт следующий результат:

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2}{m_0 e^2 z}, \quad (3)$$

где $\hbar = h/2\pi$.

Полная энергия электрона на орбите образуется суммами его кинетической и потенциальной энергии:

$$\mathcal{E}_n = T_n + U_n = \frac{m_0 v^2}{2} - \frac{ze^2}{r}. \quad (4)$$

Постулат квантовой механики: находясь на стабильной орбите, электрон не излучает энергии, а при переходе с одной орбиты на другую излучает (или поглощает) квант энергии, величина которого равна разности энергий электрона в начальном и конечном состояниях:

$$h\nu = \mathcal{E}_n - \mathcal{E}_{n'} = \frac{m_0 e^4 z^2}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n')^2} \right), \quad (5)$$

где ν – частота испускаемой (поглощаемой) энергии.

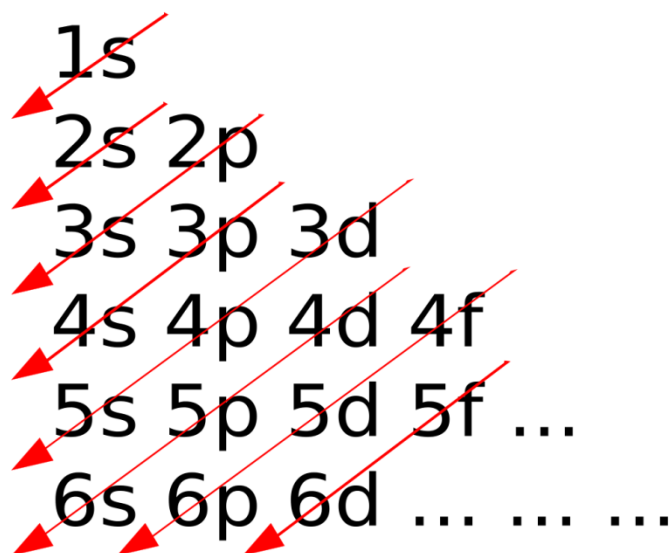


Рис. 2. Приблизительный порядок заполнения в соответствии с правилом В. М. Клечковского: заполнение электронами орбиталей в атоме происходит в порядке возрастания суммы главного и орбитального квантовых чисел $n + l$. При одинаковой сумме раньше заполняется орбиталь с меньшим значением n

ЭЛЕКТРОН В ТВЁРДОМ ТЕЛЕ

При образовании твёрдого тела соседние атомы настолько сближаются, что внешние электронные оболочки не только соприкасаются, но даже пересекаются. В результате вместо индивидуальных атомных орбит образуется коллективные, и подоболочки отдельных атомов объединяются в единый для всего кристалла коллектив – зону.

Однако при этом число электронов, которые могут разместиться в данных подоболочках атомов, образующих кристалл, остаётся неизменным, т.е. если для изолированного атома число электронов подоболочки $2g$ (где g – кратность уровня), то для кристалла с числом атомов N число электронов в соответствующей зоне будет $2Ng$. При этом для кристалла остаётся действующим принцип запрета Паули.

Таким образом, можно сказать, что кристалл это коллективный атом.

Внутренние оболочки атома (или коллективного атома) в стационарном состоянии целиком заполнены, причём на каждом уровне находится пара электронов, т.к. пары дают более энергетически выгодное (устойчивое) состояние. Но даже при получении энергии которой хватило бы электрону для перехода на более высокий уровень подоболочки, электроны внутренних подоболочек не могут совершить такой переход, т.к. все соседние уровни заняты, следовательно *электроны внутренних оболочек не могут переносить электрический ток.*

Электропроводность кристаллов в основном определяется степенью заполненности валентной (самой верхней заполненной) зоны и её расстоянием до следующей пустой зоны.

На практике заполненность валентной и расстояние до следующей пустой зоны определяет разделение твёрдых тел на: диэлектрики, полупроводники и металлы.

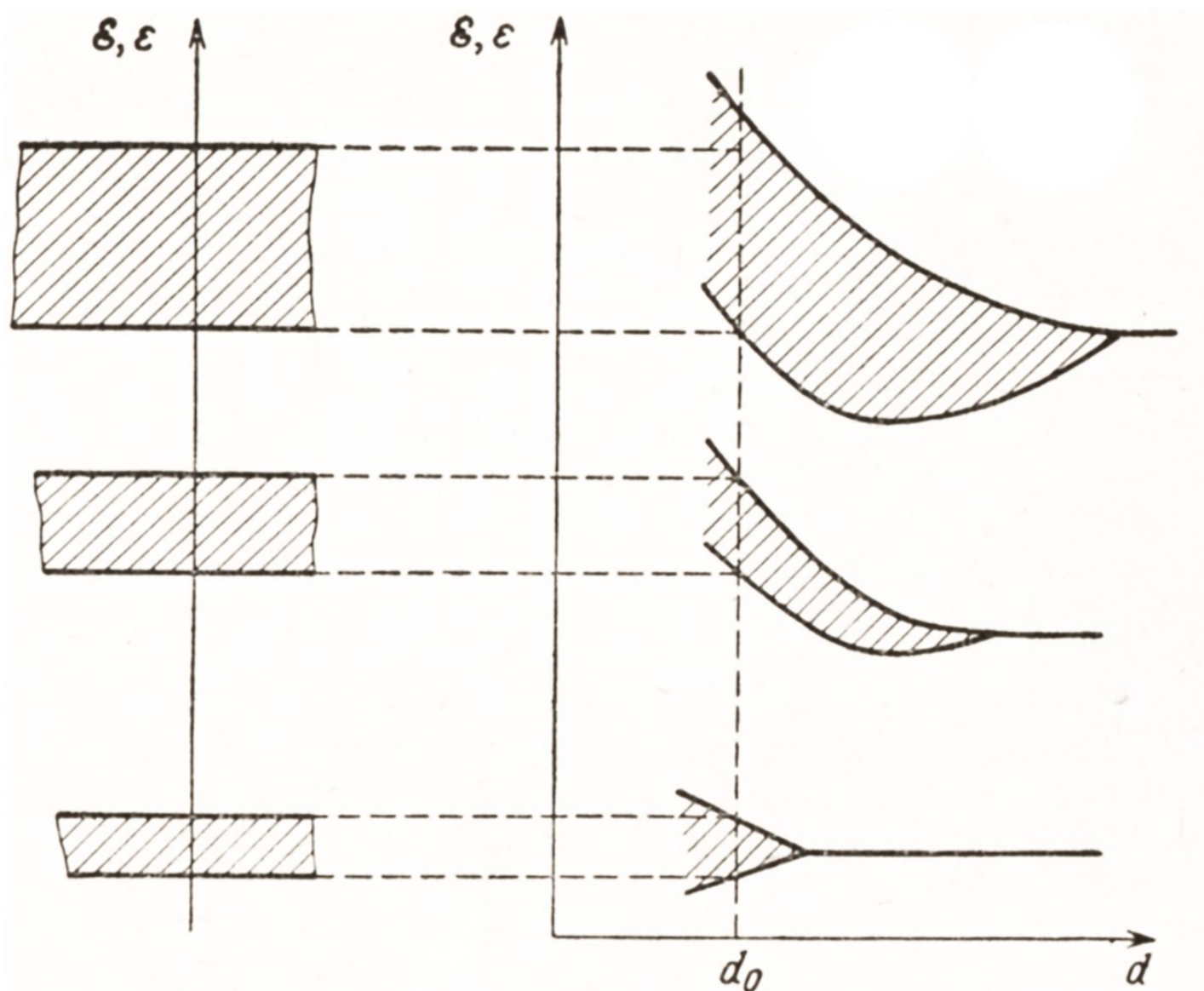


Рис. 3. Образование энергетических зон в кристалле из атомных энергетических уровней:
 d – расстояние между соседними атомами; d_0 – равновесное расстояние между соседними атомами в кристалле

ДИЭЛЕКТРИКИ, ПОЛУПРОВОДНИКИ И МЕТАЛЛЫ

Диэлектрики – валентная зона заполнена целиком, расстояние до следующей зоны велико.

Полупроводники – валентная зона заполнена целиком, но расстояние до следующей свободной зоной мало (менее 2-4 эв).

Металлы – валентная зона заполнена частично либо перекрывается со следующей валентной зоной.

Электронвольт – внесистемная единица энергии, используемая в атомной и ядерной физике, в физике элементарных частиц и др., один электронвольт равен энергии, необходимой для переноса элементарного заряда в электростатическом поле между точками с разницей потенциалов в 1 В.

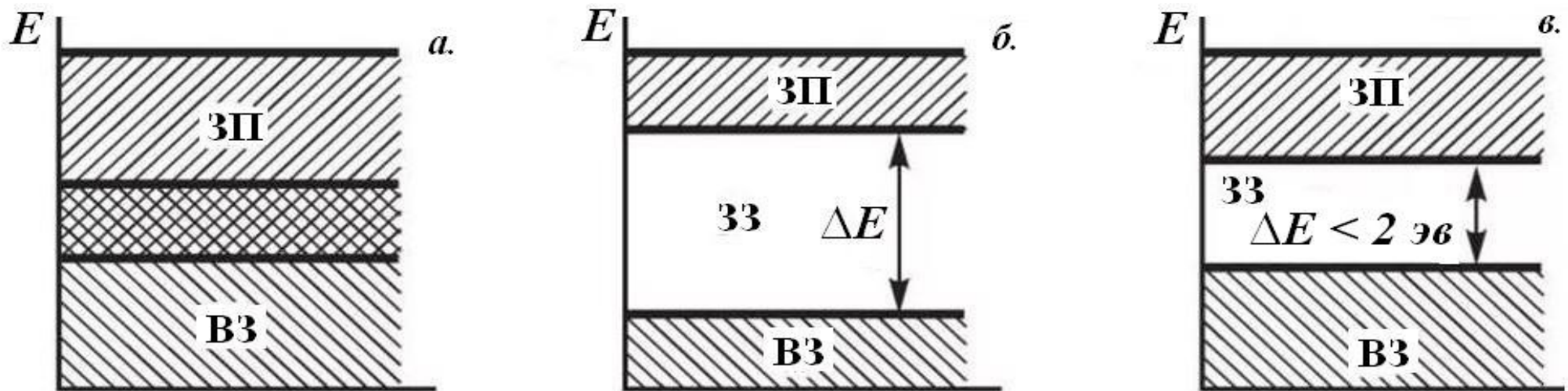
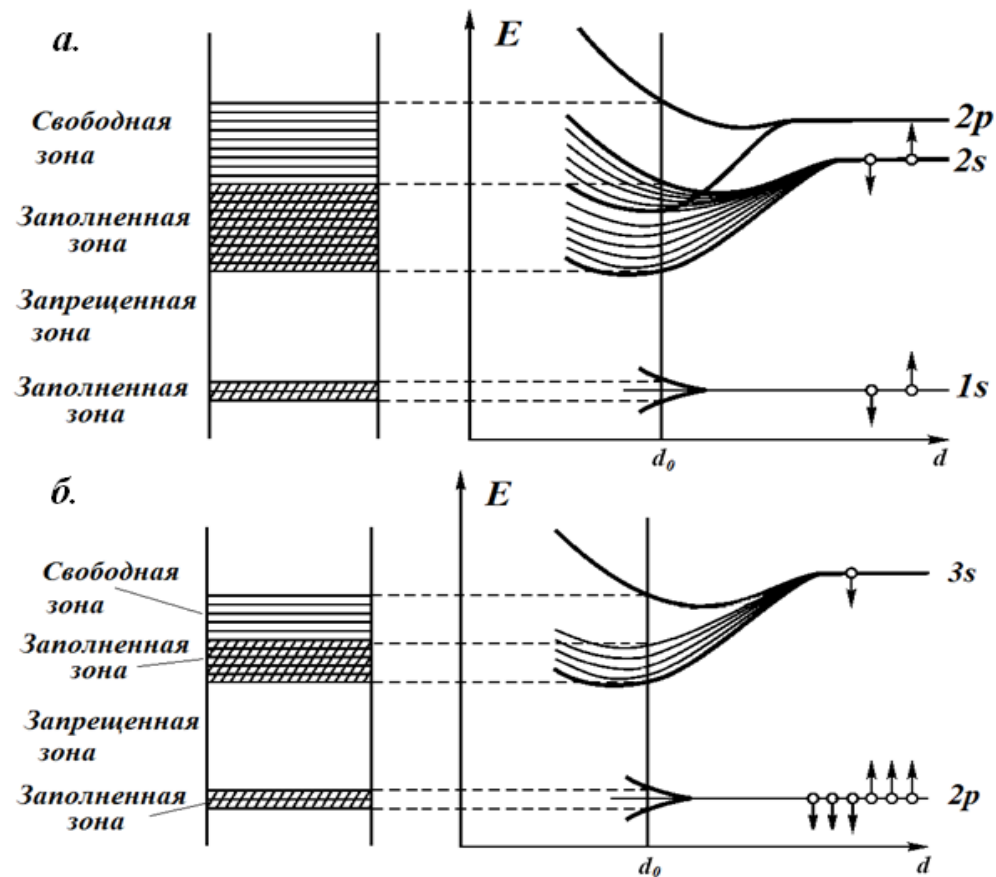


Рис. 4. Условное распределение энергетических уровней в металлах (а), диэлектриках (б) и полупроводниках (в)

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ В МЕТАЛЛАХ



ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

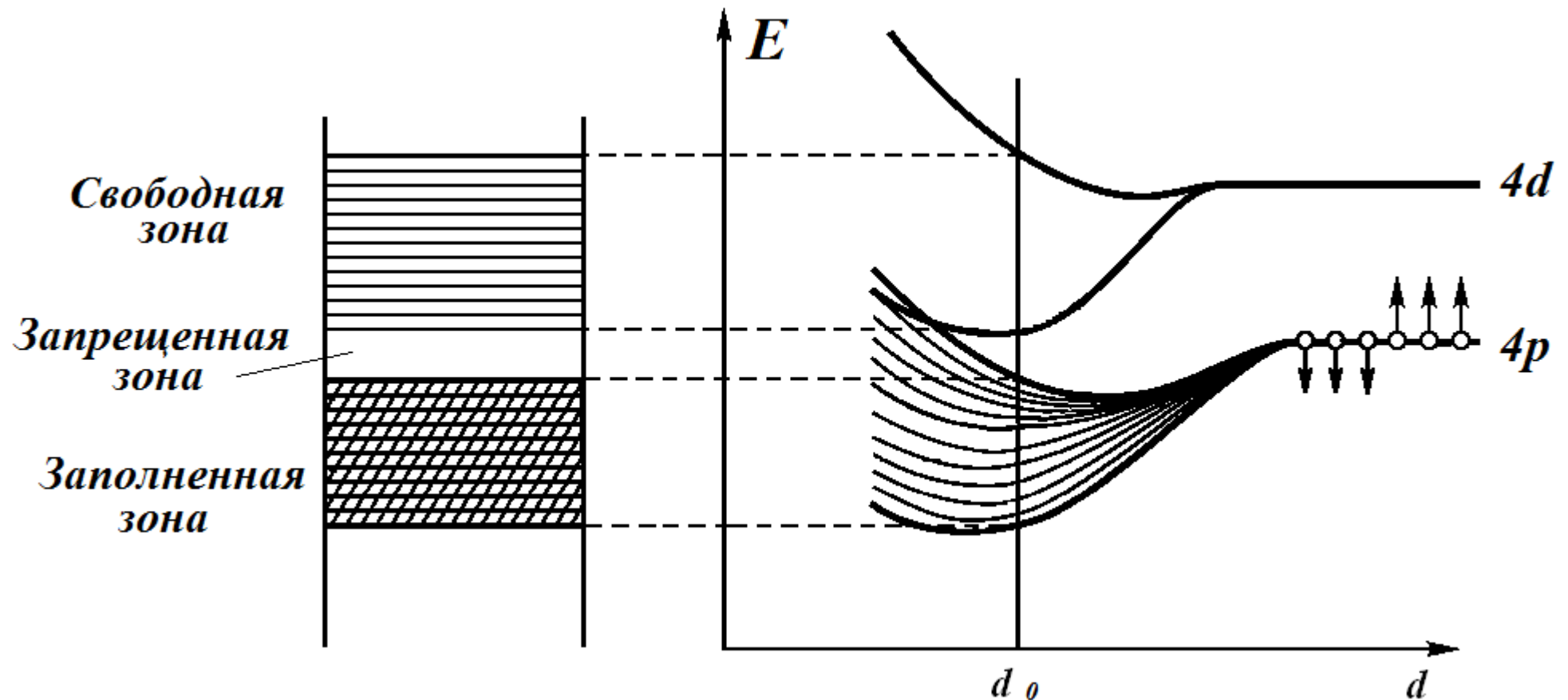


Рис. 6. Распределение энергетических уровней в германии (полупроводник или полуметалл)

В атоме германия имеется 32 электрона, внешней является N-оболочка, то есть 4s-уровень содержит два электрона, а 4p-уровень – только 2 электрона при наличии 6 свободных состояний. В подобном случае при образовании решетки атомы, объединяясь друг с другом, восполняют недостающие электроны N-оболочки за счет ковалентных связей с соседними атомами.

Запрещённая зона – зона как область значений энергии, которыми не может обладать электрон в идеальном (бездефектном) кристалле. Этот диапазон называют шириной запрещённой зоны и обычно численно выражают в электрон-вольтах. По ширине запрещённой зоны твёрдые вещества, по их электропроводящим свойствам, условно разделяют на проводники – тела, где отсутствует запрещённая зона, то есть электроны в таком веществе могут иметь произвольную энергию, полупроводники – в этих веществах ширина запрещённой зоны составляет от долей до 3-4 эВ и диэлектрики – вещества с шириной запрещённой зоны более 4-5 эВ.

Ширина запрещенной зоны ΔE между самой верхней из занятых зон и самой нижней из свободных является важной характеристикой вещества и также строго определена для каждого конкретного вещества. Например, для германия $\Delta E \approx 0.67$ эВ, а у диэлектрика *NaCl* (натрий хлор или соль поваренная) $\Delta E \approx 12$ эВ. Значение ΔE не зависит от размера кристалла вплоть до очень малых значений. Если же размер кристалла составляет величину порядка Боровского радиуса (~ 10 нм), в силу вступают квантово-размерные эффекты. В частности, наблюдается значительный рост ширины запрещенной зоны и ряд сопутствующих эффектов. Эти эффекты положены в основу актуальных сегодня нанотехнологий, на их основе разработано множество современных приборов и устройств.



Рис. 7. Свободная зона (зона проводимости), запрещённая и валентная зона

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ

Температурная зависимость электропроводности любого материала определяется температурными зависимостями концентрации носителей тока и их подвижности.

Число тепловых «забросов» электронов из валентной зоны в зону проводимости для полупроводников:

$$g_0 = (aC_cC_v)e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}}, \quad (6)$$

где ΔE_0 – ширина запрещённой зоны; k – постоянная Больцмана; C_c – число пустых мест вблизи нижнего края свободной зоны; C_v – число электронов вблизи верхнего края валентной зоны; a – коэффициент, зависящий от частоты столкновений атомов и электронов. Часто обозначают: $\alpha = aC_cC_v$.

Подвижность электронов в металлах и полупроводниках обычно имеет степенную зависимость:

$$u \sim T^{-\alpha}, \quad (7)$$

причём для металлов: $0 \leq \alpha \leq 1$; для полупроводников $-\frac{3}{2} \leq \alpha \leq 3$. При достаточно больших энергиях активации, очевидно равных ΔE_0 , температурная зависимость подвижности в полупроводниках играет малую роль, поэтому допустимо считать в первом приближении, что электропроводность полупроводников растёт по тому же закону, что и концентрация носителей заряда: $\sigma \approx Ae^{-\frac{\Delta E_0}{2kT}}$. (8)

Логарифмируя (8) получим: $\ln \sigma \approx \ln A - \frac{\Delta E_0}{2k} \frac{1}{T}$. (9)

Используя (9) возможно оценить ширину запрещённой зоны для полупроводника по зависимости логарифма электропроводности от величины обратной температуре: $\ln \sigma = f(\frac{1}{T})$.

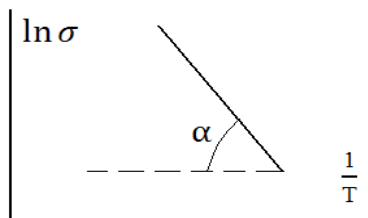


Рис. 8. Зависимость $\ln \sigma = f(\frac{1}{T})$

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ РЕШЁТКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Геометрия расположения атомов в элементарной ячейке кристаллической решётки диктуется энергетическим балансом системы. Таким образом, равновесные расстояния между атомами в кристаллической решётке соответствуют минимуму энергии системы.

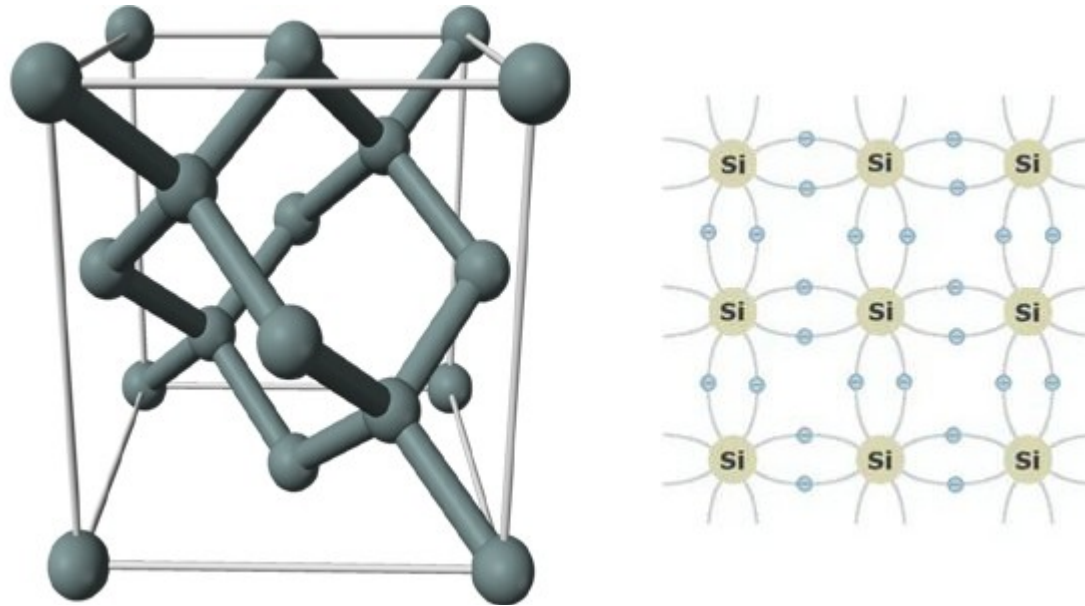


Рис. 9. Кристаллическая решётка кремния (Si)

ДОНОРНЫЕ И АКЦЕПТОРНЫЕ ПРИМЕСИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

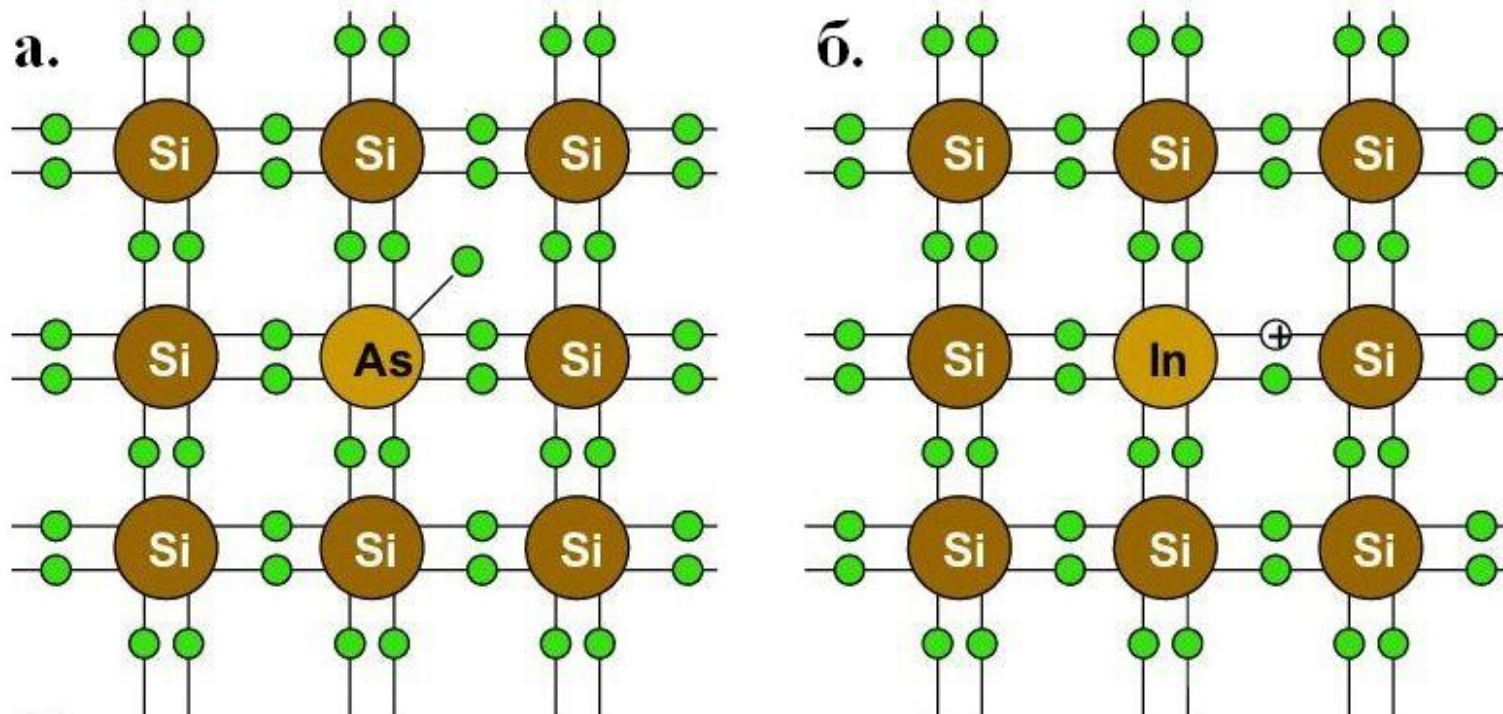


Рис. 10. Схематическое (плоское) изображение кристаллической решётки кремния с:
а. – акцепторной n-примесью является мышьяк (As);
б. – донорной p-примесью является индий (In)

ВОЗНИКНОВЕНИЕ НОВЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ В ПРИМЕСНЫХ ПРОВОДНИКАХ

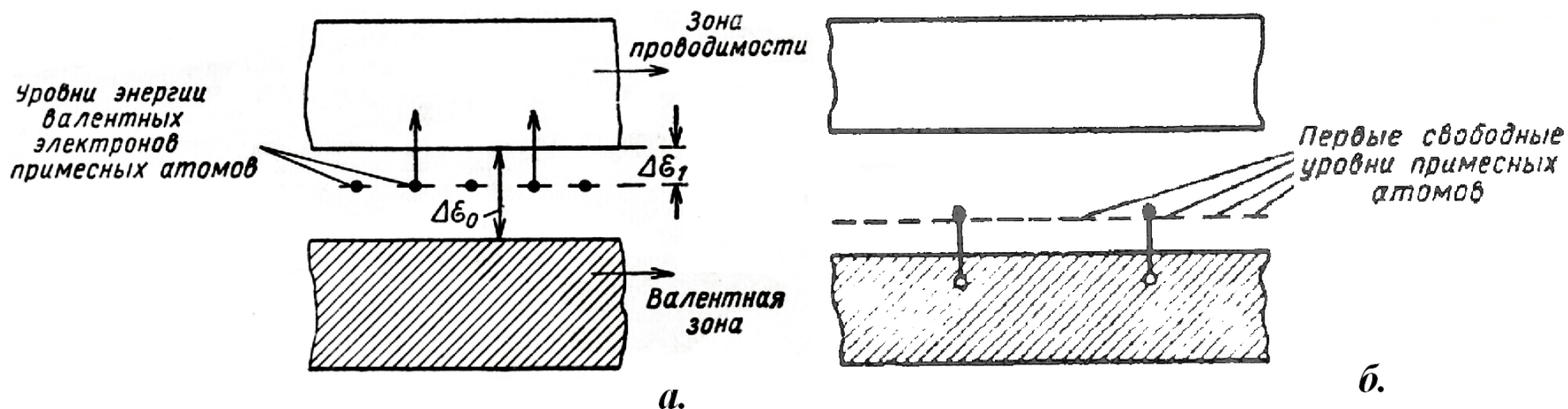


Рис. 11. а. – энергетический спектр примесного электронного *n*-полупроводника;
б. – энергетический спектр примесного дырочного *p*-полупроводника;

***n*-тип:** энергетический уровень, занятый валентным электроном, оказался размещённым недалеко (на расстоянии ΔE_1) от края зоны проводимости. Электрон, находясь на этом уровне, не может учувствовать в проводимости, но энергия теплового возбуждения, необходимая для перевода этого электрона в свободную зону, относительно мала, поэтому такие переходы будут играть основную роль при низких температурах.

***p*-тип:** уровень, занятый валентным электроном примесного атома, расположен ниже верхнего края заполненной зоны; следующий за ним свободный уровень расположен немного выше верхнего края валентной зоны. При температуре, отличной от абсолютного нуля, часть электронов из валентной зоны будет забрасываться на свободные уровни примесных атомов, а в заполненной зоне появятся свободные места (дырки), и станет возможной дырочная проводимость.

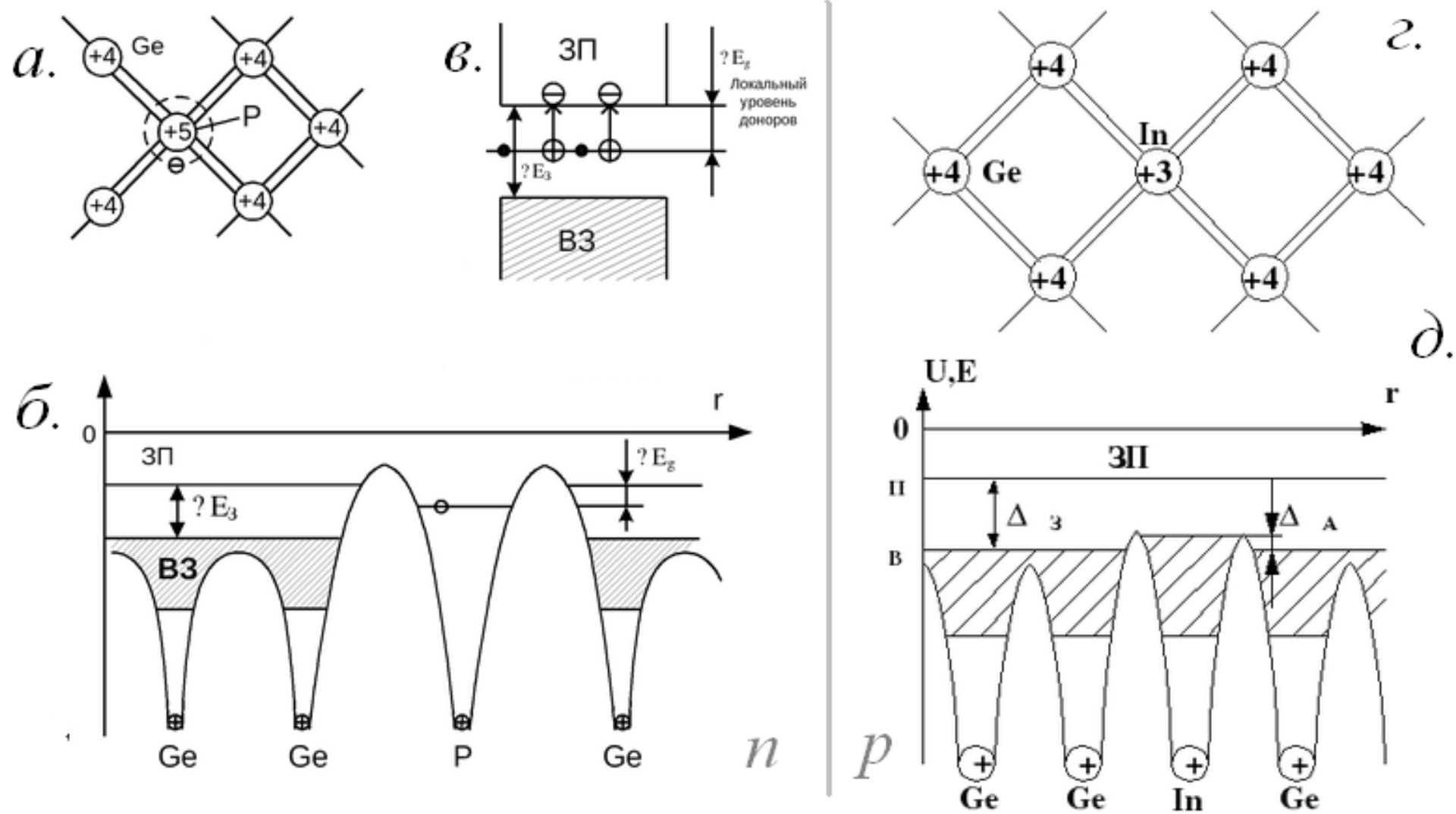


Рис. 12. Примесные полупроводники

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ

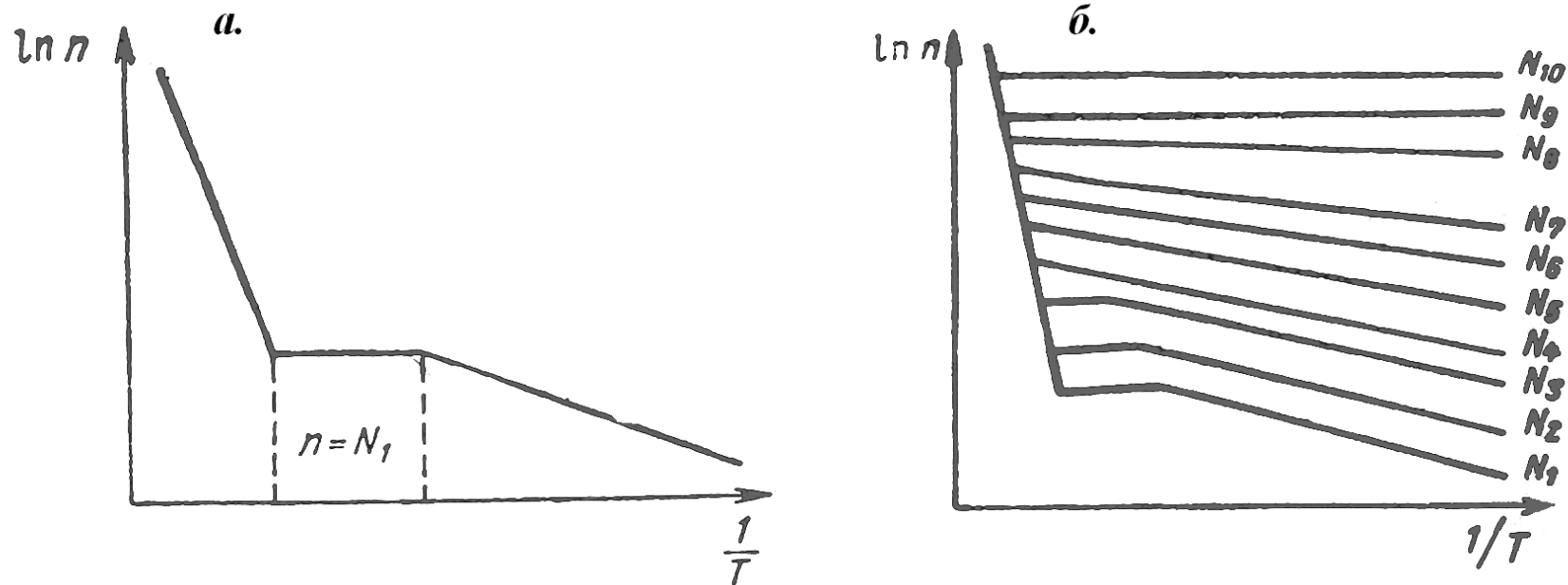


Рис. 13. Зависимость логарифма концентрации носителей от:
 а. — температуры; б. — температуры и числа плотности примеси

Температурная зависимость концентрации свободных носителей в примесном полупроводнике распадается на два наклонных участка соединённых горизонтальным. При увеличении числа примесных атомов в полупроводнике наклонные сливаются без горизонтального участка.

Концентрация носителей в чистом полупроводнике: $\ln \sigma \approx \ln A - \frac{\Delta E_0}{2k} \frac{1}{T}$.

Концентрация носителей в примесном полупроводнике: $\ln n \approx \ln \alpha_1 - \frac{\Delta E_1}{2k} \frac{1}{T}$.

СОУДАРЕНИЯ И ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНОВ (ДЫРОК)

При движении в зоне проводимости полупроводника электроны всё время испытывают соударения с атомами, совершающими тепловые колебания, и обмениваются с ними кинетической энергией.



Рис. 14. Варианты поведения электрона после соударения

Эффективная масса – некоторый положительный коэффициент пропорциональности, различный для различных кристаллов.

ТЕПЛОВОЕ РАВНОВЕСИЕ

Энергия теплового движения электронов (дырок) растёт так же, как энергия теплового движения атомов и молекул газа, пропорционально температуре, а скорость пропорционально корню из температуры. Именно поэтому кинетическая энергия (в среднем) электронов в полупроводнике, так же как и кинетическая энергия атомов в газе, равна $\frac{3}{2}kT$. При комнатной температуре примерно 0.04 эв.

В результате отсутствия запрещённой зоны, и пересечения валентной зоны с зоной проводимости, совершенно по другому ведут себя валентные электроны в металлах. Электроны находящиеся на верхних уровнях имеют энергию около 1 эв, а при столкновениях при комнатной температуре порядок получаемой порции энергии около 0.04 эв, при 1000° К энергия столкновения порядка 0.1 эв, такая энергия столкновения не может привести к существенному изменению энергии электрона и электрон не может перейти на более высокие уровни (при относительно низких температурах). С другой стороны все нижние уровни, от электрона находящегося на верхнем уровне, заняты и потому электрон не может отдать свою энергию атому.

Электроны с не поверхностных электронных уровней и подуровней не могут перейти на соседние уровни (вверх или вниз), т.к. соседние уровни заняты.

При тепловых соударениях необходимо учитывать случайный характер (гауссов) распределения энергии соударений, поэтому некоторые электроны с поверхностных электронных уровней в металлах всё же смогут получить энергию достаточную для перехода на следующий уровень и далее.

В силу того, что в (щелочных) металлах половина валентной зоны заполнена электронами, и валентная зона пересекается с зоной проводимости, уже при абсолютном нуле энергия электронов существенно выше энергии тепловых столкновений, вплоть до точки плавления металла.

Вырожденное состояние электронов (электронного газа) – когда энергия электронов почти не зависит от температуры (например, в щелочных металлах или при низких температурах $\approx 0^\circ$ К полупроводники с большой концентрацией примесей).

Не вырожденное состояние электронов (электронного газа) – когда энергия электронов зависит от температуры (в полупроводниках).

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФЕРМИ-ДИРАКА

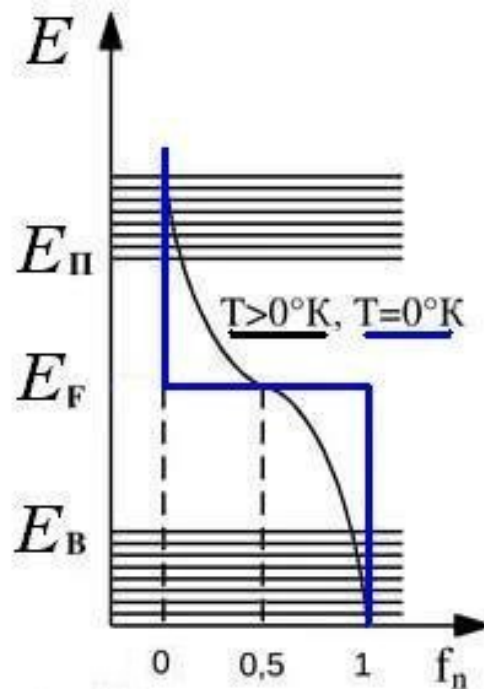


Рис. 15. Распределение Ферми-Дирака

При температурах близких к абсолютному нулю ($T \approx 0^\circ \text{K}$) все электроны в собственном проводнике находятся в валентной зоне, а в зоне проводимости – электронная пустота. При повышении температуры электроны начинают «забрасываться» в зону проводимости.

В примесном n-полупроводнике в зону проводимости переходят электроны с донорных уровней, а на их месте образуются неподвижные дырки. В примесном p-полупроводнике, электроны забрасываются на акцепторные уровни из валентной зоны, а на их месте образуются подвижные дырки.

Функция Ферми-Дирака – характеризует вероятность того, что состояние с данной энергией занято.

Функция распределения Ферми-Дирака имеет следующий вид:

$$f_n(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} + 1}, \quad (10)$$

где μ – величина, зависящая от энергетического спектра электронов в данном материале, числа электронов и температуры; μ имеет размерность энергии. Из диаграммы и формулы (10) видно, что при температуре, отличной от абсолютного нуля, уровень Ферми (E_F) – это такой энергетический уровень при котором формальная вероятность заполнения, в соответствии с распределением Ферми-Дирака, равна 0.5. Следовательно, можно записать: $f_n(E_F) = 0.5$, причём $E_F = \mu$.

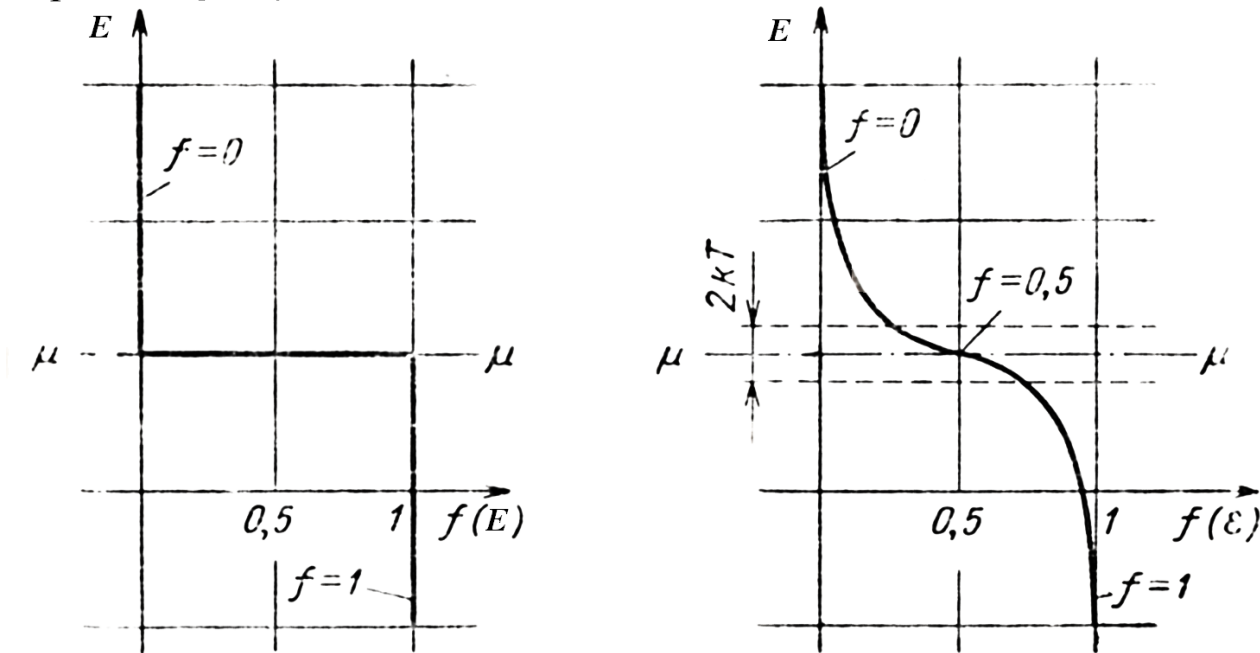


Рис. 16. Распределение Ферми-Дирака

Переход распределения Ферми-Дирака, от близких к нулю до близких к единице значений, происходит в диапазоне изменения энергии порядка $4kT$.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Теория показывает, что в идеальном кристалле с покоящимися атомами, во внешнем поле электрон мог бы ускоряться продолжительное время не имея препятствий. При повышении температуры вероятность столкновения электрона с атомом возрастает. Кроме того, на практике, в кристаллах имеются нарушения структуры кристаллической решётки полупроводника препятствует свободному движению электрона в периодическом поле кристалла при действии внешнего поля.

Нарушения кристаллической решётки имеют следующую классификацию:

- точечные дефекты (пустые узлы, атомами в межузлиях, нейтральными или заряженными примесными атомами);
- линейными дефектами – краевыми и винтовыми дислокациями;
- плоскими дефектами – границами зёрен, блоков, двойников;
- объёмными дефектами – трещинами, полостями включениями.

Опыт показывает, что длина свободного пробега электрона в полупроводнике $l_n \lesssim 10^{-5}$ см. В результате средняя скорость движения электрона вдоль поля можно оценить как:

$$\bar{v} = \frac{e}{2m_n} \frac{l_n}{v_0} E, \quad (11)$$

где E – напряжённость внешнего электрического поля; m_n – эффективная масса электрона; v_0 – средняя скорость теплового хаотического движения; e – заряд электрона.

Причём $u_n = \frac{e}{2m_n} \frac{l_n}{v_0}$, называют подвижностью электрона, и выражает скорость дрейфа электронов во внешнем электрическом поле 1 в/см.

Если в объёме 1 см^3 содержится N_n свободных электронов и все они движутся в направлении поля E со скоростью \bar{v} , то через площадку площадью 1 см^2 за секунду пройдут все электроны N_n , следовательно можно записать выражение для плотности тока:

$$j = eN\bar{v} = \frac{e^2 N_n l_n}{m_n v_0} E. \quad (12)$$

Тогда электропроводность материала:

$$\sigma_n = \frac{j}{E} = \frac{e^2 N_n l_n}{m_n v_0} = e^2 N_n u_n. \quad (13)$$

Для дырочного полупроводника, подвижность дырок:

$$u_p = \frac{e}{2m_p} \frac{l_p}{v_0}. \quad (14)$$

Электропроводность материала дырочного полупроводника:

$$\sigma_p = \frac{e^2 N_p l_p}{m_p v_0} = e^2 N_p u_p. \quad (15)$$

В области смешанной p-n-проводимости получим:

$$\sigma = e(N_n u_n + N_p u_p). \quad (16)$$

Чем больше тепловая скорость движения свободного электрона, тем меньше времени он находится (пролетая мимо) в поле примесного иона и тем меньше отклоняется от своей траектории. Поэтому при повышении скорости длина свободного пробега (в среднем) возрастает. При этом скорость электрона определяется двумя факторами: температурой и напряжённостью внешнего поля. Можно сделать два значимых вывода:

1. Электроны с различными скоростями играют различную роль в образовании тока полупроводника, значительно больший вклад вносят электроны с большими скоростями, т.к. у них больше длина свободного пробега.

2. При повышении температуры увеличивается средняя тепловая скорость электронов, а следовательно возрастает длина свободного пробега и общая подвижность электронов.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В твёрдом теле существует два основных механизма переноса тепла: упругими колебаниями кристаллической решётки и свободными электронами (если они имеются). В прозрачных веществах, для теплового (инфракрасного) излучения, добавляется лучистый перенос тепла. В жидкости и газе – конвекция.

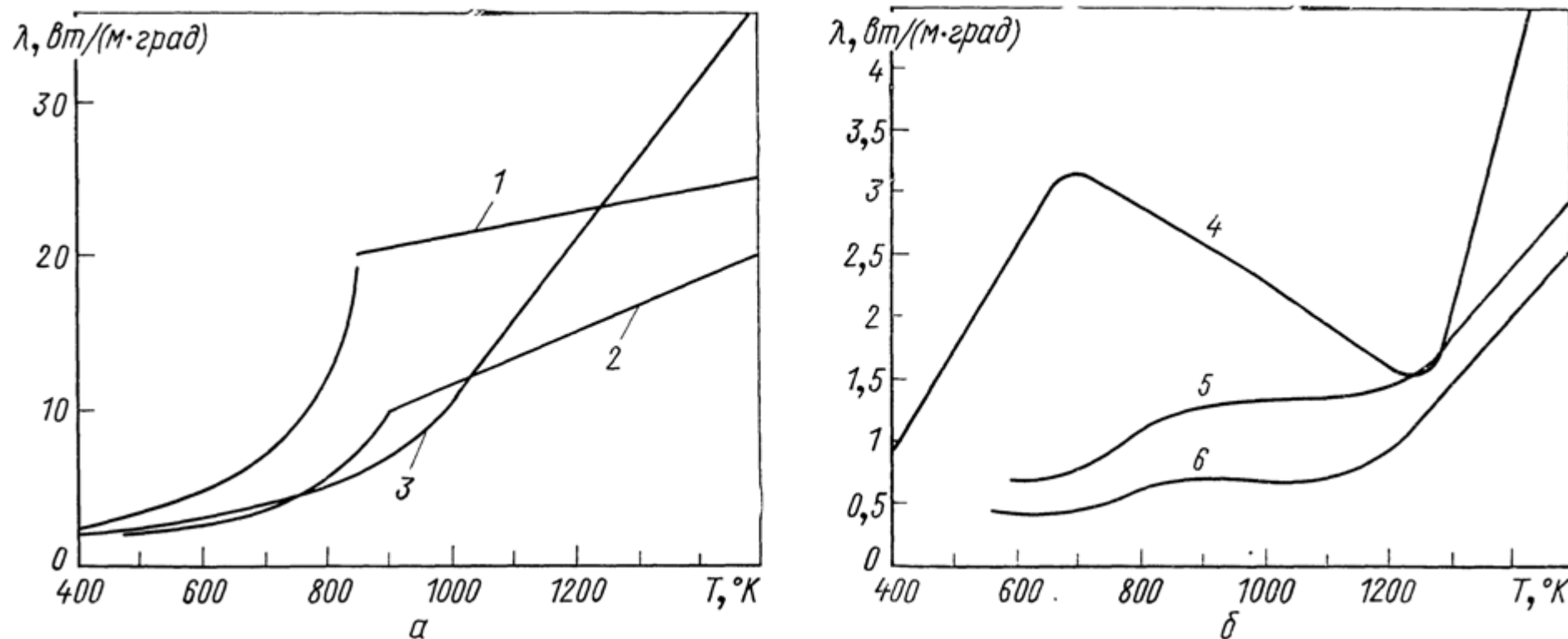


Рис. 17. Зависимость теплопроводности а. – твёрдых и б. – жидких полупроводников от температуры:
1 – Bi_2Te_3 ; 2 – Sb_2Te_3 ; 3 – Be_2Se_3 ; 4 – $\text{Cu}_2\text{Te}_{0.875}\text{S}_{0.125}$; 5 – $\text{Cu}_2\text{Te}_{0.5}\text{S}_{0.5}$; 6 – $\text{Cu}_2\text{Te}_{0.75}\text{S}_{0.25}$

СПЕКТРОР ПОГЛОЩЕНИЯ И КВАНТОВЫЙ ВЫХОД ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Квантовым выходом называется отношение числа фотоэлектронов g к общему числу поглощённых квантов N :

$$n = \frac{g}{N}. \quad (17)$$

Все механизмы поглощения света, приводящие к появлению свободных электронов, называются фотоактивными механизмами и если бы других механизмов не было, то квантовый выход был бы равен единице. Однако существует целый ряд механизмов поглощения не приводящий непосредственно к образованию фотоносителей, например: поглощение фотонов свободными электронами, часть поглощённых квантов приводит к возбуждению экситонов и возбуждению ионных колебаний, поэтому значение n на практике много меньше единицы.

Экситон – квазичастица (виртуальная частица), представляющая собой электронное возбуждение в диэлектрике, полупроводнике или металле, образуется в результате связанного состояния электрона и дырки. Экситон может мигрировать по кристаллу не перенося электрический заряд или массу. Понятие об экситоне и сам термин введены советским физиком Я. И. Френкелем в 1931 году, им же разработана теория экситонов

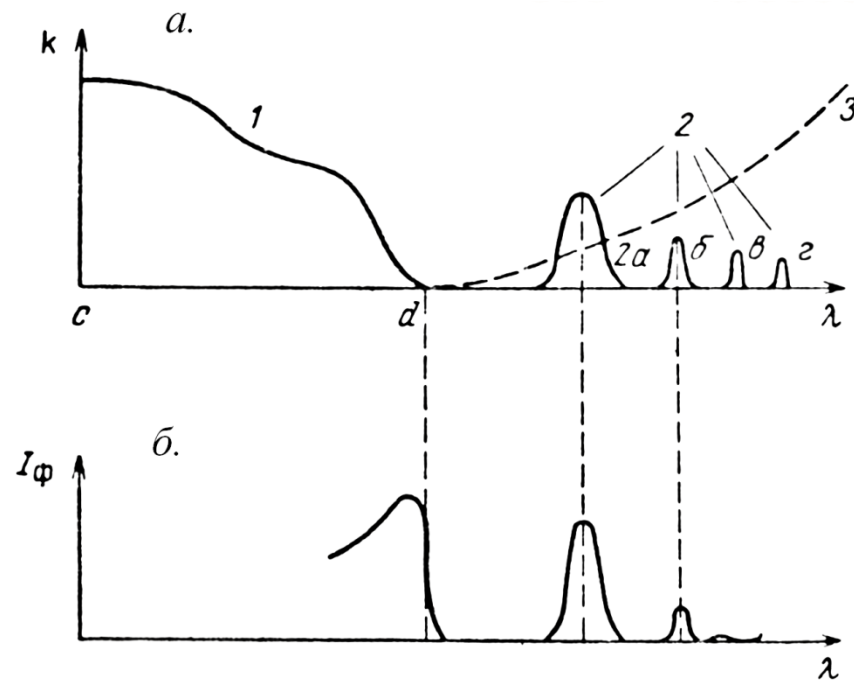


Рис. 18. Схема спектра поглощения полупроводника (а) и спектральное распределение фоточувствительности (б):

- 1 – полоса собственного поглощения полупроводника (межзонные переходы в чистом полупроводнике);
- 2 – поглощение обусловленное ионизацией (возбуждением) примесных уровней;
- 3 – для примера дано поглощение свободным электроном

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

Фотопроводимость – изменение сопротивления вещества под действием света. Различают нормальный фотоэффект – увеличение проводимости и аномальный фотоэффект – обратное явление уменьшение проводимости. Аномальный фотоэффект – явление редкое, рассмотрение его выходит за рамки курса.

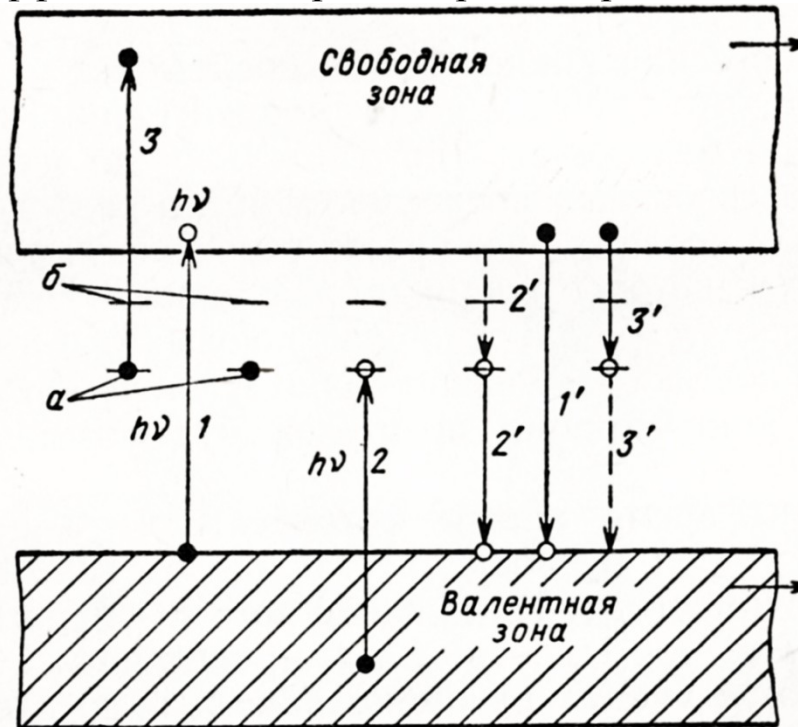


Рис. 19. Схема возможных путей генерации и рекомбинации носителей заряда:

1' – прямая и межзонная рекомбинация; 2' и 3' – рекомбинация через примесные центры;

2' – электрон с примесного центра «падает» в валентную зону, а на освободившееся место «падает» электрон из зоны проводимости; *a* – нормальное состояние на примесных уровнях; *b* – возбуждённое состояние на примесных уровнях

Существует три способа увеличения концентрации носителей под действием света:

1. кванты света вырывают электроны из заполненной зоны и забрасывают их в зону проводимости;
2. электроны вырываются из заполненной зоны и забрасываются на свободные примесные уровни; при этом возрастает дырочная проводимость;
3. электроны забрасываются с примесного уровня в зону проводимости.

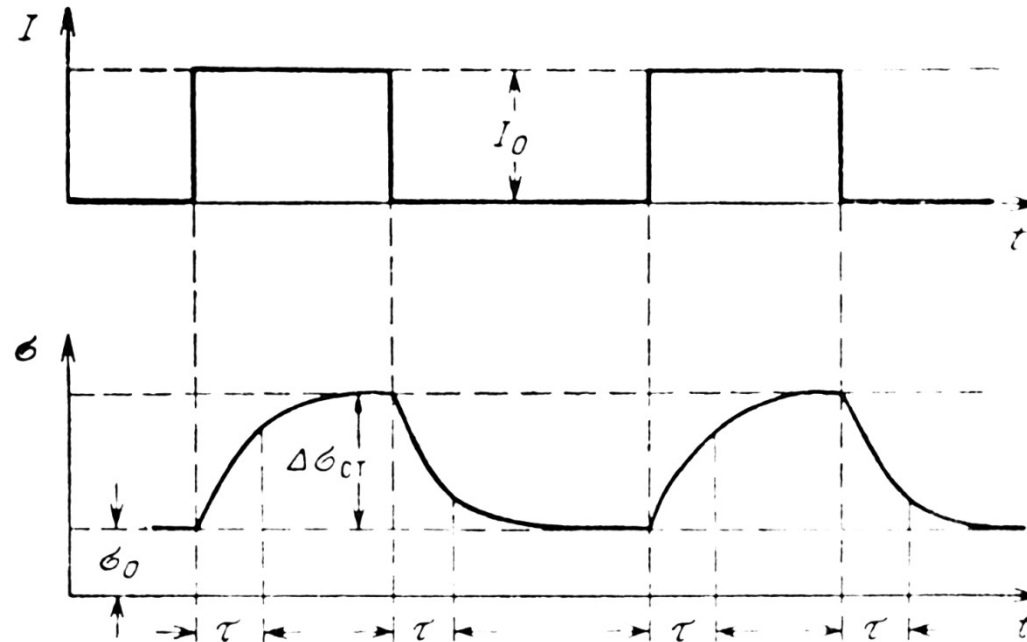


Рис. 20. Изменение фотопроводимости при освещении прямоугольными импульсами

Концентрация носителей заряда в полупроводнике:

$$n = n_0 + \Delta n_{ст} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (18)$$

$\Delta n_{ст}$ – стационарное значение концентрации при заданной интенсивности освещения I_0 , n_0 – равновесная концентрация носителей.

ДЕБАЕВСКИЙ РАДИУС

Дебаевская длина (дебаевский радиус) – расстояние, на которое распространяется действие электрического поля отдельного заряда в квазинейтральной среде, содержащей свободные положительно и отрицательно заряженные частицы (плазма, электролиты). Вне сферы радиуса дебаевской длины электрическое поле экранируется в результате поляризации окружающей среды (поэтому это явление еще называют экранировкой Дебая).

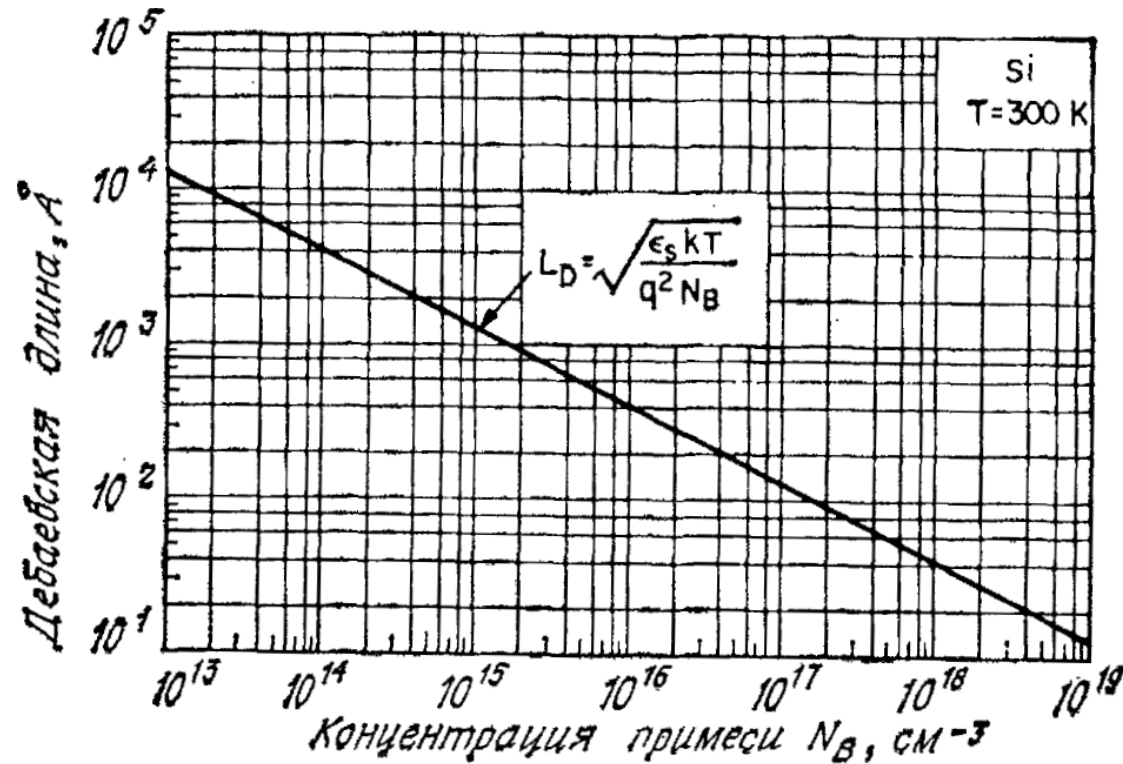


Рис. 21. Зависимость дебаевского радиуса в кремнии (Si) от концентрации

СРАВНЕНИЕ ДЕБАЕВСКОГО РАДИУСА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ ПЛАЗМЫ

Плазма	Концентрация электронов $n_e \text{ (м}^{-3}\text{)}$	Температура электронов $T \text{ (К)}$	Магнитное поле $B \text{ (Т)}$	Дебаевская длина $\lambda_D \text{ (м)}$
Газовый разряд (пинчи)	10^{16}	10^4	—	10^{-4}
Токамак	10^{20}	10^8	10	10^{-4}
Ионосфера	10^{12}	10^3	10^{-5}	10^{-3}
Магнитосфера	10^7	10^7	10^{-8}	10^2
Солнечное ядро	10^{32}	10^7	—	10^{-11}
Солнечный ветер	10^6	10^5	10^{-9}	10
Межзвёздное пространство	10^5	10^4	10^{-10}	10
Межгалактическое пространство	1	10^6	—	10^5

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ И ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

При помещении проводника (или полупроводника), по которому протекает электрический или тепловой ток¹, в магнитное поле, то в нём возникнет ряд эффектов: уменьшение электро- и теплопроводности, в направлении перпендикулярном линиям магнитного поля; возникновение разности электрического потенциала и разности температур (разность температурных потенциалов). Подобные явления называют гальваномагнитными явлениями в проводниках (полупроводниках).

На точечную заряженную частицу с зарядом q , движущуюся в магнитном и электрическом поле со скоростью v , действует сила Лоренца:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]), \quad (19)$$

где \mathbf{E} – напряжённость электрического поля; \mathbf{B} – индукция магнитного поля.

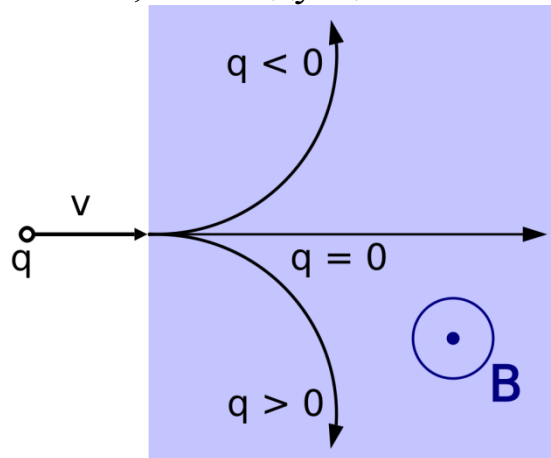


Рис. 22. Действие магнитной составляющей силы Лоренца на противоположно заряженные частицы

¹ тепловой ток – направленное движение электронов в результате наличия теплового градиента

Магнитная составляющая силы Лоренца будет определять радиальную составляющую скорости электрона как носителя заряда в проводнике (полупроводнике), причём в случае если составляющая скорости v электрона с вектором магнитной индукции \mathbf{B} равна нулю, то период, угловая скорость и радиус кривизны обращения электрона будут:

$$\omega = \frac{|\bar{e}|B}{m_e}, T = \frac{2\pi m_e}{|\bar{e}|B}, r = \frac{m_e v}{|\bar{e}|B}. \quad (20)$$

В отношении гальваномагнитных явлений применяют следующую классификацию магнитных полей. Считают, что если радиус кривизны много больше длины свободного пробега ($r \gg l$) электрона в проводнике (полупроводнике), то магнитное поле слабое. Слабое магнитное поле приводит к незначительному искривлению траектории при свободном движении электрона, т.е. к отклонению электрона от начальной траектории на угол $\varphi \approx \frac{l}{r}$. Используя радиус кривизны $r = \frac{m_e v}{|\bar{e}|B}$, можно записать: $\varphi \approx \frac{l}{r} = \frac{|\bar{e}|l}{mv} \mathbf{B}$, учитывая, что подвижность электрона $u = \frac{|\bar{e}|l}{mv}$, запишем: $\varphi \approx \frac{l}{r} = \frac{|\bar{e}|l}{mv} \mathbf{B} = u\mathbf{B}$, следовательно, неравенство $r \gg l$, эквивалентно $u\mathbf{B} \ll 1$, что удобнее на практике т.к. u и \mathbf{B} измеряются непосредственно на практике.

Сильным магнитным полем считают поле, в случае если выполняется условие: $r \ll l$ или $u\mathbf{B} \gg 1$.

Таким образом, деление на слабые и сильные магнитные поля в отношении гальваномагнитных явлений относительно, одно и то же поле в одних условиях может быть слабым, а в других сильным.

Например, в дырочном германии имеются две зоны – зона лёгких и зона тяжёлых дырок, подвижность которых отличается при комнатной температуре примерно в 10 раз. Поэтому одно и то же поле может быть слабым для одних дырок и сильным для других.

При орбитальных осцилляциях электронов в сильном внешнем магнитном поле необходимо учитывать, что электронный осциллятор может иметь лишь квантово кратные $\hbar\omega$ значения, следовательно, при наличии магнитного поля энергия электрона может принимать значения:

$$E = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \quad (21)$$

k_z – волновой вектор в направлении z (из возможных x, y, z).

ЭФФЕКТ ХОЛЛА

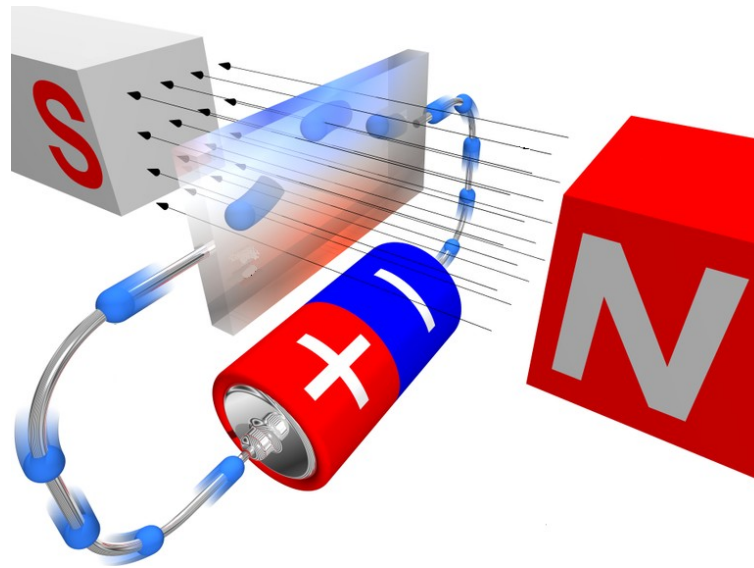


Рис. 23. При протекании тока через проводник (полупроводник) во внешнем магнитном поле возникает разность потенциалов (холловское напряжение)

В 1879 году Эдвин Герберт Холл открыл эффект, состоящий в том, что в проводнике с током, помещенном в магнитное поле, перпендикулярное направлению тока, возникает электрическое поле в направлении, перпендикулярном направлениям тока и магнитного поля. Впоследствии эффект назван эффектом Холла.

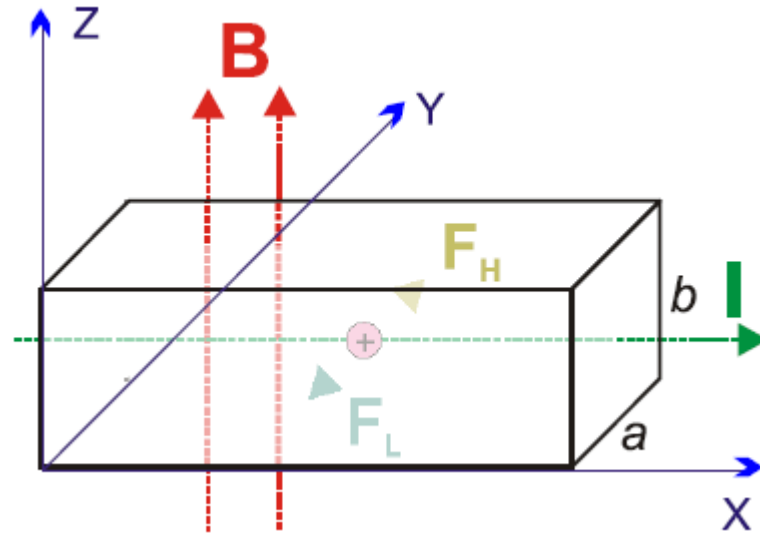


Рис. 24. Движение положительного заряда в магнитном поле

Холовская разность потенциалов:

$$u_H = \frac{IH}{nqcb}, \quad (22)$$

где $\left(\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M}\right)$ – напряжённость магнитного поля; \mathbf{B} – вектор магнитной индукции; \mathbf{M} – намагниченность; μ_0 – магнитная проницаемость; n – концентрация; q – заряд; c – скорость света; b – высота проводника; I – ток в проводнике.

Отношение холловской разности потенциалов к протекающему току называют холловским сопротивлением:

$$R_H = \frac{u_H}{I} = \frac{IH}{nqcb}. \quad (23)$$

Двумерный электронный газ – свободные электроны направление движение которых ограничено в одном из направлений, т.е. такой газ в котором частицы могут двигаться свободно только в двух направлениях, а в третьем они помещены в энергетическую потенциальную яму. Ограничивающий движение электронов потенциал может быть создан электрическим полем, например, с помощью затвора в полевом транзисторе или встроенным электрическим полем в области гетероперехода между различными полупроводниками.

Энергия электронов в обычном объёмном проводнике:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_{\text{э}}} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2), \quad (24)$$

где $m_{\text{э}}$ – эффективная масса.

В двумерном электронном газе:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_{\text{э}}} (k_x^2 + k_y^2) + E_n, \quad (24)$$

где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ – номер подуровня разрешённого квантования.

Если электроны находятся только в самом нижнем (нулевом) подуровне (т. е. энергия вдоль оси z для всех двумерных электронов равна E_0), то говорят о двумерном электронном газе. Если заполнено несколько подуровней, то о квазидвумерном.

В соответствии с зонной теорией и уравнением Ландау или Шредингера энергия квантов может иметь только дискретные значения. У заряженных частиц в магнитном поле появляются уровни энергии, называемые уровнями Ландау. Энергия электрона l -го уровня в плоскости, перпендикулярной магнитному полю в трехмерном случае определяется выражением:

$$E_l = \left(l + \frac{1}{2}\right) \hbar \frac{eH}{m_{\text{э}}c}. \quad (25)$$

Полная энергия электрона:

$$E = \left(l + \frac{1}{2}\right) \hbar \frac{eH}{m_{\text{э}}c} + \frac{k_z^2 \hbar^2}{2m_{\text{э}}}. \quad (25)$$

Таким образом, при проявлении квантового эффекта холла, наблюдается дискретное изменение энергии электронов в зависимости от магнитного поля, что приводит к периодическому лавинообразному заполнению подуровней свободной зоны (зоны проводимости) и ступенчатому изменению холловского сопротивления.

Квантовый эффект холла наблюдается при экстремально низких температурах и значительном, возможно даже сказать очень сильном, магнитном поле.

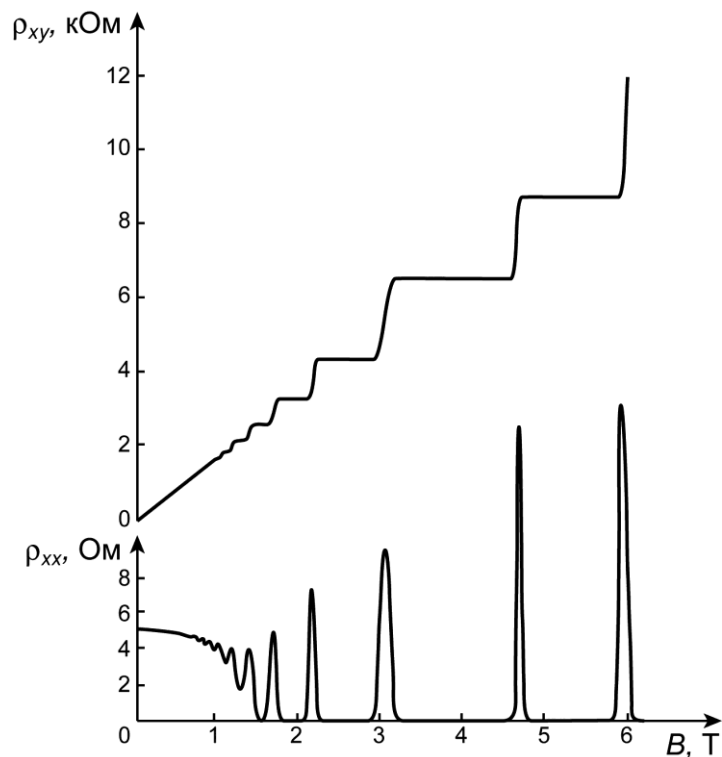


Рис. 25. Экспериментальные кривые холловского сопротивления R_H и удельного сопротивления r_{xx} гетероструктуры в зависимости от магнитного поля при постоянной плотности носителей.

Температура около 8 мК.

ЭФФЕКТ ЭТТИНГСГАУЗЕНА

Эффект Эттингсгаузена – эффект возникновения градиента температур в находящемся в магнитном поле проводнике, через который протекает электрический ток. Если ток I протекает вдоль оси Oy , а магнитное поле \mathbf{B} направлено вдоль Oz , то градиент температур будет возникать вдоль Ox . Эффект назван в честь Альберта фон Эттингсгаузена. Сущность эффекта заключается в следующем. В среднем действие силы Лоренца и поля Холла компенсируют друг друга, однако, вследствие разброса скоростей носителей заряда, отклонение «более горячих» и «более холодных» происходит по-разному — они отклоняются к противоположным граням проводника.

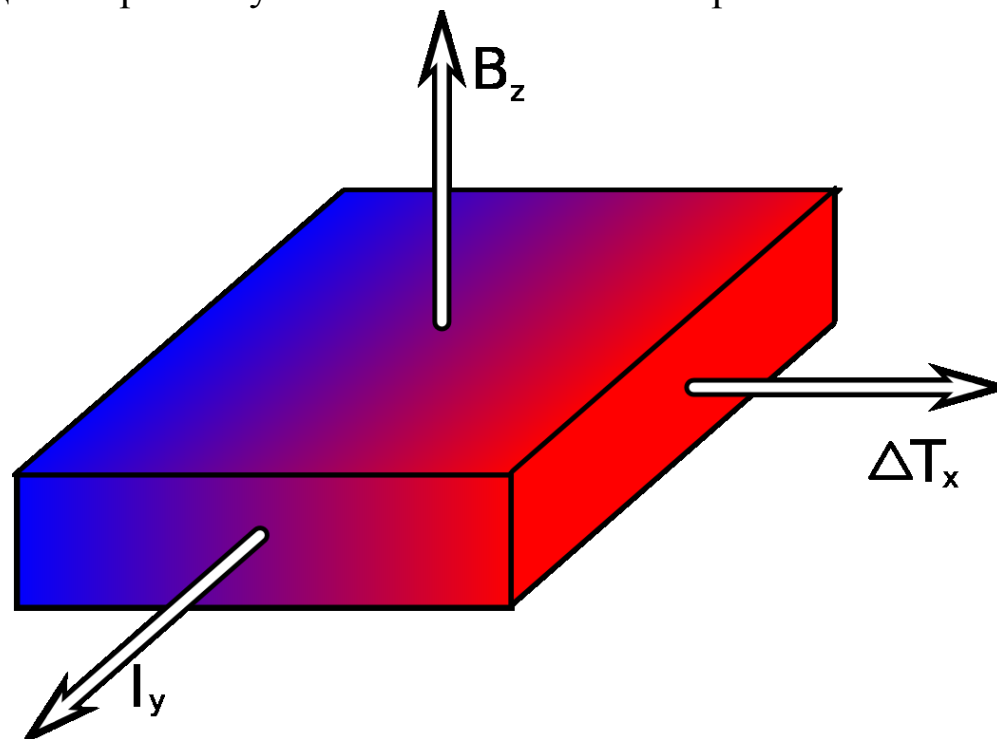


Рис. 26. Эффект Эттингсгаузена

ЭФФЕКТ ПЕЛЬТЬЕ

Эффект Пельтье – термоэлектрическое явление переноса энергии при прохождении электрического тока в месте контакта (спая) двух разнородных проводников (полупроводников), от одного проводника к другому. Эффект Пельтье особенно заметен при спае полупроводников *p*-типа и *n*-типа с металлами.

Величина перемещённой теплоты (тепловой энергии) равна:

$$Q = \Pi \int_0^t i(t) dt = \Pi q, \quad (26)$$

где Π – коэффициент Пельтье; i – ток протекающий через область спая; t – время; q – заряд прошедший через место спайки.

Электроны, переносимые током из одного металла в другой, ускоряются или замедляются под действием внутренней контактной разности потенциалов между металлами. В первом случае кинетическая энергия электронов увеличивается, а затем выделяется в виде тепла. Во втором случае кинетическая энергия электронов уменьшается, и эта убыль энергии пополняется за счет тепловых колебаний атомов второго проводника. В результате происходит охлаждение. Более полная теория учитывает изменение не потенциальной энергии при переносе электрона из одного металла в другой, а изменение полной энергии.

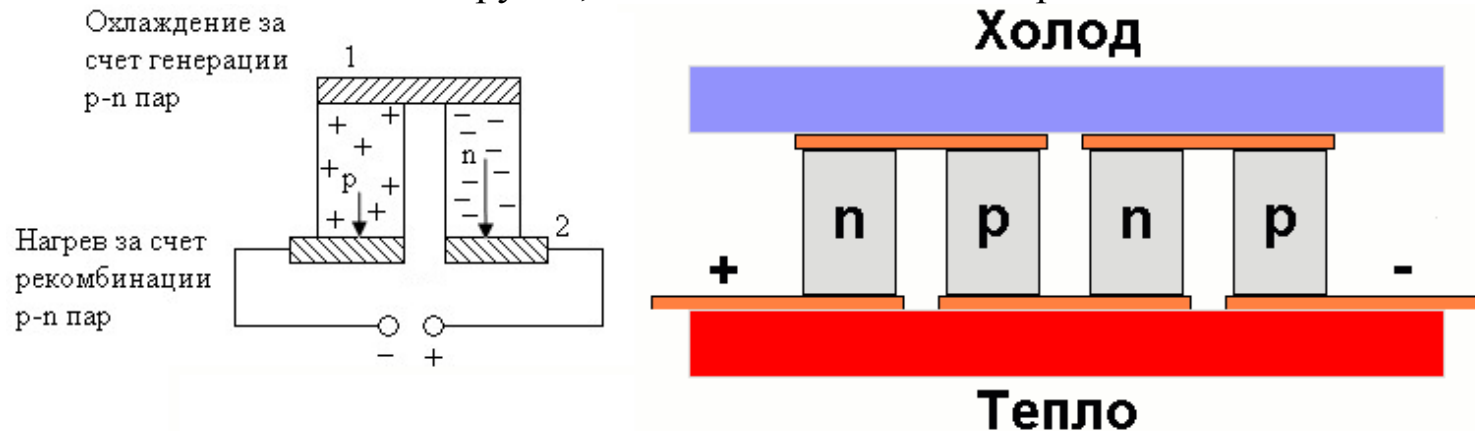


Рис. 27. Эффект Пельтье

ТЕХНОЛОГИИ ПРОИЗВОДСТВА p-n ПЕРЕХОДА

Наиболее значимые технологии производства p-n переходов в современных полупроводниковых приборах.

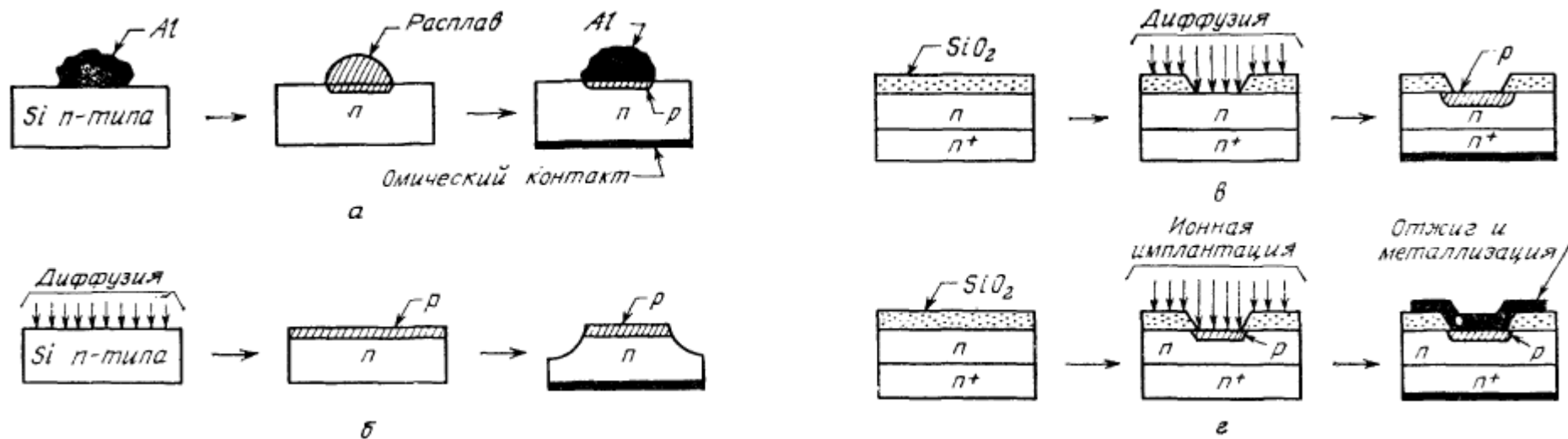


Рис. 28. Методы изготовления полупроводниковых приборов:

а. – сплавной переход; б. – диффузионный мезопереход; в. – диффузионный планарный переход на эпитаксильной подложке; г. – ионно-имплантированный переход

а. На кристалл кремния (Si) n-типа имеющего ориентацию $\langle 111 \rangle$, помещается таблетка алюминия (Al) и разогревается до температуры эвтектики (равновесия твёрдой и жидких фаз системы Al-Si), после понижения температуры происходит кристаллизация и легирование поверхностного слоя в p-тип. В дальнейшем алюминий (Al) используется как контакт, на нижнюю поверхность кремния напыляют сплав золота с сурьмой (Au-Sb).

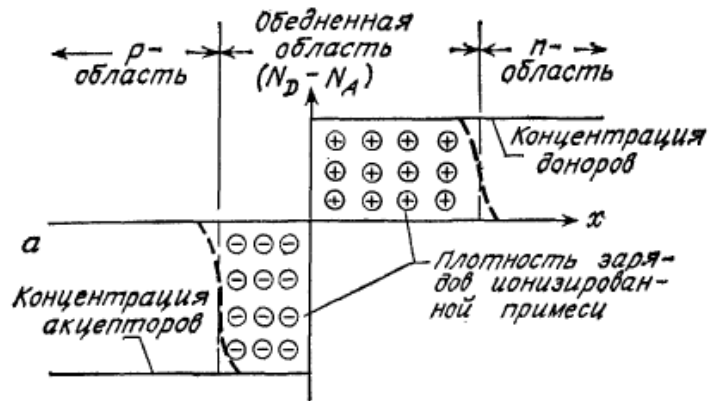
б. Метод диффузии в твёрдой фазе с получением мезоструктуры. В подложку n-типа проводят диффузию примеси p-типа, например, бора (B), из соединения трибромид бора (BBr_3), после диффузии необходимые участки защищают слоем воска или металлическим покрытием, незащищённые участки удаляют с помощью травления.

в. Более точный контроль геометрических форм и размера диффузионного р-п перехода позволяет получить метод формирования диффузионного планарного перехода на эпитаксильной подложке, при котором для контроля диффузии используют тонкую защитную плёнку (≈ 1 мкм) двуокиси кремния (SiO_2) выращенную на поверхности кремния при высокой температуре. Методом литографии (фотолитографии, УФ-литографии, рентгенолитографии, электронной литографии) удаляют необходимые участки окисла, образуя окна или более сложные рисунки. В открывшиеся участки кремния при температуре ≈ 1000 °С диффундируют примеси, таким образом в местах (окнах) очищенных от окисла образуются р-п переходы. Такой метод имеет название планарный. Для реализации метода требуется, что бы поверхность кремния была гладкой, без «рельефа», в противном случае слой фоторезиста не будет ровным и образуются дефекты. Словом «эпитаксия» называют методы химического выращивания тонких слоёв полупроводниковых материалов на поверхности кристалла с сохранением кристаллической структуры исходного кристалла. Эпитаксиальные слои можно получать из газовой или жидкой фазы.

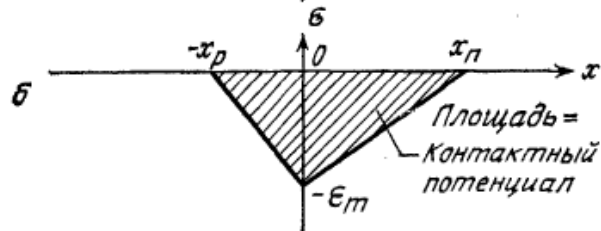
г. Метод ионной имплантации позволят получать наиболее точный контроль распределения примесей, а следовательно характеристик р-п перехода. Ионную имплантацию, можно производить при комнатной температуре, а дефекты удалять в последующем путём отжига при температуре ≈ 700 °С.

Одним из методов устранения дефектов, в том числе дефектов кристаллической решетки (например, возникших в результате ионной имплантации), на поверхности или в некоторой толще полупроводника является метод облучения лазерным излучением. Применение лазерного излучения обусловлено: возможностью управления глубиной отжигаемого слоя (за счёт фокусировки луча и прозрачности тонких слоёв полупроводника); избирательностью поглощения лазерного излучения; высокой разрешающей способностью пучка, вплоть до единиц мкм. Например, при точечном разогреве дефектов кристаллической решётки может происходить повторная рекристаллизация и восстановление нормальной структуры решётки.

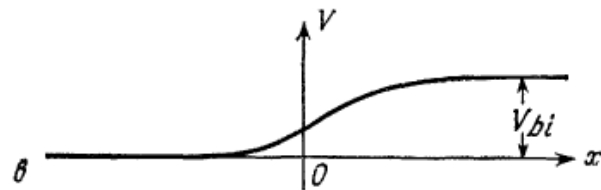
РЕЗКИЙ p-n ПЕРЕХОД



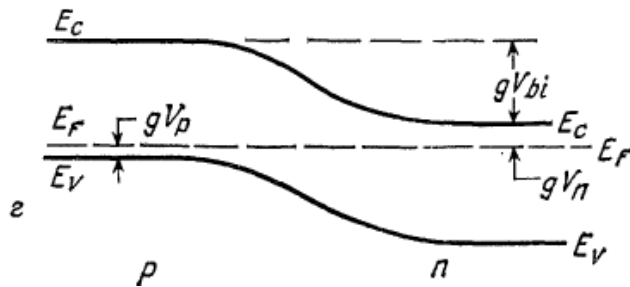
распределение пространственного заряда



распределение электрического поля



изменение потенциала с расстоянием



зонная диаграмма

Рис. 29. Резкий переход при тепловом равновесии

Для резкого р-п-перехода характерно резкое изменение концентрации примесей в полупроводнике, от концентрации доноров n_D до концентрации акцепторов n_A .

При тепловом равновесии р-п-перехода отсутствует приложенное напряжение и не протекает ток через р-п-переход.

Равенство нулю электронного и дырочного токов ведёт к постоянству уровня Ферми во всём образце:
 $\frac{\partial E_F}{\partial x} = 0$.

Поскольку в равновесии $n_{n0}p_{n0} = n_{p0}p_{p0} = n^2$, то контактная разность потенциалов:

$$V_b = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{p_{p0}}{p_{n0}} \right) = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_{n0}}{n_{p0}} \right), \quad (27)$$

где n_{n0} , p_{n0} – концентрации n и p носителей для n-типа полупроводника при тепловом равновесии; n_{p0} , p_{p0} – концентрации n и p носителей для р-типа полупроводника при тепловом равновесии.

Барьерная емкость.

Удельная барьерная ёмкость р-п-перехода определяется выражением:

$$C = \frac{dQ}{dV}, \quad (28)$$

где dQ – дифференциальное приращение плотности заряда вызванное малым изменением приложенного напряжения dV .

ПЛАВНЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ p-n ПЕРЕХОД

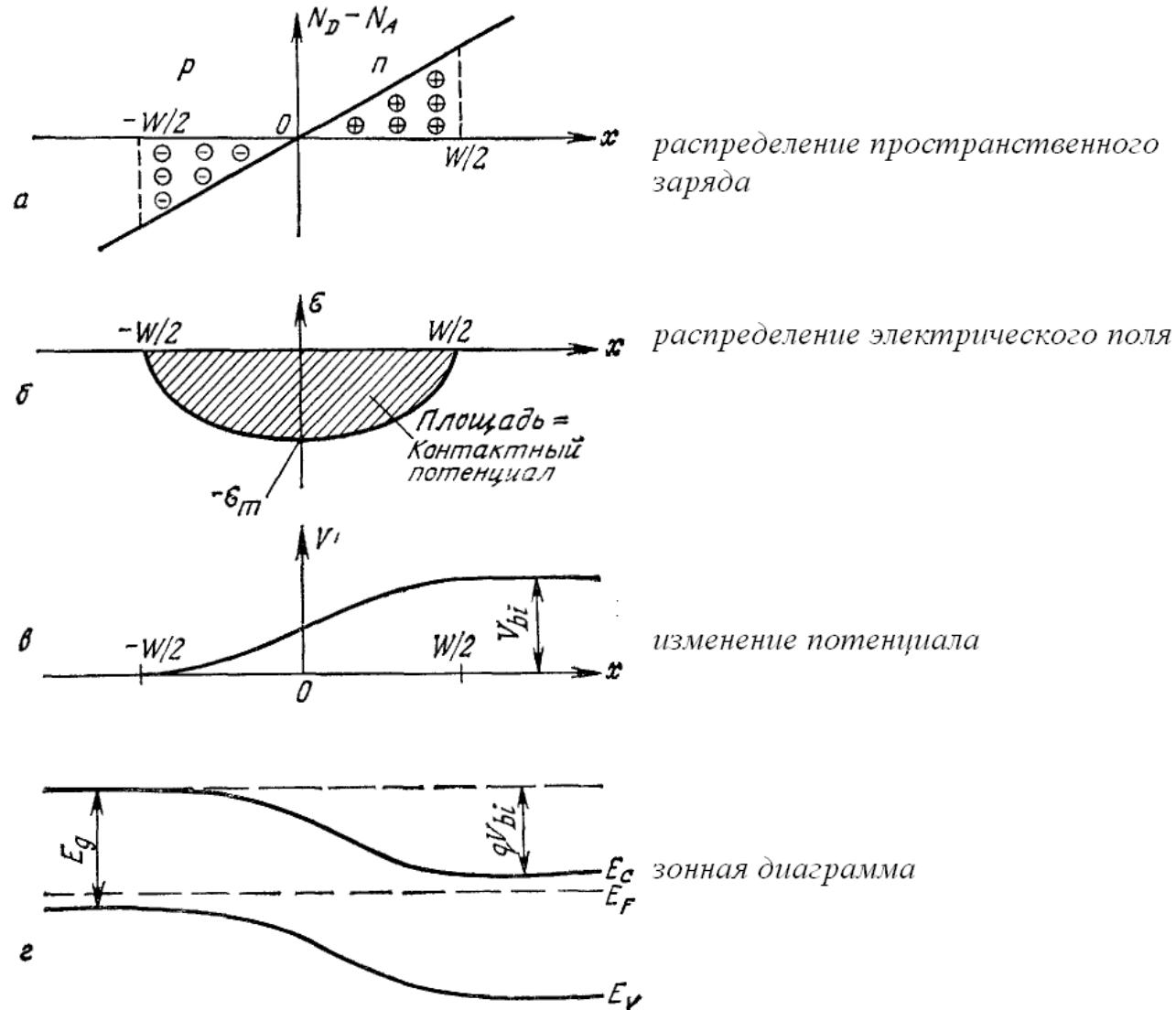


Рис. 30. Плавный линейный p-n переход в тепловом равновесии

В случае линейного распределения примеси, при тепловом равновесии, уравнение Пуассона имеет вид:

$$-\frac{\partial^2 U_{np}}{\partial x^2} = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_s} = \frac{q}{\varepsilon_s} (p - n + ax) \approx \frac{q}{\varepsilon_s} ax, \quad -\frac{W}{2} \leq x \leq \frac{W}{2}, \quad (29)$$

где $(-\frac{W}{2}, \frac{W}{2})$ – границы обеднённой области; a – градиент концентрации примеси.

Решая (29) получим распределение напряженности:

$$E(x) = \frac{qa}{\varepsilon_s} \frac{(W/2)^2 - x^2}{2}. \quad (30)$$

Принимая в точке $x = 0$ максимальное значение напряжённости, т.е. $E(x)_{x=0} \rightarrow \{E(x)\}$, $-\frac{W}{2} \leq x \leq \frac{W}{2}$, получим:

$$|E|_{max} = \frac{qaW^2}{8\varepsilon_s}, \quad (31)$$

Повторное интегрирование (31) позволяет получить выражение для контактной разности потенциалов:

$$U_{np} = \frac{qaW^3}{12\varepsilon_s}, \quad (32)$$

откуда границы обеднённой области:

$$W = \sqrt[3]{\left| \frac{12\varepsilon_s U_{np}}{qa} \right|}. \quad (33)$$

Приближённое значение контактной разности потенциалов как функции от температуры и концентрации носителей и границы обеднённой области имеет вид:

$$U_{np} \approx \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{(aW/2)^2}{n_i^2} \right) = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{aW}{2n_i^2} \right)^2. \quad (34)$$

Барьерная ёмкость линейного перехода вычисляется как:

$$C = \frac{dQ}{dU_{np}} = \frac{d(qaW^2/8)}{d(qaW^3/12\varepsilon_s)} = \frac{\varepsilon_s}{W} = \left[\frac{qa\varepsilon_s^2}{12(U_{np} \pm u_{cm})} \right], \quad (35)$$

где u_{cm} – напряжение смещения р-п перехода.

ЗОННАЯ ДИАГРАММА ПРИ ПРЯМОМ И ОБРАТНОМ СМЕЩЕНИЯХ

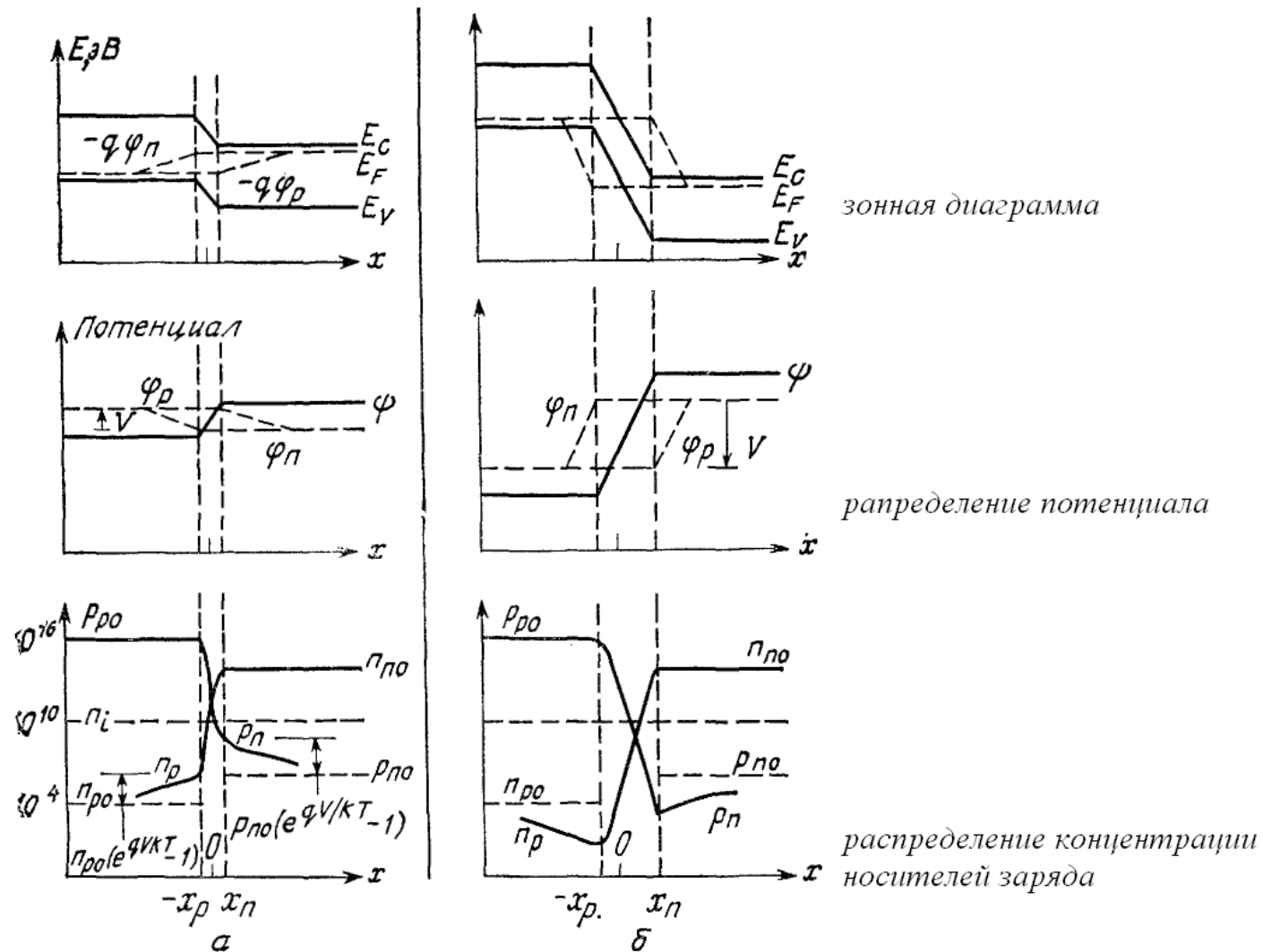


Рис. 31. Зонная диаграмма, положение собственного и квази-уровней Ферми, для электронов и дырок, и распределение концентрации носителей: а – при прямом смещении; б – при обратном смещении

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛОВ И ЗАРЯДОВ

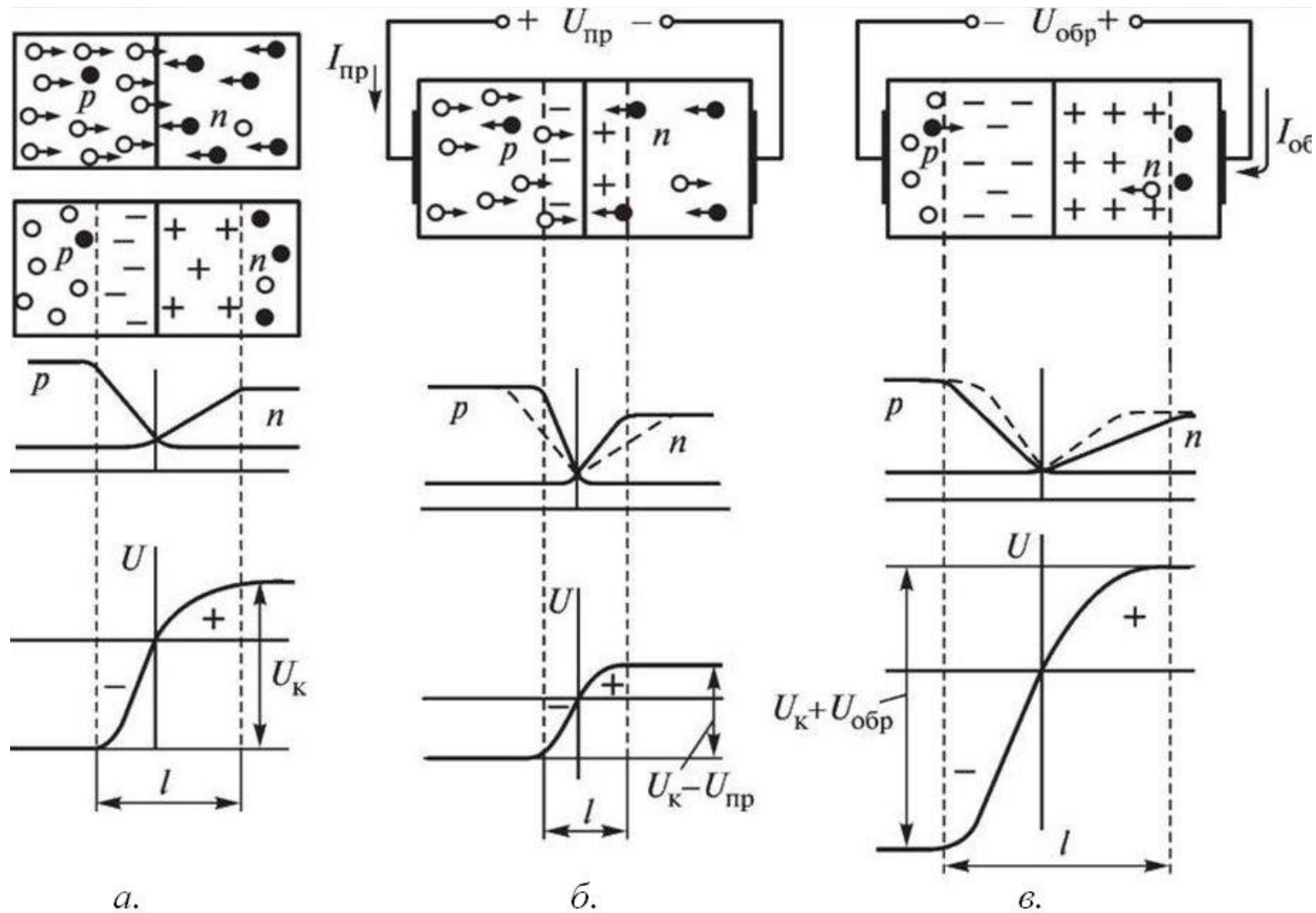


Рис. 32. Распределение потенциалов и зарядов в р-п переходе при различных смещениях (внешних напряжениях):
 а. – без внешнего напряжения; б. – при прямом смещении; в. – при обратном смещении

УРАВНЕНИЕ ШОКЛИ

Плотность дырочного тока:

$$J_p = \left[-q D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \right]_{x=x_n} = \frac{q D_p p_{n0}}{\sqrt{D_p \tau_p}} \left(e^{\frac{qU(x)}{kT}} - 1 \right). \quad (36)$$

Плотность электронного тока:

$$J_n = \left[q D_n \frac{\partial p_p}{\partial x} \right]_{x=-x_p} = \frac{q D_n p_{p0}}{\sqrt{D_n \tau_n}} \left(e^{\frac{qU(x)}{kT}} - 1 \right). \quad (37)$$

Общий ток через р-п переход равен сумме токов:

$$J = J_p + J_n = J_s \left(e^{\frac{qU(x)}{kT}} - 1 \right), \quad (38)$$

где J_s – плотность тока насыщения.

Выражение (38) возможно записать в виде:

$$i(u) = I_s \left(e^{\frac{u}{b U_T}} - 1 \right), \quad (39)$$

где u – внешнее напряжение, прикладываемое к р-п переходу; I_s – ток насыщения р-п перехода; U_T – термическое напряжение на р-п переходе; b – коэффициент не идеальности ($b \sim 1 \div 2$).

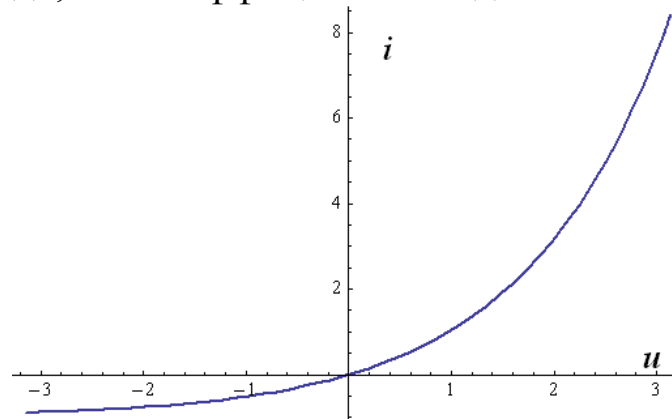


Рис. 33. Идеальная ВАХ р-п перехода в соответствии с уравнением Шокли

НАСТОЯЩАЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА p-n ПЕРЕХОДА

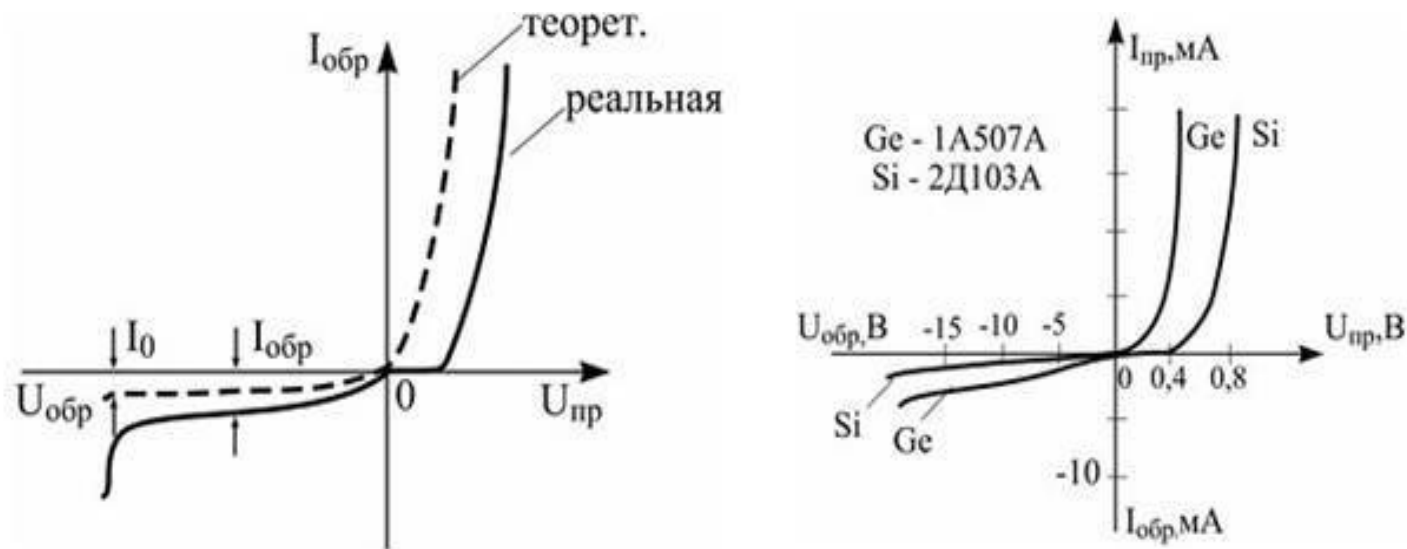


Рис. 34. ВАХ p-n перехода

Настоящая ВАХ p-n перехода отличается от идеальной в результате наличия в реальном p-n переходе.

1. Процессов генерации и рекомбинации носителей заряда.
2. Высокий уровень инжекции при пропускании электрического тока в прямом направлении через p-n-переход. Явление инжекции является следствием уменьшения высоты потенциального барьера в p-n-переходе при подаче на него прямого смещения.
3. Диффузионная ёмкость, особенно при прямом смещении. При прямом смещении д.ё. обусловлена изменением концентрации неосновных носителей заряда.
4. Пробой p-n перехода, при превышении допустимого напряжения (напряжения пробоя) при обратном смещении. Три основных механизма пробоя: тепловая неустойчивость; туннельный эффект; лавинное умножение.

ТЕПЛОВОЙ ПРОБОЙ p-n ПЕРЕХОДА

Тепловой пробой (или тепловая неустойчивость), механизм при обратном включении p-n перехода: повышение температуры приводит к повышению обратного тока, что в свою очередь приводит к повышению температуры ... в результате нагрева p-n перехода, при достаточно больших обратных напряжениях, на ВАХ возникает участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением, на этом участке возникает тепловой пробой и диод выходит из строя. Защита от теплового пробоя – ограничение (обратного) тока диода.

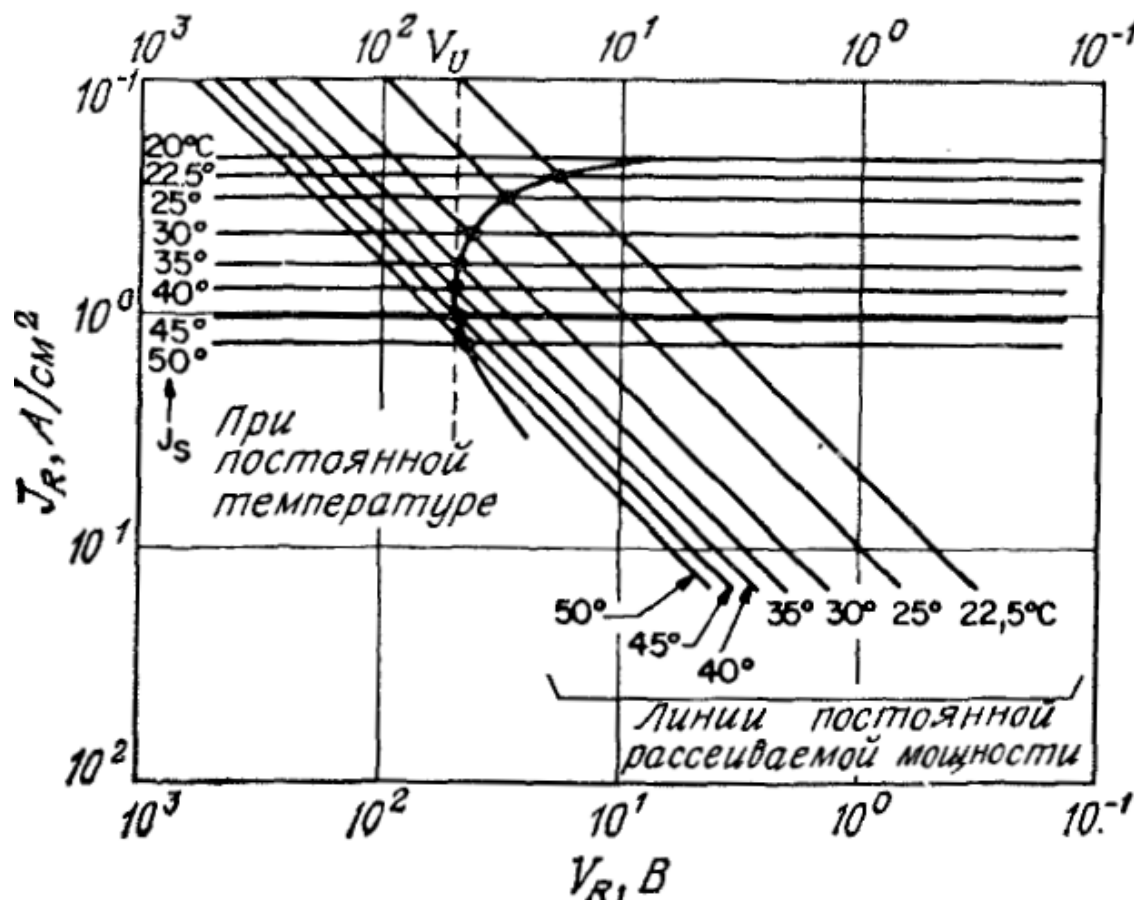


Рис. 35. Обратная ветвь ВАХ при тепловом пробое, V_U – напряжение тепловой неустойчивости

ТУННЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ (и ТУННЕЛЬНЫЙ ПРОБОЙ)

В квантовой механике прохождение частицы-волны сквозь потенциальный барьер определяется вероятностно. Если потенциальный барьер одномерный и прямоугольный то вероятность прохождения сквозь потенциальный барьер (иначе туннелирование) определяется как:

$$T = \left[1 + \frac{E_0^2 sh^2 \kappa W}{4E(E_0 - E)} \right]^{-1}, \quad (40)$$

где $\kappa = \sqrt{\frac{2m(E_0 - E)}{\hbar^2}}$, E – энергия частицы.

С уменьшением энергии E вероятность туннелирования монотонно убывает. При $\kappa W \gg 1$, вероятность туннелирования приближённо равна:

$$T \approx \frac{16E(E_0 - E)}{E_0^2} \exp(-2\kappa W). \quad (41)$$

Плотность туннельного тока определяется выражением:

$$J_T = \frac{\sqrt{2m^*} q^3 E U}{4\pi^2 \hbar^2 \sqrt{E_g}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*} E_g^{3/2}}{3gE\hbar}\right), \quad (42)$$

где E – электрическое поле в переходе; E_g – ширина запрещённой зоны (туннельный барьер); U – внешнее напряжение; m^* – эффективная масса носителя заряда.

При достижении напряжённостей электрического поля в р-п переходе порядка 10^6 В/см, начинают протекать туннельные токи, обусловленные туннельными переходами между зонами.

При напряжениях на кремниевых и германиевых р-п переходах меньше чем $4E_g/q$, пробой имеет механизм туннельного пробоя. При напряжениях превышающих $6E_g/q$, механизм пробоя обусловлен лавинным умножением.

В области напряжений $(4 \dots 6)E_g/q$ пробой определяют совместно туннельный и лавинный механизм.

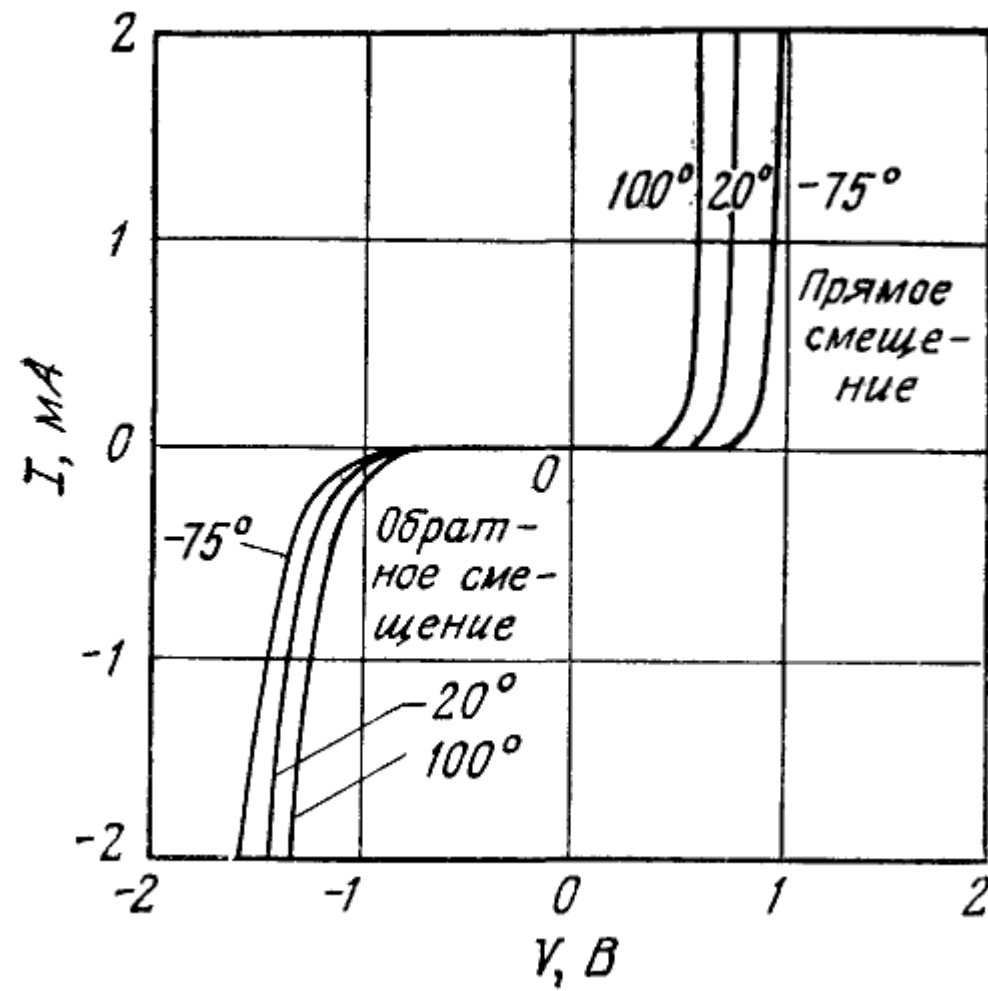


Рис. 36. Вольт-амперная характеристика р-п перехода с туннельным пробоем

ЛАВИННОЕ УМНОЖЕНИЕ

Лавинное умножение, или ударная ионизация, являются наиболее важными механизмами пробоя p-n перехода. Напряжение лавинного пробоя определяет верхний предел обратного напряжения большинства диодов, коллекторного напряжения биполярных транзисторов, напряжения стока МОП-транзисторов.

Механизм ударной ионизации используют в мощных генераторах СВЧ-колебаний (лавинно-пролётные диоды), в приёмниках оптических сигналов (лавинные фотодиоды), в стабилитронах или диодах Зенера.

Суть механизма ударной ионизации заключается в следующем: разгоняясь во внешнем сильном электрическом поле на расстоянии свободного пробега, носители заряда могут приобретать кинетическую энергию, достаточную для ударной ионизации атомов или молекул материала при соударениях с ними. В результате число свободных носителей возрастает, что в свою очередь, приводит к увеличению числа ударных ионизаций, процесс развивается лавинообразно и поэтому носит название – лавинного умножения.

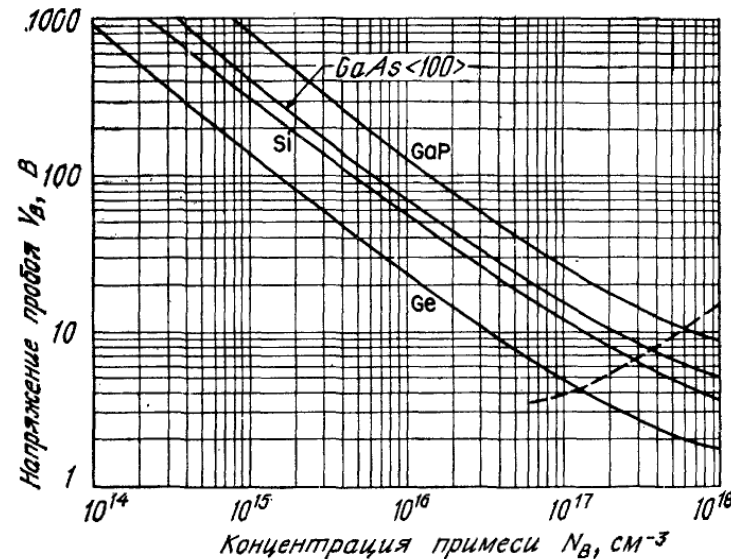


Рис. 37. Зависимость напряжения лавинного пробоя от концентрации примеси, для несимметричного ступенчатого p-n перехода в Ge, Si, GaAs и GaP

Литература по курсу Схемотехника

Основная литература

1. Стилбанс Л. С. Физика полупроводников // М.: «Советское радио», 1967. – 452 с.
2. Демирчян К.С., Нейман Л.Р, Коровкин Н.В, Чечурин В.Л. Теоретические основы электротехники в 3-х томах // С-Пб.: Питер, 2003.
3. Хоровиц П., Хилл У. Искусство схемотехники: Перевод с английского. - Издание 2-е. - М: Издательство БИНОМ. - 2015. - 704 с.: ил.
4. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х книгах // М.: «МИР», 1984. – 456 с. и 456 с.
5. Волович Г. И. Схемотехника аналоговых и аналогово-цифровых электронных устройств. 3-е изд. стер. // М.: ДМК Пресс, 2015 – 528 с.: ил.
6. Картер Б. Операционные усилители для всех // М.: Додэка-XXI, 2011 - 544 с.: ил.
7. Резевиг В. Д. Схемотехническое моделирование с помощью Micro-Cap 7. // М.: Горячая линия – Телеком, 2003. – 368 с.: ил.
8. Корис Р., Шмидт-Вальтер Х. Справочник инженера-схемотехника // М.: Техносфера, 2008. – 608 с.
9. Стюарт Б. Р. Аналоговые интерфейсы микроконтроллеров // М.: Додэка-XXI, 2007. – 360 с.: ил.

Дополнительная литература

10. Кестер У. Проектирование систем цифровой и смешанной обработки сигналов // М.: Техносфера, 2010. – 328 с.: ил.
11. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров // М.: Наука, 1957. – 780 с.
12. Суходольский В. Ю. Altium Disigner: сквозное проектирование функциональных узлов РЭС на печатных платах: учебное пособие. – 2-е изд., перераб. и доп. // С-Пб.: БХВ-Питер, 2014 – 560 с.: ил.
13. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников // М.: Наука, 1977. – 672 с.
14. Фалькевич Э. С., Пульнер Э. О., Червоный И. Ф. и др. Технология полупроводникового кремния // М.: Металлургия, 1992. – 408 с.: ил.