

Министерство образования и науки Российской Федерации

ТОМСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И
РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

Кафедра конструирования узлов и деталей радиоэлектронной аппаратуры

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКА
МЕТОДОМ ИЗМЕРЕНИЯ ОБРАТНЫХ ТОКОВ ЭЛЕКТРОННО-
ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА

РУКОВОДСТВО

к лабораторной работе по курсу

«Физические основы микро- и наноэлектроники»

для студентов, обучающихся по направлению

11.03.03 - «Конструирование и технология электронных средств»

РАЗРАБОТЧИК
доцент каф. КУДР
М.М. Славникова

1. ВВЕДЕНИЕ

Запрещенная зона - интервал энергий, разделяющий валентную и зону проводимости - важная характеристика материала. Ширина запрещенной зоны определяет физико-химические свойства вещества.

Целью настоящей работы является определение ширины запрещенной зоны полупроводника методом измерения обратных токов p - n перехода.

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

Каждый электрон, входящий в состав атома, обладает определенной полной энергией, а на зонной диаграмме занимает определенный энергетический уровень. В твердом теле, благодаря взаимодействию атомов, энергетические уровни расщепляются и образуют энергетические зоны, состоящие из отдельных близко расположенных по энергии уровней, число которых соответствует числу однородных атомов в данном кристаллическом теле (рис. 2.1).

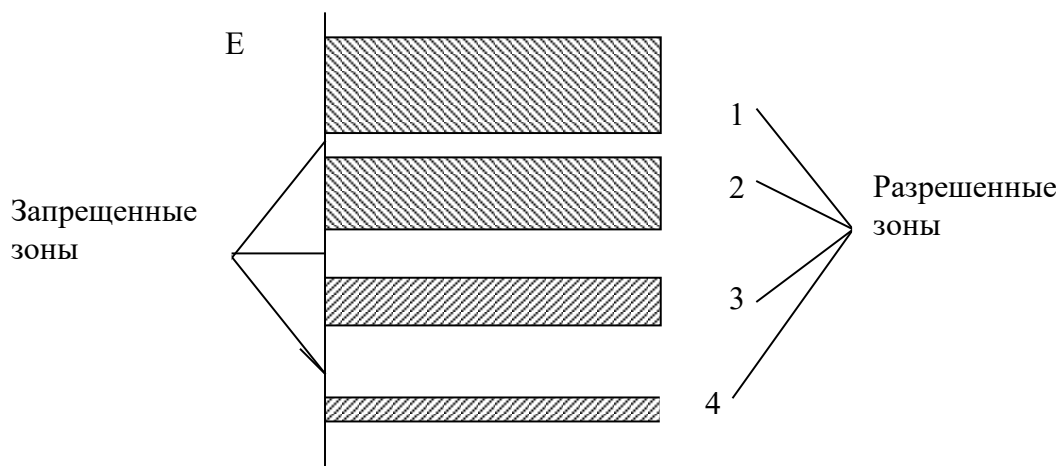


Рисунок 2.1. Образование энергетических зон

Энергетическую зону или совокупность нескольких перекрывающихся энергетических зон, которые образовались в результате расщепления одного или нескольких энергетических уровней отдельного атома, называют разрешенной зоной. Электроны, в твердом теле могут иметь энергии, соответствующие разрешенной зоне. Энергетические уровни валентных электронов при расщеплении образуют валентную зону. Разрешенные энергетические уровни, свободные от электронов в невозбужденном состоянии атома, расщепляясь, образуют одну или несколько свободных зон. Нижнюю из свободных зон называют зоной проводимости. Наибольший интерес представляют валентная зона и зона проводимости, так как от их взаимного расположения и от степени их заполнения электронами зависят

электрические, оптические и другие свойства твердых тел. По характеру заполнения зон все тела подразделяются на два класса. К одному из них относятся тела, у которых над целиком заполненной зоной располагается не полностью заполненная зона (рис. 2.2).

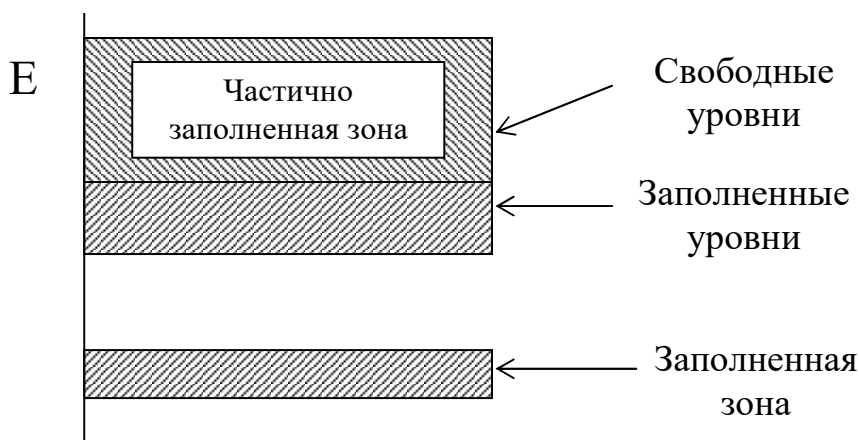


Рисунок 2.2. Образование частично заполненной зоны

Электроны частично заполненной зоны под воздействием внешнего электрического поля могут увеличивать свою энергию, переходя на вышележащие свободные уровни. Это означает, что в теле, имеющем такую зонную структуру, даже при наличии слабого электрического поля и в отсутствии других энергетических воздействий (свет, повышение температуры и т.д.) возможно направленное перемещение электронов, т.е. протекание электрического тока.

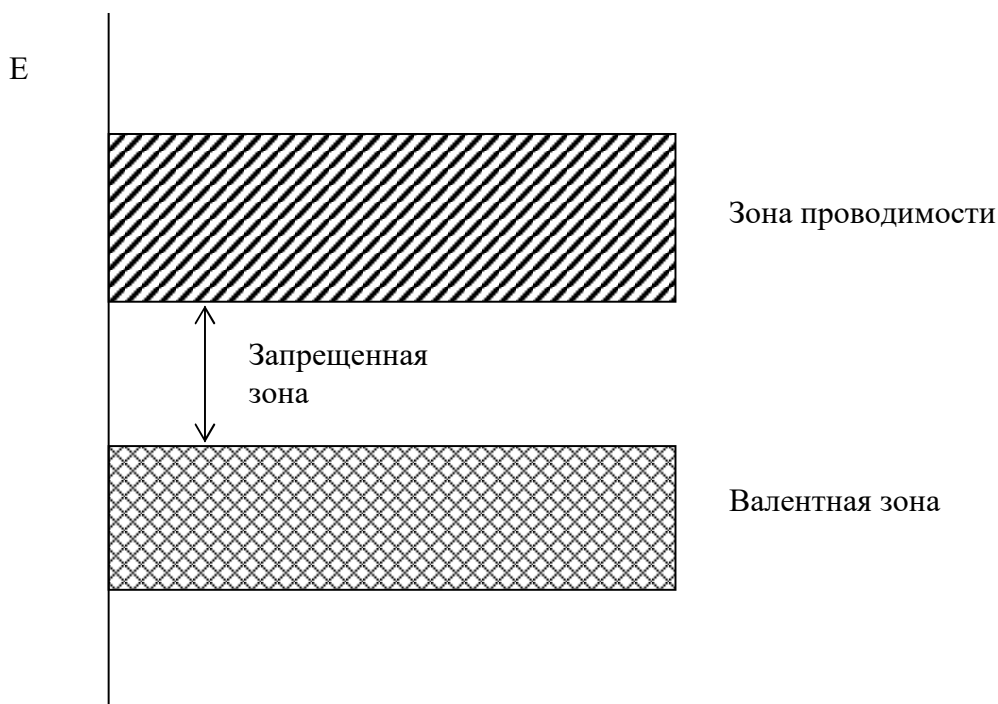


Рисунок 2.3. Зонная диаграмма непроводника

Таким образом, тела, имеющие частично заполненную разрешенную зону, относятся к проводникам.

К другому классу относятся тела, у которых при температуре абсолютного нуля над полностью заполненными зонами располагаются пустые зоны (рис. 2.3).

Такую структуру зон имеют, например, элементы IV группы - углерод в модификации алмаза, кремний, германий, серое олово, а также многие другие химические соединения – окислы металлов, нитриды, карбиды и т.д. В полностью заполненной валентной зоне электроны лишены возможности изменить свое состояние под действием приложенного электрического поля, т.е. не способны участвовать в переносе тока. Не дает вклада в электропроводность и совершенно свободная зона проводимости.

Однако, если ширина запрещенной зоны невелика, то при повышении температуры возможен переход валентных электронов в зону проводимости, причем, количество перешедших электронов экспоненциально увеличивается с ростом температуры. Следует заметить, что с переходом электронов в зону проводимости в валентной зоне появляются вакантные энергетические состояния. Это означает, что для валентных электронов появляется возможность изменять свою энергию, т.е. участвовать в создании тока. Таким образом, в кристаллах с узкой запрещенной зоной существуют два механизма проводимости - в результате движения свободных электронов в зоне проводимости и вследствие движения валентных электронов в валентной зоне. Кристаллы с узкой запрещенной зоной являются полупроводниками. При комнатной температуре ширина запрещенной зоны ΔE у кремния равна 1,12 эВ; у германия $\Delta E = 0,72$ эВ; у арсенида галлия $\Delta E = 1,43$ эВ; у карбида кремния – от 2,4 до 3,4 эВ, (для разных политипов).

Если запрещенная зона достаточно широкая, то переход электронов в зону проводимости маловероятен. Такие твердые тела являются диэлектриками. Таким образом, диэлектрики отличаются от полупроводников лишь шириной запрещенной зоны, условно к диэлектрикам относятся вещества, имеющие ширину запрещенной зоны, превышающую 3 эВ, а к полупроводникам – с шириной запрещенной зоны менее 3 эВ.

Ширина запрещенной зоны изменяется с изменением температуры. Происходит это в результате:

- 1) изменения амплитуды тепловых колебаний атомов в узлах кристаллической решетки;
- 2) изменения межатомных расстояний, т.е. объема тела.

С повышением температуры в первом случае ширина запрещенной зоны уменьшается, во втором случае может как уменьшаться, так и увеличиваться в зависимости от зонной структуры. У большинства полупроводников ширина запрещенной зоны с повышением температуры уменьшается.

3. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД

Электронно-дырочным переходом ($p - n$ переходом) называется переходный слой, разделяющий две области полупроводника с различными типами проводимости, в котором существует диффузионное электрическое поле (рис.3.1.).

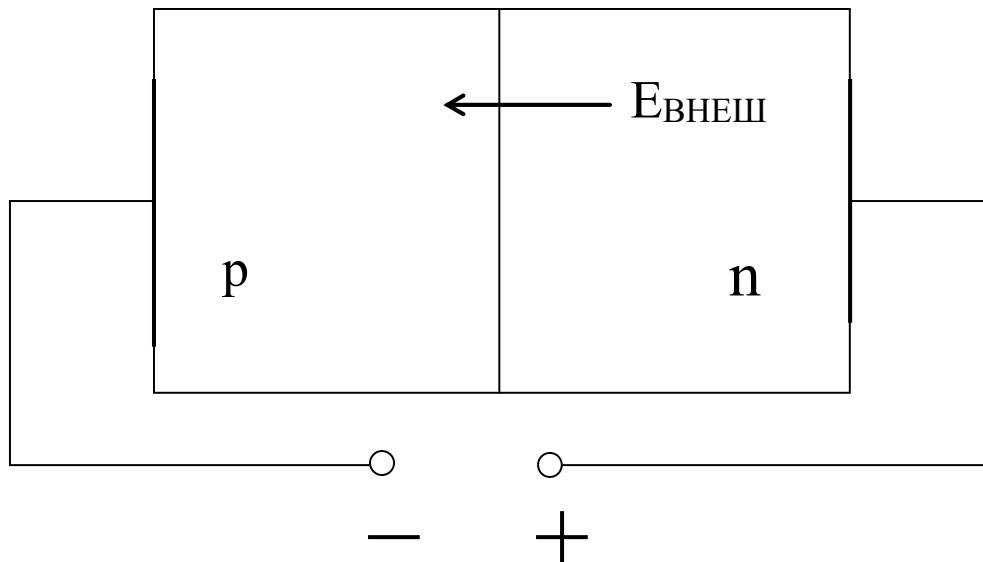


Рисунок 3.1. Обратное включение $p-n$ перехода

Одним из основных свойств такого перехода является униполярная проводимость.

Вследствие различия концентраций электронов и дырок в n - и p -областях создается диффузионное движение основных носителей через $p - n$ переход, выравнивающее концентрации дырок и электронов в полупроводнике. Диффузионное перераспределение носителей заряда происходит до тех пор, пока средняя энергия заряженных частиц в обеих частях кристалла не сравняется. Иначе говоря, в стационарном состоянии при отсутствии внешнего электрического поля диффузионные токи электронов и дырок должны быть уравновешены встречными токами дрейфа электронов и дырок во внутреннем электрическом поле $p - n$ перехода.

Изменение внешнего напряжения, приложенного к $p - n$ переходу приводит к изменению тока через переход. Зависимость между током и напряжением может быть получена аналитически и представлена графически в виде вольтамперной характеристики.

Если к $p - n$ переходу подключить внешний источник постоянного напряжения как показано на рис. 3.1. (так называемое обратное включение $p - n$ перехода), то под влиянием поля $E_{внешн}$ возникнет поток электронов из p -области в n -область, а в обратном направлении будут переноситься дырки. Поток дырок из p -области в n -область и электронов из n -области в p -область

ограничен потенциальным барьером $p - n$ перехода, причем, степень ограничения тем более чем выше обратное напряжение. Вследствие этого при достаточно большом напряжении величина тока через обратный включенный $p-n$ переход (обратного тока) будет определяться только количеством неосновных носителей заряда, т.е. концентрацией электронов в p -области и дырок в n -области. Количество неосновных носителей заряда, подтекающих к $p - n$ переходу, от приложенного напряжения не зависит. Это количество зависит только от скорости возникновения неосновных носителей и их концентрации в данном полупроводнике. Поэтому, если генерация носителей заряда в самом $p - n$ переходе отсутствует, и количество генерируемых носителей не зависит от напряжения, приложенного к переходу, то обратный ток также не будет зависеть от напряжения. Следует еще раз подчеркнуть, что это положение справедливо только при достаточно большом обратном напряжении на переходе (рис. 3.2.).

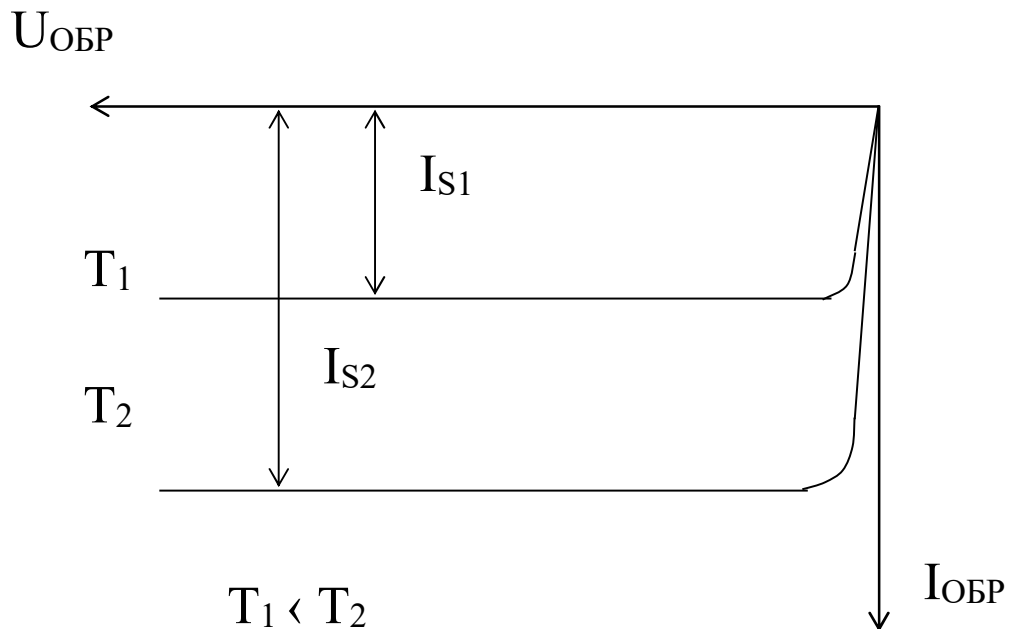


Рисунок 3.2. Вольтамперные характеристики идеального $p-n$ перехода для двух различных температур

Величина I_S называется током насыщения. Плотность тока насыщения $j_S = \frac{I_S}{S}$ (S - площадь $p - n$ перехода), пропорциональна количеству неосновных носителей заряда, скорости их возникновения и заряду единичного носителя q . Исходя из этого, можно записать

$$j_S = q \cdot \left(\frac{D_n}{L_n} \cdot n_p + \frac{D_p}{L_p} \cdot p_n \right), \quad (3.1.)$$

где D_n, D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно; L_n, L_p - диффузионные длины электронов и дырок соответственно.

Подставим в формулу (3.1.) известные соотношения

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p}, p_n = \frac{n_i^2}{n_n},$$

где n_p, p_n - концентрация неосновных носителей заряда;

p_p, n_n - концентрация основных носителей заряда;

n_i - собственная концентрация носителей;

$$L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}, L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n},$$

где τ_p, τ_n - время жизни дырок и электронов соответственно. После подстановки получим

$$I_S = q \cdot n_i^2 \cdot \left(\frac{1}{p_p} \cdot \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \frac{1}{n_n} \cdot \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right) \cdot S. \quad (3.2.)$$

В случае несимметричного резкого $p^+ - n$ перехода (такие переходы чаще всего встречаются в практике) $p_p \gg n_n$, поэтому (3.2.) можно представить в следующем виде

$$I_S = q \cdot n_i^2 \cdot \frac{1}{n_n} \cdot \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot S = q \cdot n_i^2 \cdot \frac{1}{N_d} \cdot \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot S, \quad (3.3)$$

Где N_d - концентрация ионизованных доноров.

Известно, что

$$n_i = (N_C \cdot N_V)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (3.4.)$$

где N_C, N_V - эффективная плотность квантовых состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно;

k - постоянная Больцмана;

T - абсолютная температура.

Если предположить, что при данной температуре все атомы доноров ионизованы, то зависимость всех остальных величин в выражении (3.3.) от температуры будет более слабой по сравнению с экспоненциальным членом. Поэтому следует ожидать, что при обратном напряжении в области насыщения ток будет расти при увеличении температуры пропорционально $\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right)$.

Исходя из этого, можно определить ширину запрещенной зоны полупроводника по наклону зависимости $\ln I_S = f\left(\frac{1}{T}\right)$:

$$\Delta E = k \cdot \frac{\ln I_{S2} - \ln I_{S1}}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}. \quad (3.5.)$$

Выше предполагалось, что генерация носителей в самом $p-n$ переходе отсутствует, и это обстоятельство не препятствует насыщению обратного тока. Однако на практике, как правило, насыщение обратного тока выражено слабо (см. рис. 3.3.), особенно в случае $p-n$ переходов на кремнии и арсениде галлия. Отклонение объясняется генерацией и рекомбинацией

носителей в области объемного заряда $p-n$ перехода, поверхностными явлениями и рядом других причин.

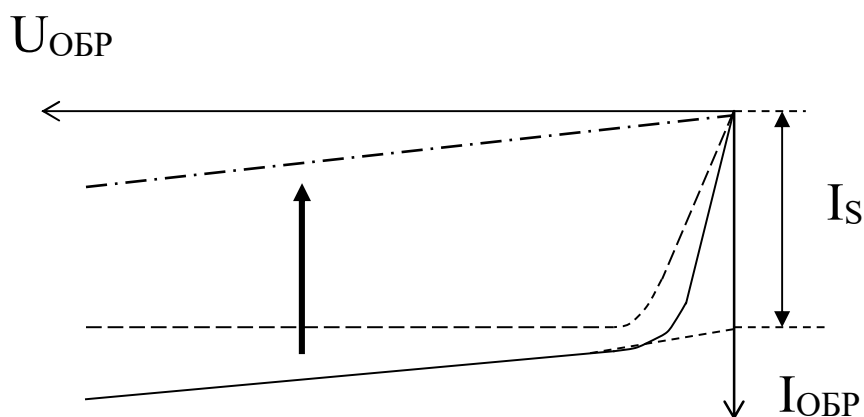


Рисунок 3.3. Обратная ветвь вольтамперной характеристики реального $p-n$ перехода

На рис. 3.3 сплошной линией показана вольтамперная характеристика реального диода, а пунктиром — идеализированного $p-n$ перехода. Идеализированную обратную вольтамперную характеристику реального $p-n$ перехода нетрудно получить, если наклонный участок ветви обратного тока в области больших значений напряжения перенести в начало координат, как показано стрелкой на рис. 3.3., а затем графически вычистить штрих-пунктирную прямую из экспериментальной зависимости $I = f(U)$.

Ток насыщения I_S проще определить, если экстраполировать (продолжить) линейный участок $I(U)$ зависимости до пересечения с осью ординат, как показано на рисунке 3.3.

По значениям I_S , найденным таким образом при двух различных температурах, можно, согласно выражению (2.3.), рассчитать ширину запрещенной зоны полупроводника.

4. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Исследуемый диод помещен в печь. Напряжение на образец подается от промышленного источника питания Б5-43. Обратный ток диода измеряется микроамперметром М-95. Для расширения предела измеряемого тока микроамперметр снабжен наружным шунтом. Температура в печи около исследуемого диода измеряется градусником.

5. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

5.1. Снять и построить зависимости $I_{обр} = f(U_{обр})$ при трех различных температурах.

Обратный ток рекомендуется измерять при следующих значениях обратных напряжений:

0,1; 0,5; 1; 2; 4; 6; 8; 9 В.

- 5.2. Методом экстраполяции из экспериментальных вольтамперных характеристик определить значения тока насыщения при трех температурах.
- 5.3. По полученным результатам вычислить ширину запрещенной зоны для различиях сочетаний температур: $T_2 - T_1$; $T_3 - T_2$; $T_3 - T_1$; В расчетах принять постоянную Больцмана равной $8,62 \cdot 10^{-5}$ эВ/К.
- 5.4. Сделать выводы по работе.

6. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

- 6.1. Чем отличаются энергетические спектры электронов в кристалле и в изолированном атоме?
- 6.2. Что понимается под валентной зоной, зоной проводимости и запрещенной зоной?
- 6.3. От чего зависит ширина запрещенной зоны?
- 6.4. Какова ширина запрещенной зоны у различных твердых тел?
- 6.5. Каким методом можно определить ширину запрещенной зоны?
- 6.6. Что понимается под обратной вольтамперной характеристикой *p-n* перехода?
- 6.7. Какие факторы влияют на величину обратного тока в области насыщения?
- 6.8. Почему для определения ширины запрещенной зоны методом *p-n* перехода необходима температурная зависимость обратного тока?
- 6.9. По каким соображениям в данной работе измеряется семейство обратных вольтамперных характеристик *p - n* перехода при различных температурах, вместо одной зависимости $I_S = f(T)$?
6. 10. Что такое экстраполяция?
6. 11. Какова методика расчета ширины запрещенной зоны?

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ТЕМПЕРАТУРА

1. Штернов А.А. Физические основы конструирования, технологии РЭА и микроэлектроники. М.: Радио и связь, 1981, с. 19-23.
2. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы: Учебник для вузов. 5-ое изд., исправленное – СПб.: Издательство «Лань», 2003. с.41-45,76-85.
3. Гаман В.И. Физика полупроводниковых приборов. Издательство Томского государственного университета, 2000.