半导体电子学基础

Basic Semiconductor Electronics

（二）

陈根祥

北京交通大学全光网与现代通信网教育部重点实验室

2007-4-23

粒子的统计分布

➢ Fermi-Dirac统计分布 （电子）

自旋为半奇数（电子为1/2）的粒子为费米子，一个状态只能容纳一个粒子。在热平衡状态下，粒子占据能量为 E 的状态的几率服从Fermi-Dirac统计：

$$f(E)=\frac{1}{1+\exp\left[\left(E-E_f\right)/kT\right]}$$

E_f 为体系的Fermi能级，k 为Boltzmann常数，T 为绝对温度。

T = 0K时，$f(E)$ = 0 for $E > E_f$； $f(E)$ = 1 for $E < E_f$。当T > 0K时， $f(E_f)$ = 1/2。

E - E_f >> kT时，Fermi分布退化为经典的Boltzmann分布：

$$f(E)=\exp\left[-\left(E-E_f\right)/kT\right]$$

➢ Bose-Einstein统计分布（光子）

自旋为整数（光子为1）的粒子为玻色子，一个状态可容纳任意数目的粒子。在热平衡状态下，能量为 E 的状态上的平均粒子数服从Bose-Einstein统计：

$$f(E)=\frac{1}{\exp\left[\left(E-E_f\right)/kT\right]-1}$$

一般情况下，$E_f \approx 0$

载流子态密度

- **载流子态密度的定义**

  能量 E 处单位体积单位能量间隔内的粒子状态数 $\rho(E)$

- **状态的相空间体积和相空间态密度**

  一个电子态在相空间所占体积为： $(2\pi/L_x)(2\pi/L_y)(2\pi/L_z)=(2\pi)^3/V$

  在相空间k-$k+dk$范围内电子态的数目为： $4\pi k^2dk/\left[(2\pi)^3/V\right]=Vk^2dk/(2\pi^2)$

  考虑到电子自旋， k-$k+dk$范围单位体积内的电子态数目为： k^2dk/π^2

- **载流子态密度**

  从导带结构 $E = E_c+\hbar^2k^2/2m_e^*$ 可得： $k = (2m_e^*/\hbar^2)^{1/2}(E-E_c)^{1/2}$，以及 $dk = (m_e^*/k\hbar^2)dE$，因此得到导带内的电子态密度为：

$$\rho_c(E)=\frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2}\right)^{3/2}(E-E_c)^{1/2}\quad \text{for } E>E_c$$

  经同样手续，从价带结构 $E = E_v-\hbar^2k^2/2m_h^*$ 可得价带空穴态密度为：

$$\rho_v(E)=\frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_h^*}{\hbar^2}\right)^{3/2}(E_v-E)^{1/2}\quad \text{for } E<E_v$$

半导体内的载流子浓度

➢ 导带电子浓度和价带空穴浓度

$$n=\int_{E_c}^{+\infty} f(E)\rho_c(E)dE = N_c F_{1/2}\left(\frac{E_f-E_c}{kT}\right),\quad N_c=2\left(\frac{m_e^* kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}$$

$$p=\int_{-\infty}^{E_v}[1-f(E)]\rho_v(E)dE = N_v F_{1/2}\left(\frac{E_v-E_f}{kT}\right),\quad N_v=2\left(\frac{m_h^* kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}$$

其中 F 为Fermi-Dirac积分：

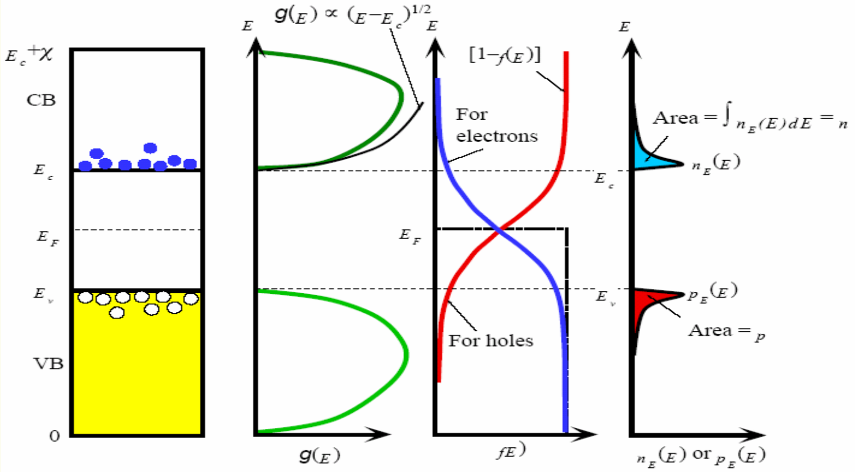
$$F_j(\eta)=\frac{1}{\Gamma(j+1)}\int_0^{\infty}\frac{x^j}{1+e^{x-\eta}}dx \Rightarrow F_{1/2}(\eta)\approx\begin{cases} e^{\eta} & \eta<<-1 \\ (4/3)(\eta^3/\pi)^{1/2} & \eta>>1 \end{cases}$$

➢ 非简并情形

在非简并情况下，E_c-E_f >>kT，E_f-E_v >>kT 。载流子浓度为：

$$n=N_c\exp\left(\frac{E_f-E_c}{kT}\right)$$

$$p=N_v\exp\left(\frac{E_v-E_f}{kT}\right)$$



Fermi能级

- 本征半导体

对于本征半导体，$n=p$，在非简并情形有：

$$N_c\exp\left(\frac{E_f-E_c}{kT}\right)=N_v\exp\left(\frac{E_v-E_f}{kT}\right) \Rightarrow E_f=\frac{E_c+E_v}{2}+\frac{3kT}{4}\ln\left(\frac{m_h^*}{m_e^*}\right)$$

在 $T=0\mathrm{K}$ 时，E_f位于禁带的中央，随着温度增加，E_f向导带方向移动，导带中热激发电子数增加。

- N型半导体

导带电子主要来自施主杂质态电子向导带的热激发，因此：

$$n=N_c\exp\left(\frac{E_f-E_c}{kT}\right)\approx N_D[1-f(E_D)]\approx N_D\exp\left(\frac{E_D-E_f}{kT}\right) \Rightarrow E_f=\frac{E_c+E_D}{2}+\frac{kT}{2}\ln\left(\frac{N_D}{N_c}\right)$$

在重掺杂（N^+型半导体）情形，E_f将进入导带内部，成为N型简并半导体。

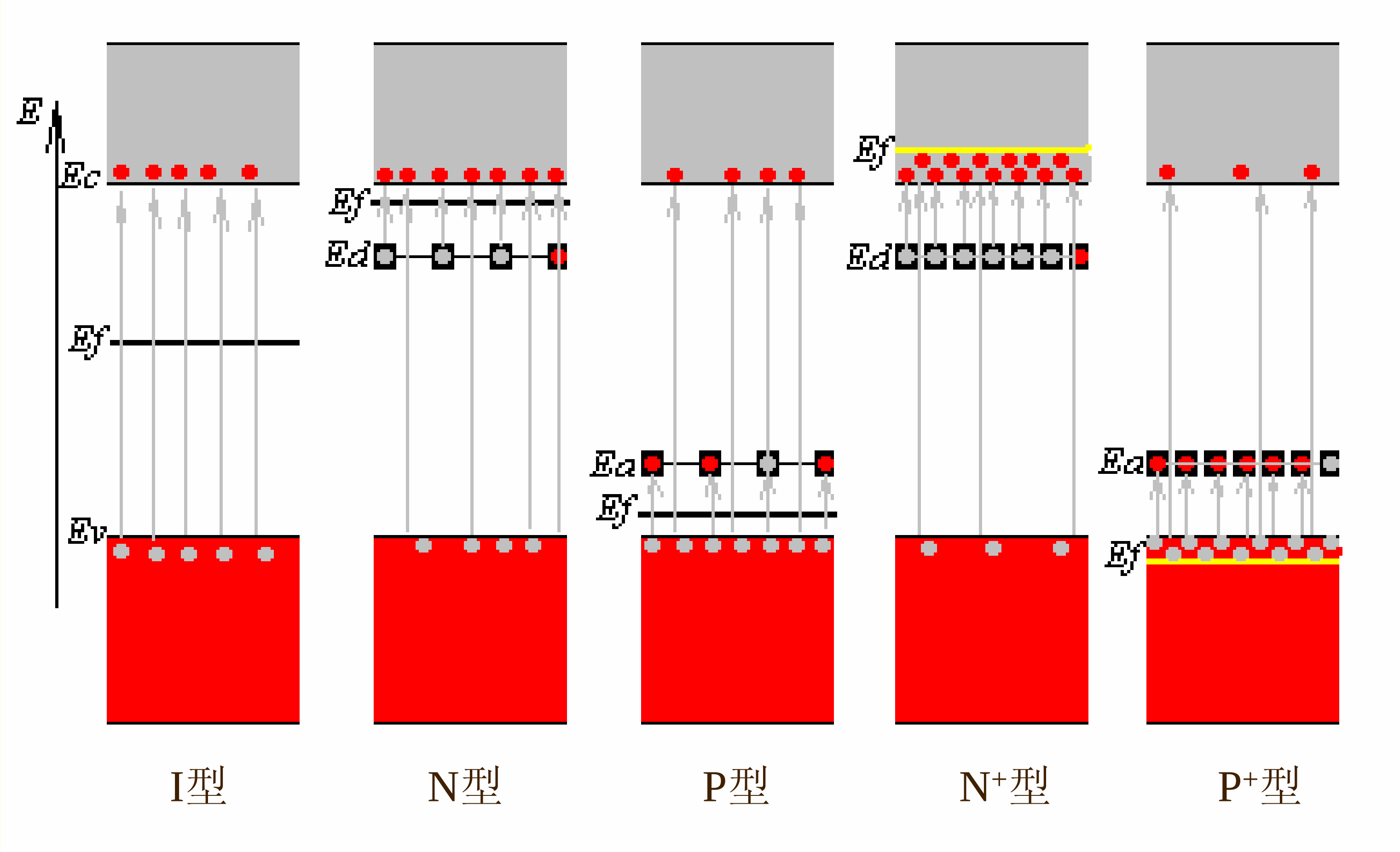
- P型半导体

价带空穴主要来自价带电子向受主杂质态的热激发，因此：

$$p=N_v\exp\left(\frac{E_v-E_f}{kT}\right)\approx N_A f(E_A)\approx N_A\exp\left(\frac{E_f-E_A}{kT}\right) \Rightarrow E_f=\frac{E_v+E_A}{2}-\frac{kT}{2}\ln\left(\frac{N_A}{N_v}\right)$$

在重掺杂（P^+型半导体）情形，E_f将进入价带内部，成为P型简并半导体。

各种掺杂情况下的Fermi能级

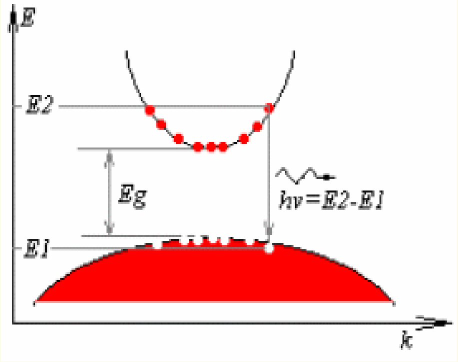


光与电子的相互作用

➢ 自发辐射复合

$E_2\rightarrow E_1$ 态的自发辐射速率与 E_2 被占据而 E_1 为空的几率成正比：

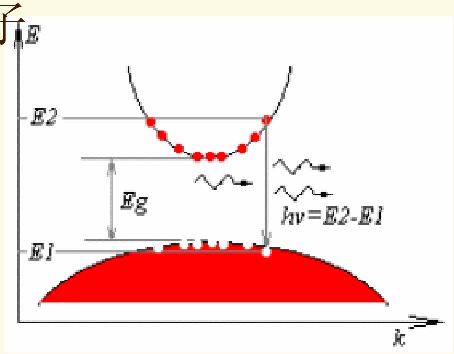
$$\left.\frac{d\rho(\nu)}{dt}\right|_{\text{spon}} = Af(E_2)[1-f(E_1)]\delta(E_2-E_1-h\nu)$$



$\rho(\nu)$ 为频率 ν 附近单位能量间隔单位体积内的光子数[$eV^{-1}cm^{-3}$]，A 为Einstein自发辐射系数[$s^{-1}\ cm^{-3}$]。

➢ 受激辐射复合

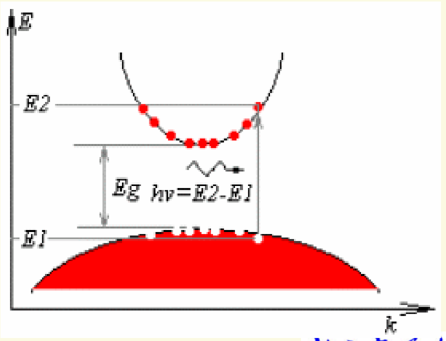
$$\left.\frac{d\rho(\nu)}{dt}\right|_{\text{stim}} = B_{21}\rho(\nu)f(E_2)[1-f(E_1)]\delta(E_2-E_1-h\nu)$$



B_{21}为材料的Einstein受激辐射系数[$eV\ s^{-1}$] 。

➢ 受激吸收和光生载流子

$$\left.\frac{d\rho(\nu)}{dt}\right|_{\text{abs}} = -B_{12}\rho(\nu)f(E_1)[1-f(E_2)]\delta(E_2-E_1-h\nu)$$



B_{12}为材料的Einstein受激吸收系数[$eV\ s^{-1}$] 。

北京交通大学

平衡状态下的光子密度分布函数 $\rho(\nu)$

➢ 光子态密度

一个光子态在相空间所占体积为： $(2\pi/L_x)(2\pi/L_y)(2\pi/L_z)=(2\pi)^3/V$

在相空间k-$k+dk$范围内光子态的数目为： $4\pi k^2dk/\left[(2\pi)^3/V\right]=Vk^2dk/(2\pi^2)$

考虑到两个正交偏振态，k-$k+dk$范围内的光子态密度为： k^2dk/π^2

由$E=h\nu=hkc/2\pi n_e$可得频率 ν 处单位能量间隔内的光子态密度为：

$$N(\nu)=\frac{8\pi n_e^3\nu^2}{hc^3} \quad \text{or} \quad N(E)=\frac{8\pi n_e^3E^2}{h^3c^3} \quad \text{in}\,[\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-3}]$$

➢ 热平衡状态下的光子密度分布：黑体辐射定律

能量为 E 的每一光子态上的平均光子数服从Bose-Einstein分布：

$$f(E)=\frac{1}{\exp(E/kT)-1} \quad \text{or} \quad f(\nu)=\frac{1}{\exp(h\nu/kT)-1}$$

频率 ν 处单位能量间隔单位体积内的光子数为：

$$\rho(\nu)=N(\nu)f(\nu)=\frac{8\pi n_e^3\nu^2}{hc^3}\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1} \quad \text{or} \quad \rho(E)=\frac{8\pi n_e^3E^2}{h^3c^3}\frac{1}{e^{E/kT}-1} \quad \text{in}\,[\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-3}]$$

Einstein系数

➢ 辐射跃迁的细致平衡原则

在辐射跃迁达到平衡的情况下:

$$\left.\frac{d\rho(\nu)}{dt}\right|_{\mathrm{spon}}+\left.\frac{d\rho(\nu)}{dt}\right|_{\mathrm{stim}}+\left.\frac{d\rho(\nu)}{dt}\right|_{\mathrm{abs}}=0$$

由此可得:

$$\rho(\nu)=\frac{A}{B_{12}e^{(E_2-E_1)/kT}-B_{12}}=\frac{A}{B_{12}e^{h\nu/kT}-B_{12}}$$

➢ 辐射跃迁的Einstein系数

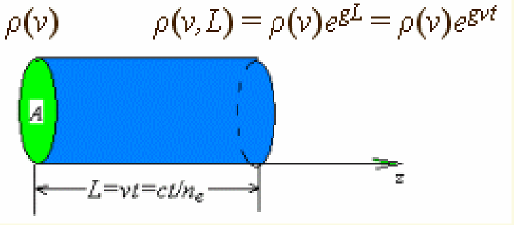
由细致平衡原则与黑体辐射定律可得:

$$B_{12}=B_{21},\qquad \frac{A}{B_{12}}=N(\nu)=\frac{8\pi n_e^3\nu^2}{hc^3}$$

带间跃迁的吸收和增益

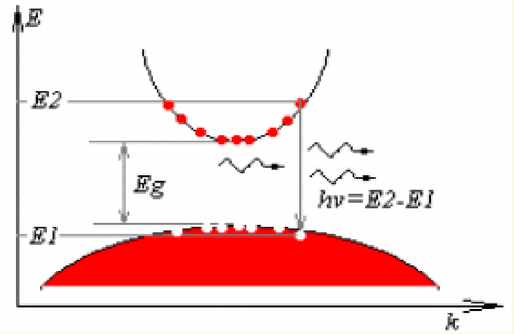
➢ 一对电子空穴态之间的净受激辐射增益

考虑入射光场 $\rho(\nu)$，由导带电子态 E_2 和价带空穴态 E_1 之间的受激跃迁所导致的光子密度变化为：



$$\left.\frac{d\rho(\nu,z)}{dt}\right|_{E_2\leftrightarrow E_1}=\left.\frac{d\rho(\nu,z)}{dt}\right|_{\mathrm{stim}}+\left.\frac{d\rho(\nu,z)}{dt}\right|_{\mathrm{abs}}$$

$$=B_{12}\rho(\nu,z)[f(E_2)-f(E_1)]\delta(E_2-E_1-h\nu)$$



➢ 带间跃迁的光增益谱

由所有导带电子和价带空穴之间的受激跃迁所导致的光子密度变化为：

$$\frac{d\rho(\nu,z)}{dt}=\frac{gc}{n_e}\rho(\nu,z)=2\sum_{\mathbf{k}}\left.\frac{d\rho(\nu,z)}{dt}\right|_{E_2(\mathbf{k})\leftrightarrow E_1(\mathbf{k})}=2\sum_{\mathbf{k}}B_{12}\rho(\nu,z)\{f[E_2(\mathbf{k})]-f[E_1(\mathbf{k})]\}\delta[E_2(\mathbf{k})-E_1(\mathbf{k})-h\nu]$$

$$\Rightarrow\ g(\nu)=\frac{n_e}{c}C_0\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{2\cdot 4\pi k^2dk}{(2\pi)^3}[f_c(k)-f_v(k)]\delta\left[E_g+\frac{\hbar^2k^2}{2m_r}-h\nu\right],\quad C_0=VB_{12},\quad \frac{1}{m_r}=\frac{1}{m_e^*}+\frac{1}{m_r^*}$$

或写为：

$$g(\nu)=\frac{n_e}{c}C_0\int_0^{\infty}dE\rho_r(E)[f_c(E)-f_v(E)]\delta[E_g+E-h\nu],\quad E=\frac{\hbar^2k^2}{2m_r},\ \rho_r(E)=\frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_r}{\hbar^2}\right)^{3/2}E^{1/2}$$

非平衡载流子和准Fermi能级

➢ 平衡状态下的光吸收

在热平衡状态下，材料内部具有统一的Fermi能级，任意一对能态间的受激跃迁所导致的光增益满足：

$$g \propto f(E_2)-f(E_1)=\frac{1}{e^{(E_2-E_f)/kT}+1}-\frac{1}{e^{(E_1-E_f)/kT}+1}\propto 1-e^{(E_2-E_1)/kT}$$

由于 $E_2>E_1$，在热平衡状态下总有：$g<0$。

➢ 非平衡载流子、带内平衡和准Fermi能级

在热平衡状态下，半导体内的光子密度 $\rho(\nu)$ 和载流子浓度 n_0, p_0 等物理量均保持不变，当有能量大于半导体材料禁带宽度的光子入射时，将被吸收并产生光生载流子 Δn 和 Δp，同时热平衡状态被暂时打破。

通过载流子注入或强光脉冲激发等（泵浦）方式可以在半导体内产生大量的非平衡载流子，并在导带和价带内达到带内平衡，并形成导带和价带各自的准Fermi能级F_c和F_v，导带和价带电子分别满足各自的Fermi统计分布：

$$f_c(E)=\frac{1}{e^{(E-F_c)/kT}+1},\quad f_v(E)=\frac{1}{e^{(E-F_v)/kT}+1}$$

非平衡状态下，导带和价带内的载流子浓度为：

$$n=n_0+\Delta n=\int_{E_c}^{+\infty}\rho_e(E)f_c(E)dE,\quad p=p_0+\Delta p=\int_{-\infty}^{E_v}\rho_h(E)[1-f_v(E)]dE$$

半导体的光增益作用

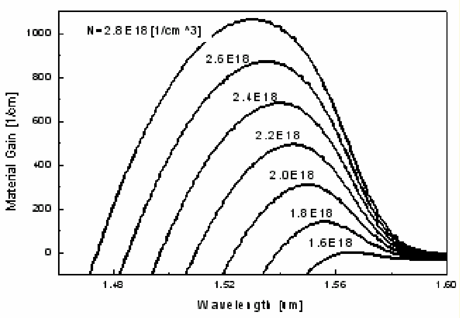
➢ 粒子数反转条件

在存在非平衡载流子的情况下，导带和价带的Fermi能级发生分裂，任意一对能态间的受激跃迁所导致的光增益满足：

$$g \propto f_c(E_2) - f_v(E_1) = \frac{1}{e^{(E_2-F_c)/kT}+1} - \frac{1}{e^{(E_1-F_v)/kT}+1} \propto 1 - e^{[(E_2-E_1)-(F_c-F_v)]/kT}$$

当 $F_c - F_v > E_2 - E_1 = h\nu > E_g$ 时，半导体才对 $h\nu > E_g$ 的光提供增益作用。

$F_c - F_v > E_g$ 称为半导体的粒子数反转条件。



➢ 自发辐射谱和光增益谱

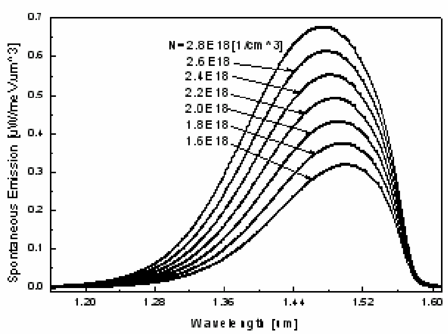
考虑到能态的自然宽度 Γ，在计算增益时应作替换：

$$\delta(x) \to \frac{\Gamma/\pi}{x^2+\Gamma^2}, \quad \left(\lim_{\Gamma\to 0} \frac{\Gamma/\pi}{x^2+\Gamma^2} = \delta(x) \right)$$

$$g(\nu) = \frac{n_e C_0}{c} \int_0^\infty dE \rho_r(E)[f_c(E) - f_v(E)] \frac{\Gamma/\pi}{(E_g + E - h\nu)^2 + \Gamma^2}, \quad E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r}$$

相似地，单位体积单位能量间隔的自发辐射速率为：

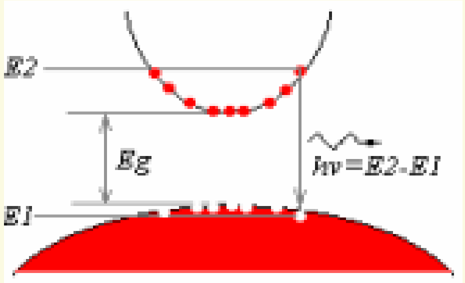
$$r_{\mathrm{sp}}(\nu) = \frac{hc^2 C_0}{8\pi n_e^2 \nu^2} \int_0^\infty dE \rho_r(E) f_c(E)[1 - f_v(E)] \frac{\Gamma/\pi}{(E_g + E - h\nu)^2 + \Gamma^2}$$



半导体内各种载流子复合过程的简单描述

- **自发辐射复合**

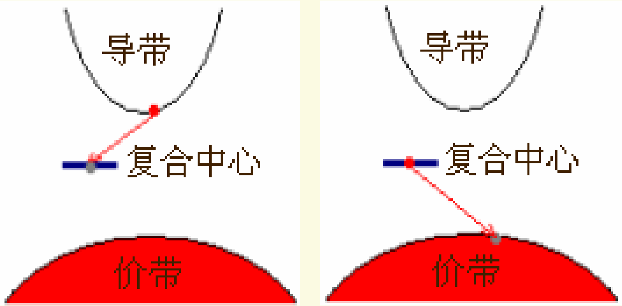
$$R_{\mathrm{sp}} = Bnp \qquad \text{in } [\mathrm{s}^{-1}\mathrm{cm}^{-3}]$$



- **Shockley-Read-Hall (SRH) 复合**

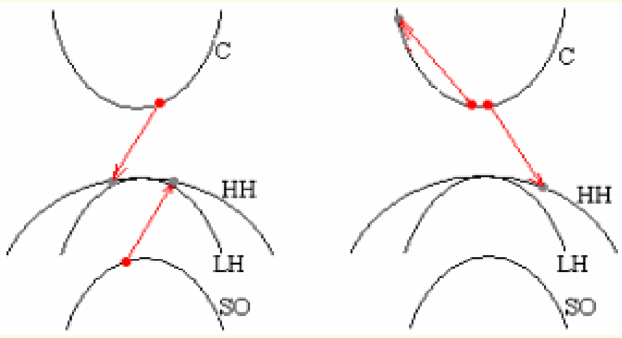
由界面态、缺陷态或深能级杂质所形成的复合中心引起。这种过程一般不能满足动量守衡条件，在声子参与下完成。

$$R_{\mathrm{SRH}} = A_1 n + A_2 p$$



- **Auger（俄歇）复合**

$$R_{\mathrm{Auger}} = C_1 np^2 + C_2 n^2 p$$



- **载流子寿命**

总的载流子复合速率为：$R = R_{\mathrm{sp}} + R_{\mathrm{SRH}} + R_{\mathrm{Auger}}$

$$\Longrightarrow \frac{dn}{dt} = G - R \Longrightarrow \frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{\partial R}{\partial n}(\Delta n) = -\frac{\Delta n}{\tau_e}$$

定义载流子寿命：$\dfrac{1}{\tau_e} = \dfrac{\partial R}{\partial n} = \dfrac{1}{\tau_{\mathrm{sp}}} + \dfrac{1}{\tau_{\mathrm{SRH}}} + \dfrac{1}{\tau_{\mathrm{Auger}}}$

半导体内的电流

➢ 载流子的漂移运动

当有电场存在时，半导体内的自由载流子将在电场作用下作定向漂移运动形成漂移电流：

$$\mathbf{J}_n = e\mu_n n\mathbf{E}, \quad \mathbf{J}_p = e\mu_p p\mathbf{E}$$

μ_n， μ_p 为电子和空穴的迁移率[$cm^2V^{-1}s^{-1}$]。

➢ 载流子的扩散运动

当半导体内载流子空间分布不均匀时，载流子将通过扩散运动使其分布趋于均匀，并在半导体内形成扩散电流：

$$\mathbf{J}_n = eD_n\nabla n, \ \mathbf{J}_p = -eD_p\nabla p, \quad D_n \cong \mu_n kT/e, \ D_p \cong \mu_p kT/e$$

D_n， D_p 为电子和空穴的扩散系数[cm^2s^{-1}]。

➢ 载流子输运方程

$$\mathbf{J}_n = e\mu_n n\mathbf{E} + eD_n\nabla n, \ \mathbf{J}_p = e\mu_p p\mathbf{E} - eD_p\nabla p$$

在准静态情况下：$\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ 上述方程可写为：

$$\mathbf{J}_n = -e\mu_n n\nabla\varphi + eD_n\nabla n, \ \mathbf{J}_p = -e\mu_p p\nabla\varphi - eD_p\nabla p$$

半导体内的载流子动力学方程

- 电流连续性方程

$$\frac{\partial n}{\partial t}=G_n-R_n+\nabla\cdot(-\mu_n n\nabla\varphi+D_n\nabla n)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t}=G_n-R_n+\nabla\cdot(-\mu_n n\nabla\varphi+D_n\nabla n)$$

- 泊松方程

$$\nabla\cdot\mathbf{D}=\rho,\quad \mathbf{D}=\varepsilon\mathbf{E},\quad \mathbf{E}=-\nabla\varphi$$

$$\Rightarrow \quad \nabla\cdot(\varepsilon\nabla\varphi)=-\rho$$

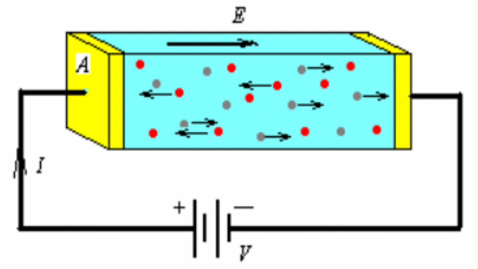
半导体内的体电荷密度为： $\rho=e(-n+p+N_D^+-N_A^-)$

$$\Rightarrow \quad \nabla\cdot(\varepsilon\nabla\varphi)=e(n-p-N_D^++N_A^-)$$

一般可作近似： $N_D^+\approx N_D,\quad N_A^-\approx N_A$

均匀半导体材料的光电子学特性

➢ 均匀半导体材料的电学特性

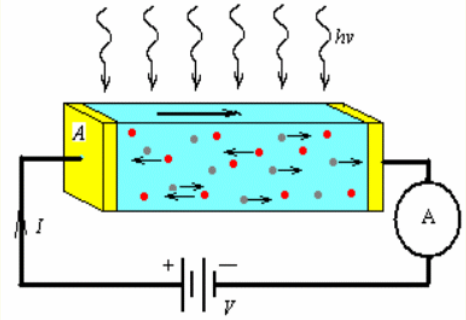


除强电场引发的碰撞电离外，一般电场并不能够在均匀半导体材料内导致载流子的产生、复合或聚集，电场只引起载流子的定向运动，形成电流：

$$J_0 = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0)V/L = \sigma_0 E, \quad \sigma_0 = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0)$$

σ_0为材料的导带率。

➢ 均匀半导体材料的光电特性



考虑半导体在功率为P，频率为 ν的光场均匀照射下的情况。当 $\nu > E_g/h$时，半导体内将产生非平衡光生载流子 δn和 δp，单位时间单位体积内产生的载流子为：

$$G_n = G_p = \frac{\eta P}{h\nu AL}$$

非平衡载流子的浓度为：$\delta n = \delta p = G_n\tau \Longrightarrow J = J_0 + \Delta J, \Delta J = e(\mu_n\delta n + \mu_p\delta p)E = \Delta\sigma E$

$$\Delta\sigma = e(\mu_n\delta n + \mu_p\delta p) = e(\mu_n + \mu_p)\eta P\tau/(h\nu AL)$$ （光电导）

外电路中的总电流为：$I = JA = J_0A + \Delta JA = I_0 + \Delta I$

$I_0 = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0)VA/L$ （暗电流） $\Delta I = e(\mu_n + \mu_p)\eta P\tau V/(h\nu L^2)$ （光电流）

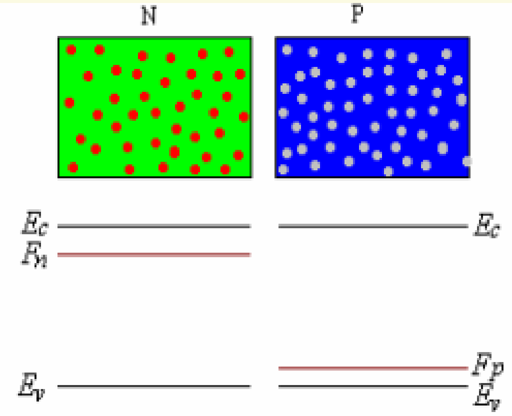
PN结

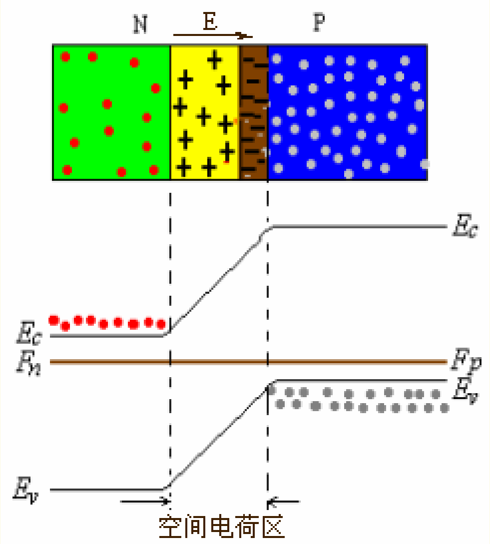
➢ PN结的形成

N型：　$n \approx N_D \approx N_c e^{(F_n - E_c)/kT} \Rightarrow E_c - F_n \approx \ln(N_c/N_D)/kT$

P型：　$p \approx N_A \approx N_v e^{(E_v - F_p)/kT} \Rightarrow F_p - E_v \approx \ln(N_v/N_A)/kT$

当N型与P型半导体相结合时，在交界面附近电子和空穴均存在很大的浓度梯度并分别向P区和N区扩散，同时在P区和N区留下带负电荷的受主和带正电荷的施主离子，形成空间电荷区和内建电场，使N区和P区之间产生电势差，形成扩散势垒以阻碍载流子的扩散，并最终达到平衡。此时，整个材料具有统一的Fermi能级。





➢ 耗尽区近似

PN结的电学性质一般可根据具体边界条件，通过求解电流连续性方程和泊松方程，并结合载流子的Fermi统计分布获得。

耗尽区近似：假定在空间电荷区内载流子浓度为零，据此可以通过简单的运算得到PN结电学性质较为准确的结果。

PN结势垒

➢ PN结势垒

耗尽区内的电荷密度： $\rho(x)=\begin{cases} eN_D & -x_n<x<0 \\ -eN_A & 0<x<x_p \end{cases}$

$$\nabla\cdot\mathbf{D}=\rho(x) \quad\Rightarrow\quad \frac{dE}{dx}=\begin{cases} eN_D/\varepsilon_n & -x_n<x<0 \\ -eN_A/\varepsilon_p & 0<x<x_p \end{cases}$$

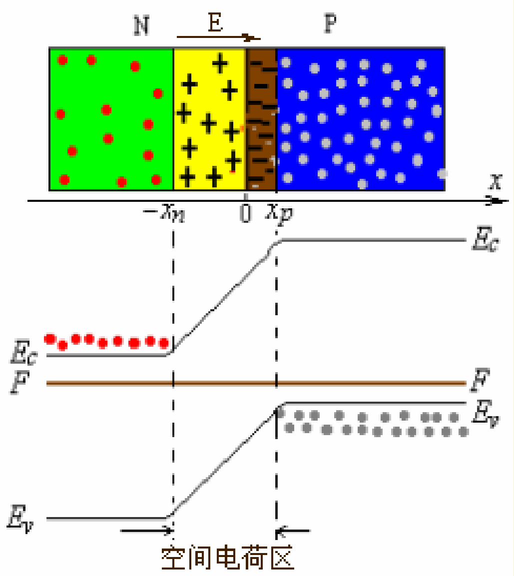
$$\Rightarrow \quad E(x)=\begin{cases} eN_D(x+x_n)/\varepsilon_n & -x_n<x<0 \\ -eN_A(x-x_p)/\varepsilon_p & 0<x<x_p \\ 0 & x<-x_n \ \text{or} \ x>x_p \end{cases}$$

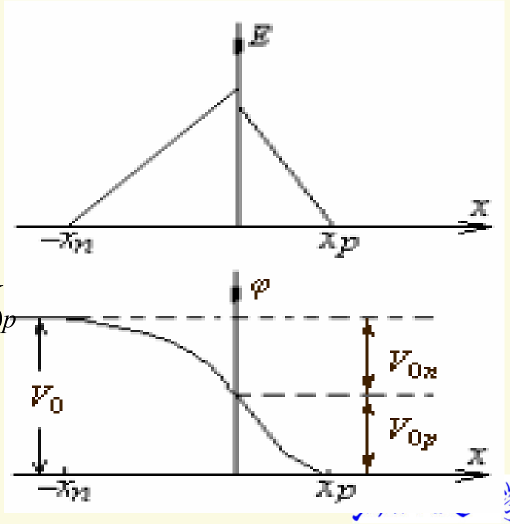
$$\frac{d\varphi}{dx}=-E \Rightarrow \varphi(x)=\begin{cases} V_0\ [=(F_n-F_p)/e] & x<-x_n \\ V_0-eN_D(x+x_n)^2/(2\varepsilon_n) & -x_n<x<0 \\ eN_A(x-x_p)^2/(2\varepsilon_p) & 0<x<x_p \\ 0 & x>x_p \end{cases}$$

➢ 耗尽区宽度

$D(x)$ 连续: $N_Dx_n=N_Ax_p$ $\phi(x)$ 连续: $V_0=\dfrac{eN_Dx_n^2}{2\varepsilon_n}+\dfrac{eN_Ax_p^2}{2\varepsilon_p}=V_{0n}+V_{0p}$

$$\Rightarrow \quad x_w=x_n+x_p=\left[\frac{2\varepsilon_n\varepsilon_pV_0}{eN_AN_D(\varepsilon_pN_A+\varepsilon_nN_D)}\right]^{1/2}(N_A+N_D)$$



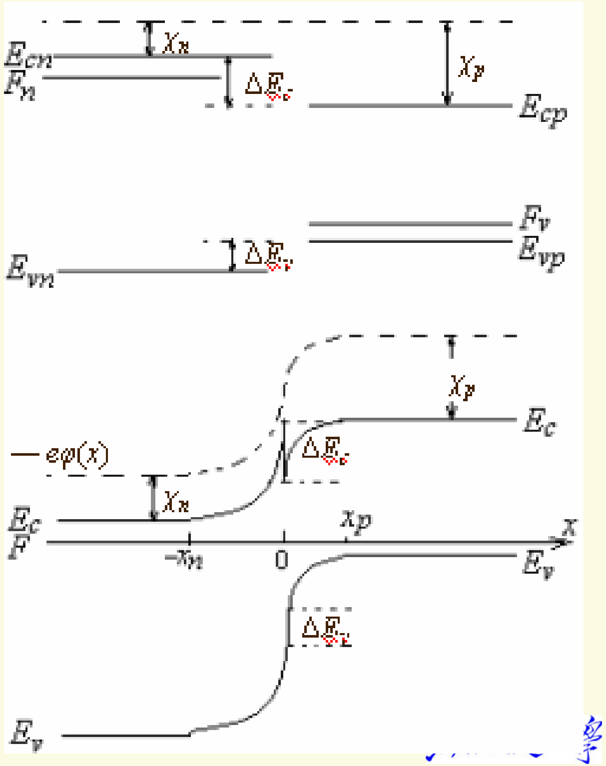


PN结能带图

➢ PN结能带

$$E_c(x)=E_c-e\varphi(x)=\begin{cases}E_{cn}-eV_0 & x<-x_n\\ E_{cn}-eV_0+eN_D(x+x_n)^2/(2\varepsilon_n) & -x_n<x<0\\ E_{cp}+eN_A(x-x_p)^2/(2\varepsilon_p) & 0<x<x_p\\ E_{cp} & x>x_p\end{cases}$$

$$E_v(x)=\begin{cases}E_c(x)-E_{gn} & x<0\\ E_c(x)-E_{gp} & x>0\end{cases}$$



➢ 同质结

$$E_{cn}=E_{cp},\quad \varepsilon_n=\varepsilon_p,\quad E_{gn}=E_{gp}$$

➢ 异质结

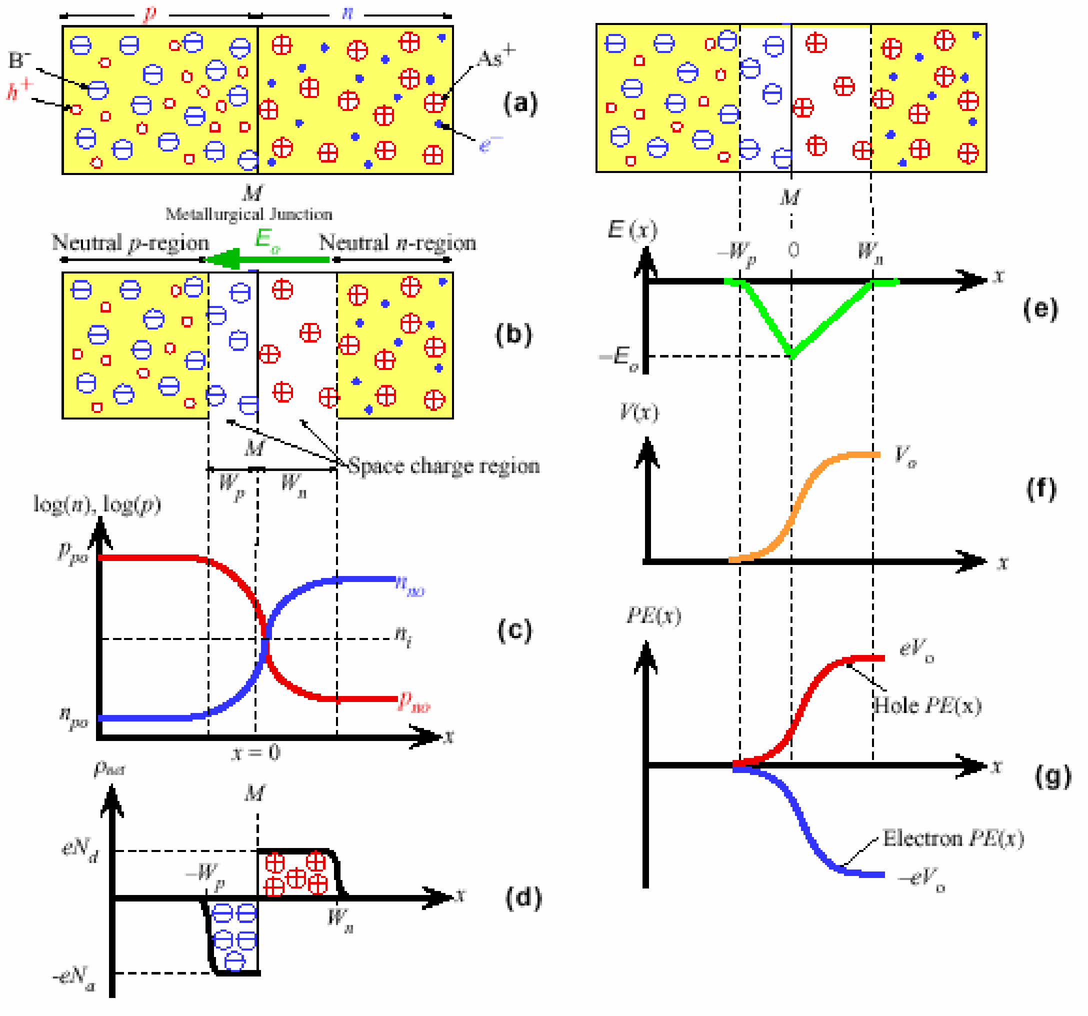
P区和N区是不同的半导体材料：

$$E_{cn}\neq E_{cp},\quad \varepsilon_n\neq\varepsilon_p,\quad E_{gn}\neq E_{gp},\quad \chi_n\neq\chi_p$$

导带不连续性： $\Delta E_c=|E_{cn}-E_{cp}|=|\chi_p-\chi_n|$

价带不连续性： $\Delta E_v=|E_{vp}-E_{vn}|=|\chi_n+E_{gn}-\chi_p-E_{gp}|$

PN结特性的总结



Properties of the *pn* junction.

正向偏置PN结

➢ 正向偏置PN结的能带图

$$\varphi(x)=\begin{cases} V_0-V_A & x<-x_n \\ V_0-V_A-eN_D(x+x_n)^2/(2\varepsilon_n) & -x_n<x<0 \\ eN_A(x-x_p)^2/(2\varepsilon_p) & 0<x<x_p \\ 0 & x>x_p \end{cases}$$

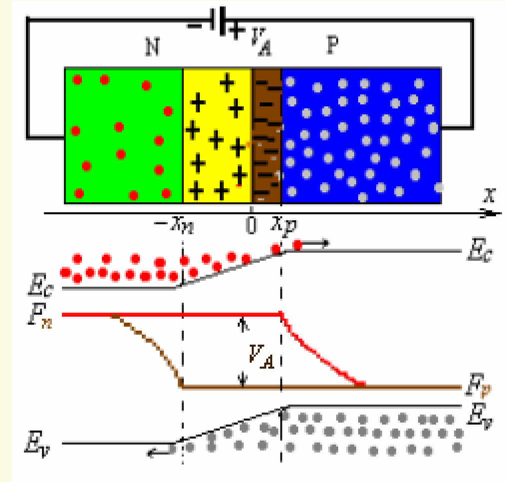
耗尽区宽度被压缩为：

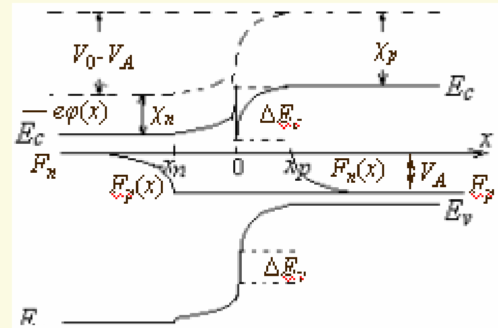
$$x_w=x_n+x_p=\left[\frac{2\varepsilon_n\varepsilon_p(V_0-V_A)}{eN_AN_D(\varepsilon_pN_A+\varepsilon_nN_D)}\right]^{1/2}(N_A+N_D)$$

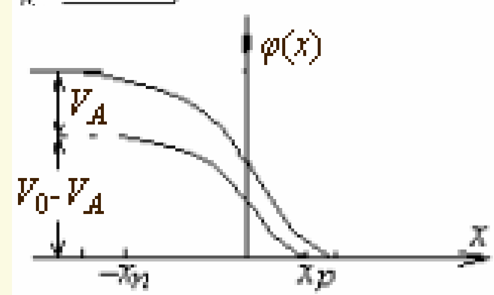
➢ 准Fermi能级与载流子分布

在N型区： $n_N(x)=N_{cN}e^{[F_n(x)-E_c(x)]/kT}$， $p_N(x)=N_{vN}e^{[E_v(x)-F_p(x)]/kT}$

在P型区： $n_P(x)=N_{cP}e^{[F_n(x)-E_c(x)]/kT}$， $p_P(x)=N_{vP}e^{[E_v(x)-F_p(x)]/kT}$







正向偏置PN结的 *I-V* 特性

PN结电致发光

反向偏置PN结

PN结光电效应

主要半导体材料的光电子学特性