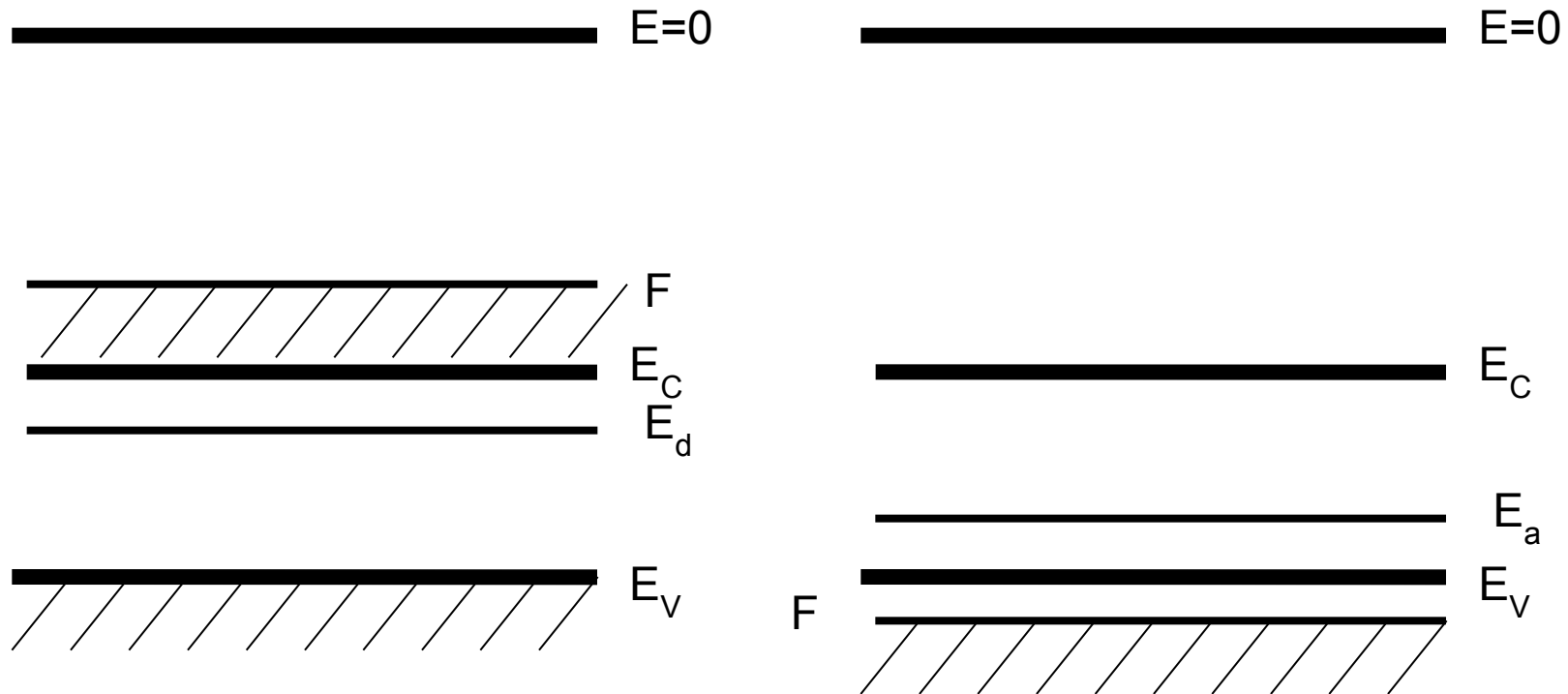


Вырожденные полупроводники

Если концентрация доноров или акцепторов легированных в полупроводник соответственно p или n типа будет $N_A, N_D \sim 10^{20} \text{см}^{-3}$, то концентрация основных носителей будет много больше эффективной плотности состояний в разрешенных зонах $p_0, n_0 \gg N_C, N_V$. В этом случае уровень Ферми будет находиться в разрешенных зонах полупроводников и они станут вырожденными. Вырожденные полупроводники принято обозначать $p+$ и $n+$.



Проводимость полупроводников

При приложении электрического поля к однородному полупроводнику в последнем протекает электрический ток. При наличии двух типов свободных носителей – электронов и дырок – проводимость σ полупроводника будет определяться суммой электронной σ_n и дырочной σ_p компонент проводимости: $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$. Величина электронной и дырочной компонент в полной проводимости определяется классическим соотношением:

$$\sigma_n = \mu_n n_0 q; \quad \sigma_p = \mu_p p_0 q,$$

где μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок соответственно.

Для легированных полупроводников концентрация основных носителей всегда существенно больше, чем концентрация неосновных носителей, поэтому проводимость таких полупроводников будет определяться только компонентой проводимости основных носителей. Так, для полупроводника n - типа

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p \approx \sigma_n$$

Величина, обратная удельной проводимости, называется удельным сопротивлением:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_n + \sigma_p} \approx \frac{1}{\sigma_n}$$

Здесь ρ – удельное сопротивление, обычно измеряемое в единицах [Ом·см]. Для типичных полупроводников, используемых в производстве интегральных схем, величина удельного сопротивления находится в диапазоне $\rho = (1 \div 10)$ Ом·см.

$$\rho = \frac{1}{\sigma_n} = \frac{1}{q\mu_n n_0} = \frac{1}{q\mu_n N_D}$$

где N_D – концентрация доноров в полупроводнике n -типа в условиях полной ионизации доноров, равная концентрации свободных электронов n_0 .

В отраслевых стандартах для маркировки полупроводниковых пластин обычно используют следующее сокращенное обозначение типа: КЭФ–4,5. В этих обозначениях первые три буквы обозначают название полупроводника, тип проводимости, наименование легирующей примеси. Цифры после букв означают удельное сопротивление, выраженное во внесистемных единицах, – Ом·см. Например, ГДА–0,2 – германий, дырочного типа проводимости, легированный алюминием, с удельным сопротивлением $\rho = 0,2$ Ом·см; КЭФ–4,5 – кремний, электронного типа проводимости, легированный фосфором, с удельным сопротивлением $\rho = 4,5$ Ом·см

Токи в полупроводниках

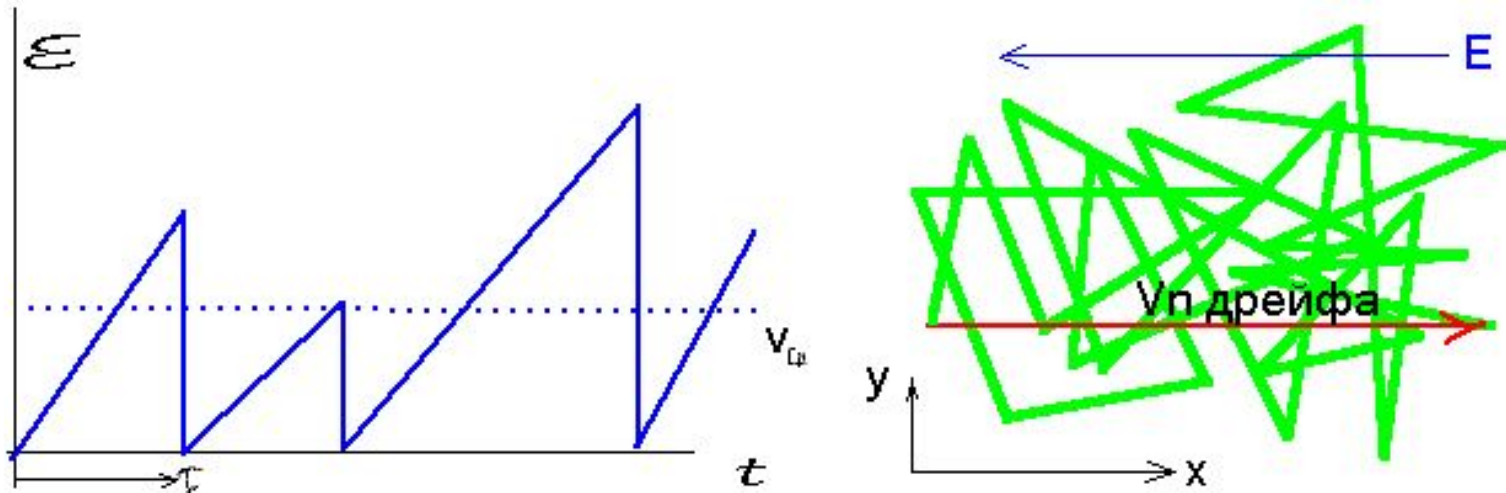
Как уже отмечалось выше, проводимость, а следовательно, и ток в полупроводниках обусловлены двумя типами свободных носителей. Кроме этого, также есть две причины, обуславливающие появление электрического тока, – наличие электрического поля и наличие градиента концентрации свободных носителей. С учетом сказанного плотность тока в полупроводниках в общем случае будет суммой четырех компонент:

$$\vec{j} = \vec{j}_p + \vec{j}_n = \vec{j}_{pE} + \vec{j}_{pD} + \vec{j}_{nE} + \vec{j}_{nD}$$

где j – плотность тока, j_p – дырочная компонента, j_n – электронная компонента, j_{nE} – дрейфовая компонента электронного тока, j_{nD} – диффузионная компонента электронного тока, j_{pE} – дрейфовая компонента дырочного тока, j_{pD} – диффузионная компонента дырочного тока.

$$\vec{j} = \vec{j}_p + \vec{j}_n = \vec{j}_{pE} + \vec{j}_{pD} + \vec{j}_{nE} + \vec{j}_{nD}$$

Таким образом: Находящиеся в разрешенных энергетических зонах электроны и дырки могут перемещаться по пространству кристалла, ускоряясь или замедляясь под действием электрических полей, что является дрейфовой компонентой тока.



Свободные электроны и дырки в кристалле находятся в хаотическом тепловом движении. Если существует градиент концентрации, то носители заряда перемещаются в сторону меньшей концентрации, создавая диффузионный ток. Таким образом в полупроводниковом кристалле существует два типа токов: диффузионные и дрейфовые, каждый из которых в свою очередь может быть как электронным, так и дырочным.

Выражение для каждой из компонент тока дается следующими соотношениями:

$$j_{nE} = q\mu_n nE = \sigma_n E;$$

$$j_{pE} = q\mu_p pE = \sigma_p E;$$

$$j_{nD} = qD_n \frac{dn}{dx};$$

$$j_{pD} = -qD_p \frac{dp}{dx},$$

где D_n – коэффициент диффузии электронов, связанный с подвижностью электронов μ_n

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n$$

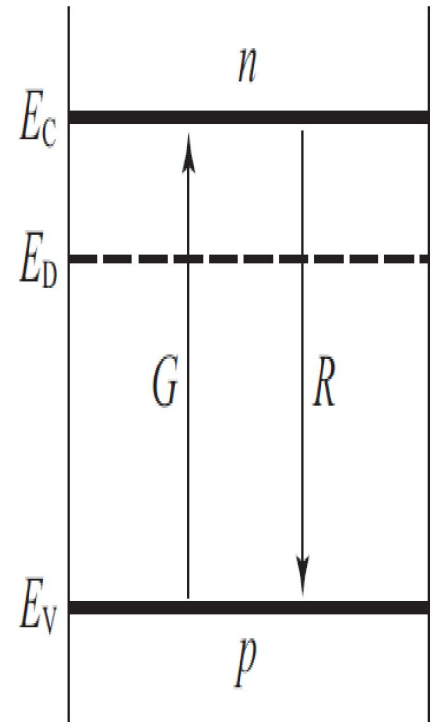
Аналогичные соотношения существуют для коэффициентов диффузии дырок D_p и подвижности дырок μ_p .

Неравновесные носители

Образование свободных носителей заряда в полупроводниках связано с переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости. Для осуществления такого перехода электрон должен получить энергию, достаточную для преодоления запрещенной зоны. Эту энергию электрон получает от ионов решетки, совершающих тепловые колебания. Таким образом, преодоление запрещенной зоны электроном происходит обычно за счет тепловой энергии решетки. Концентрация носителей заряда, вызванная термическим возбуждением в состоянии теплового равновесия, называется **равновесной**. Однако, помимо теплового возбуждения появление свободных носителей заряда может быть связано с другими причинами, например, в результате облучения фотонами или частицами большой энергии, ударной ионизации, введения носителей заряда в полупроводник из другого тела (инжекция) и др. Возникшие таким образом избыточные носители заряда называются **неравновесными**. Процесс введения неравновесных носителей заряда называют **инжекцией**. Таким образом, полная концентрация носителей заряда равна:

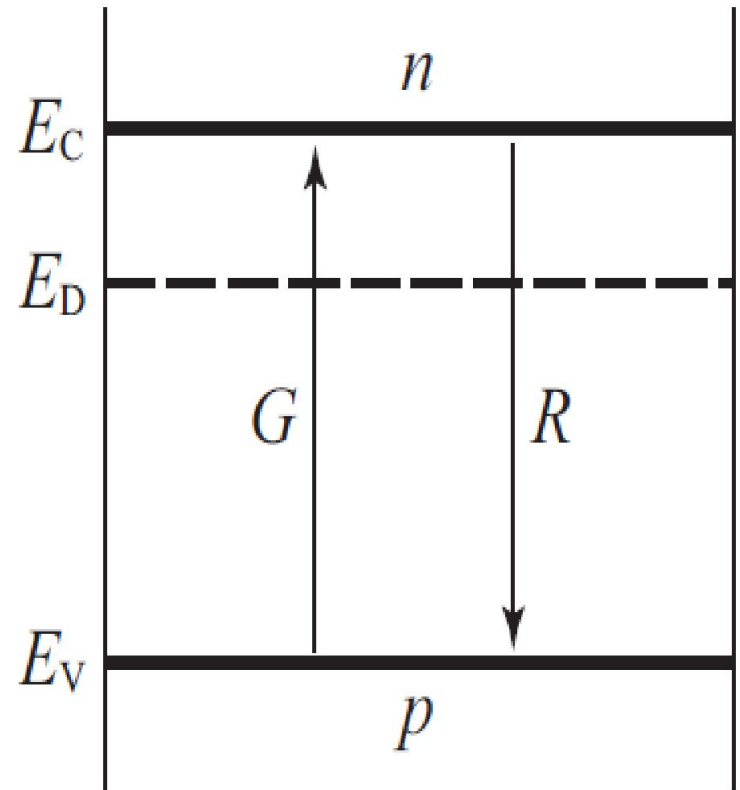
$$n = n_0 + \Delta n ;$$

$$p = p_0 + \Delta p ,$$



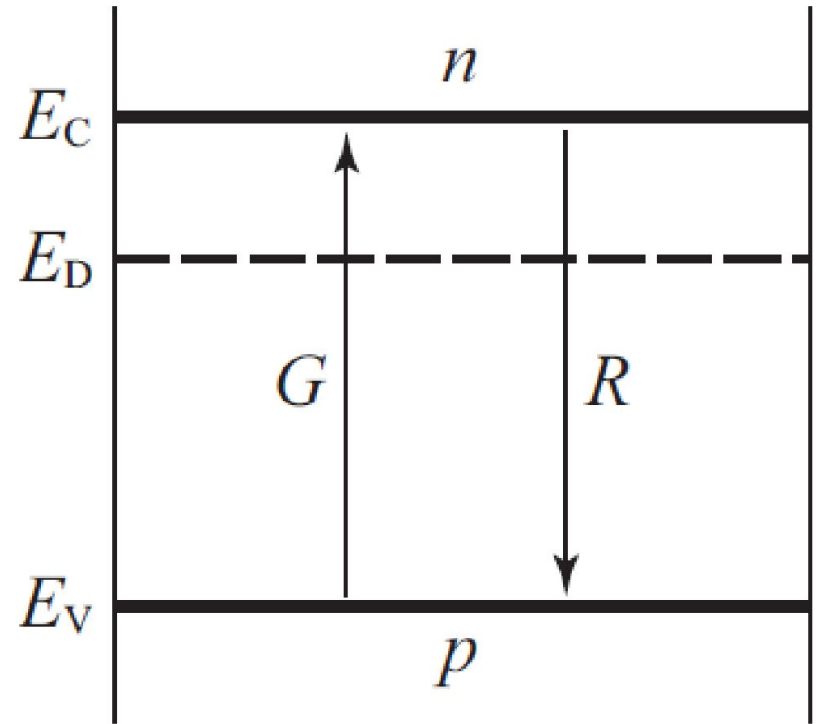
После прекращения действия механизма, вызвавшего появление неравновесной концентрации носителей, происходит постепенное возвращение к равновесному состоянию. Процесс установления равновесия заключается в том, что каждый избыточный электрон при встрече с вакантным местом (дыркой) занимает его, в результате чего пара неравновесных носителей исчезает. Явление исчезновения пары носителей получило название **рекомбинации**. В свою очередь возбуждение электрона из валентной зоны или примесного уровня, сопровождающееся появлением дырки, называется **генерацией** носителей заряда.

На рисунке G – это темп генерации, а R – темп рекомбинации свободных носителей заряда в собственном полупроводнике.



Скорость (темп) рекомбинации R пропорциональна концентрации свободных носителей заряда: $R = \gamma \cdot n \cdot p$, где γ – коэффициент рекомбинации. При отсутствии освещения (в темноте) $G = G_0$ и $R = R_0 = \gamma \cdot n_0 \cdot p_0$, величины n_0 и p_0 иногда называют темновыми концентрациями свободных электронов и дырок соответственно.

$$R_0 = \gamma \cdot N_C N_V \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}}$$



где $E_g = E_C - E_V$ – ширина запрещенной зоны. Таким образом, R_0 будет больше в узкозонных полупроводниках и при высоких температурах.

Если в полупроводнике нет электрического тока и объемных зарядов, то изменение во времени неравновесных концентраций электронов и дырок в зонах определяется уравнениями:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = G - R$$

Скорости (темпы) генерации и рекомбинации имеют две составляющие:

$$G = \Delta G + G_0, \quad R = \Delta R + R_0$$

где ΔG , ΔR – темпы генерации и рекомбинации только неравновесных электронов, то есть ΔG – это темп генерации электронов и дырок за счет освещения полупроводника.

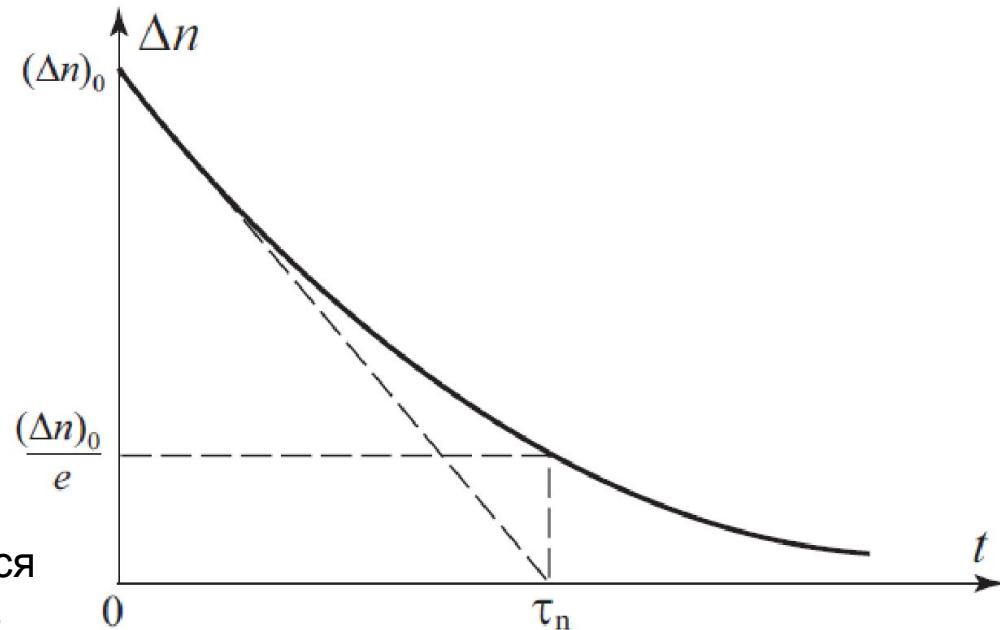
Рассмотрим процесс рекомбинации неравновесных носителей заряда (то есть при выключении освещения в момент времени $t = 0$).

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\gamma n_0 \Delta n = -\frac{\Delta n}{\tau_n}$$

где τ_n , называемое временем жизни неосновных носителей, имеет следующее значение:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma n_0} = \frac{1}{\gamma N_D}$$

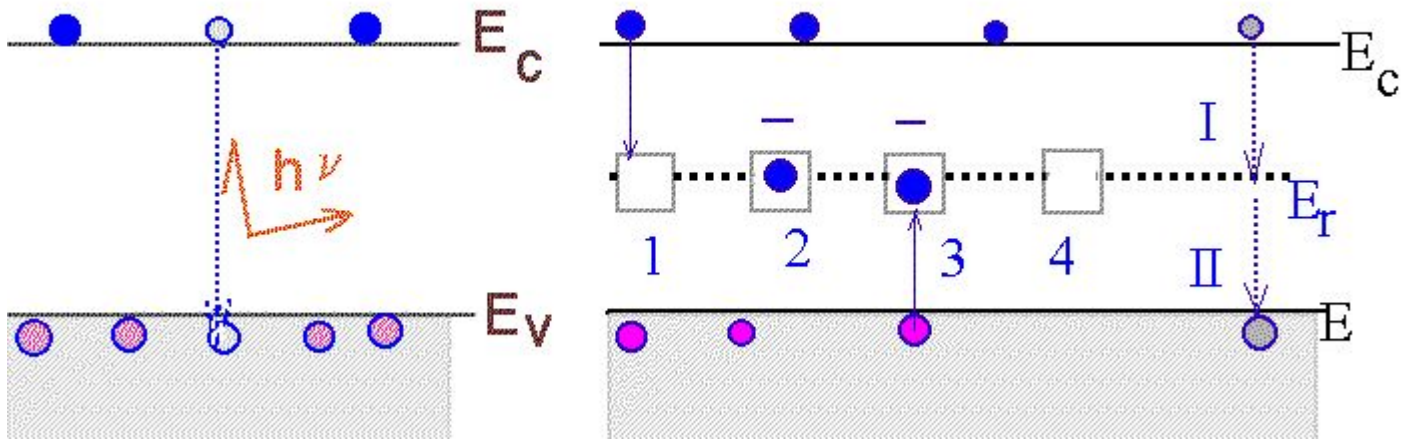
неравновесные носители заряда появляются только в том случае, если энергия фотонов при освещении полупроводника превышает ширину запрещенной зоны ($h\nu > E_g$)



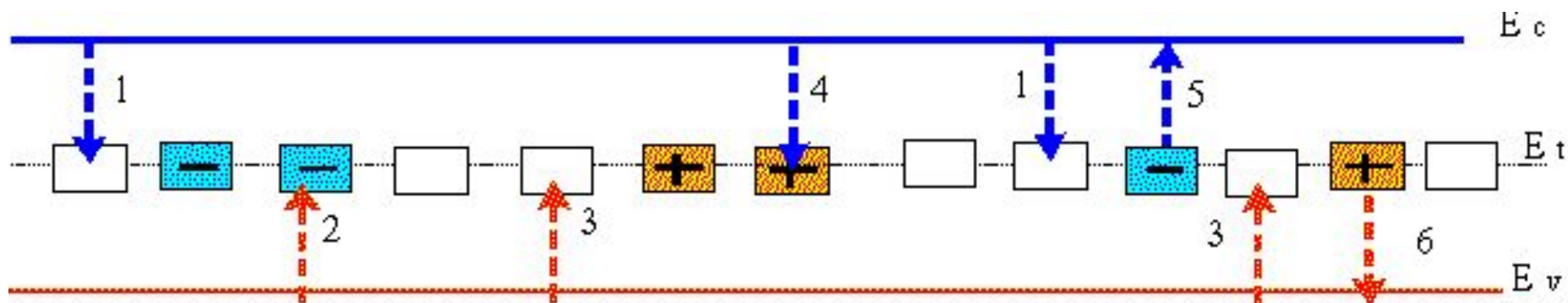
Спад неравновесной концентрации электронов во времени в донорном полупроводнике

Рекомбинация электронов и дырок

Взаимодействие электрона и дырки может приводить к их рекомбинации в результате которой электрон возвращается в валентную зону. Свободные электрон и дырка могут как непосредственно рекомбинировать (межзонная рекомбинация) друг с другом (левый рисунок на нижней картинке), так и через промежуточный (рекомбинационный) центр-ловушку (правый рисунок на нижней картинке). Ловушка захватывает сначала носитель из одной зоны (например электрон), затем носитель из другой зоны (дырку). Таким образом электрон переходит из зоны проводимости в валентную зону в два этапа. Рекомбинация через ловушки характерна для таких материалов как Si, Ge, GaAs, которые широко применяются в полупроводниковых приборах.



Таким образом переход электрона из зоны проводимости в валентную зону, при рекомбинации через «ловушки» происходит в два этапа: I- из зоны проводимости на рекомбинационный уровень, II - с рекомбинационного уровня в валентную зону



На рисунке показаны возможные процессы при взаимодействии носителей из разрешенных зон с ловушками: захват электрона (1) с последующей его рекомбинацией (2), захват дырки (3) с последующей ее рекомбинацией (4), эмиссия захваченного электрона (5) (рекомбинации не произошло), эмиссия захваченной дырки (6) (рекомбинации не произошло).

Уравнение непрерывности

Динамика изменения неравновесных носителей по времени при наличии генерации и рекомбинации в полупроводнике, а также при протекании электрического тока определяется уравнением непрерывности. Для полупроводника n -типа уравнение непрерывности будет описывать динамику изменения концентрации дырок p_n :

$$\frac{dp_n}{dt} = -\frac{1}{q} \operatorname{div}(J_p) + G_p - R_p$$

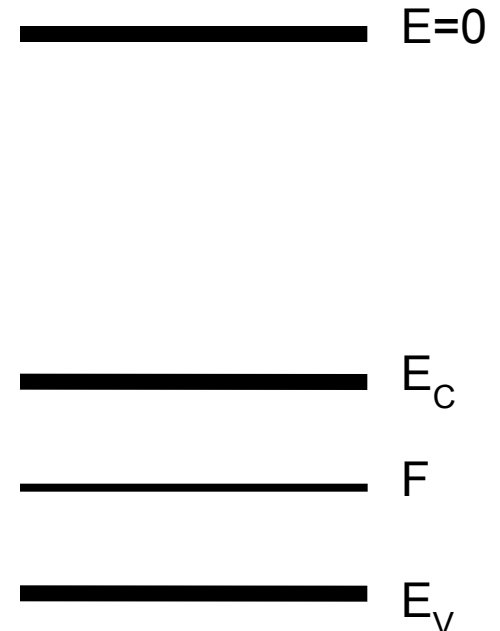
где J_p – плотность дырочного тока, включающая дрейфовую и диффузионную компоненты, G_p – темп генерации неравновесных носителей, а R_p – темп рекомбинации.

Уравнение непрерывности – это уравнение сохранения числа частиц в единице объема. Это уравнение показывает, как и по каким причинам изменяется концентрация неравновесных дырок со временем. Во-первых, концентрация дырок может изменяться из-за дивергенции потока дырок, что учитывает первое слагаемое в правой части уравнения. Во-вторых, концентрация дырок может изменяться из-за генерации (ударная ионизация, ионизация под действием света и т. д.). В-третьих, концентрация дырок может изменяться из-за их рекомбинации, что учитывает третье слагаемое

Ток термоэлектронной эмиссии

Из Больцмановской статистики $f_0(E, T) = e^{-\frac{E-F}{kT}}$ следует,

если энергия электрона E существенно больше, чем энергия Ферми F , то всегда будет определенное число электронов с этой энергией. Следовательно, существует отличная от нуля вероятность f , что в условиях термодинамического равновесия часть электронов в полупроводнике будет обладать энергией $E > 0$, то есть они могут покидать поверхность полупроводника. Ток, обусловленный этими электронами, называется током термоэлектронной эмиссии. Таким образом, ток термоэлектронной эмиссии – это ток, обусловленный горячими равновесными электронами вследствие распределения энергии по степеням свободы.



выражение для тока термоэлектронной эмиссии:

$$j_x = \frac{4\pi e m^* k^2 T^2}{h^3} e^{\frac{F - E_c + E_c}{kT}} = AT^2 e^{\frac{F}{kT}}$$

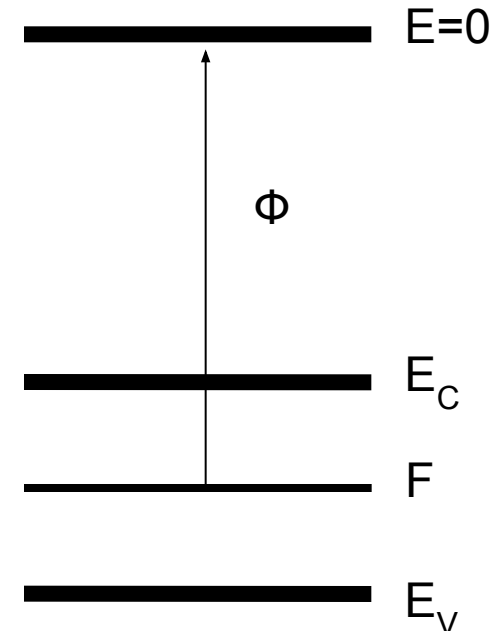
Эта формула называется формулой Ричардсона для тока термоэлектронной эмиссии из полупроводника в вакуум. A – постоянная Ричардсона.

$$A = \frac{4\pi e m^* k^2}{h^3} \quad A = 120 \frac{m}{m^*}, \quad \left[\frac{A}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^2} \right]$$

Поскольку энергия Ферми отрицательна $F < 0$, то расстояние до уровня Ферми F , отсчитанное от уровня вакуума $E = 0$, будет положительным. Обозначим его Φ и назовем термодинамической работой выхода:

$$\Phi = -F$$

Таким образом, термодинамическая работа выхода – это энергия Ферми с обратным знаком.



С учетом сказанного выражение для тока термоэлектронной эмиссии:

$$j_x = j_t = AT^2 e^{-\frac{\Phi}{kT}}$$

Таким образом, из этого соотношения следует, что ток термоэлектронной эмиссии j_t с поверхности полупроводника определяется только термодинамической работой выхода Φ и температурой T .

Оценим значение тока термоэлектронной эмиссии.

Выберем характерные величины параметров, учитывая, что ток экспоненциально сильно зависит от температуры T :

$$\Phi = 2,5 \text{ эВ}, T_1 = 300 \text{ К}, T_2 = 1500 \text{ К}, kT_1 = 0,025 \text{ эВ}, kT_2 = 0,125 \text{ эВ}.$$

Значения тока будут следующими:

$$j_{t1} = 10^{-36} \text{ А/см}^2, j_{t2} = 0,8 \text{ А/см}^2.$$

Видно, что изменение температуры в 5 раз вызвало экспоненциально сильно зависящее от температуры T изменение тока термоэлектронной эмиссии на 36 порядков.