

10.6 半导体激光器

半导体激光器和普通激光器的主要区别：

1. 在普通激光器中认为激活原子（或离子、分子）是独立的，因此所有参与跃迁的原子能级是相同的。而在半导体晶体中，由于电子波函数的空间重叠，并需要服从泡利不相容原理，因此每个能级最多有两个电子。并且在半导体中，代替玻尔兹曼分布，用费米-狄拉克函数来描述能级的粒子数。考虑能带间的吸收和辐射时，需要讨论两个能级分布之间的跃迁。
2. 由于在半导体激光器中，构成谐振腔的反射镜非常小，激光辐射的空间特性受激光介质形状影响。

若干半导体基础知识

给定能带（比如价带）中的电子波函数（称为布洛赫函数）可以写成，

$$\psi_v(\mathbf{r}) = u_{vk}(\mathbf{r})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (10.7-1)$$

$u_{vk}(\mathbf{r})$ 具有晶格的周期性。传播常数 k_i （布洛赫波矢）是量子化。

对于给定能态 \mathbf{k} （比如导带中），其相应的能量为

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \quad (10.7-4)$$

能带具有抛物线形状，能量为 k 的函数。

m_c 为电子在导带中的有效质量。

图10.23给出了典型能带结构（ E 与 k 的关系），其中 $m_v > m_c$

图中的黑点相应于允许的能态，在 k 方向上的间隔是均匀的。

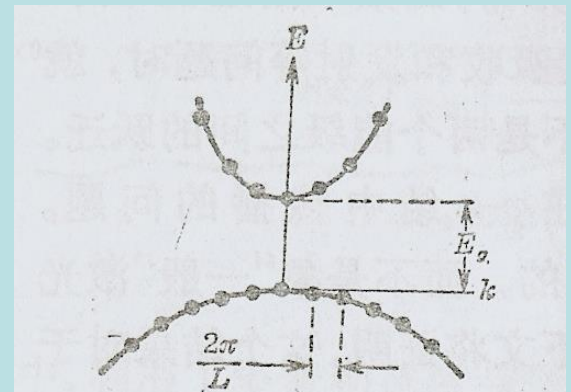


图 10.23 定向半导体的典型能带结构, 其中 $m_c < m_v$ 。均匀间隔的黑点相应于电子能态

费米-狄拉克分布定律

一个电子占据能量为 E 的电子态的几率由费米-狄拉克定律决定：

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1} \quad (10.7-6)$$

式中 E_F 为费米能量， T 为绝对温度。

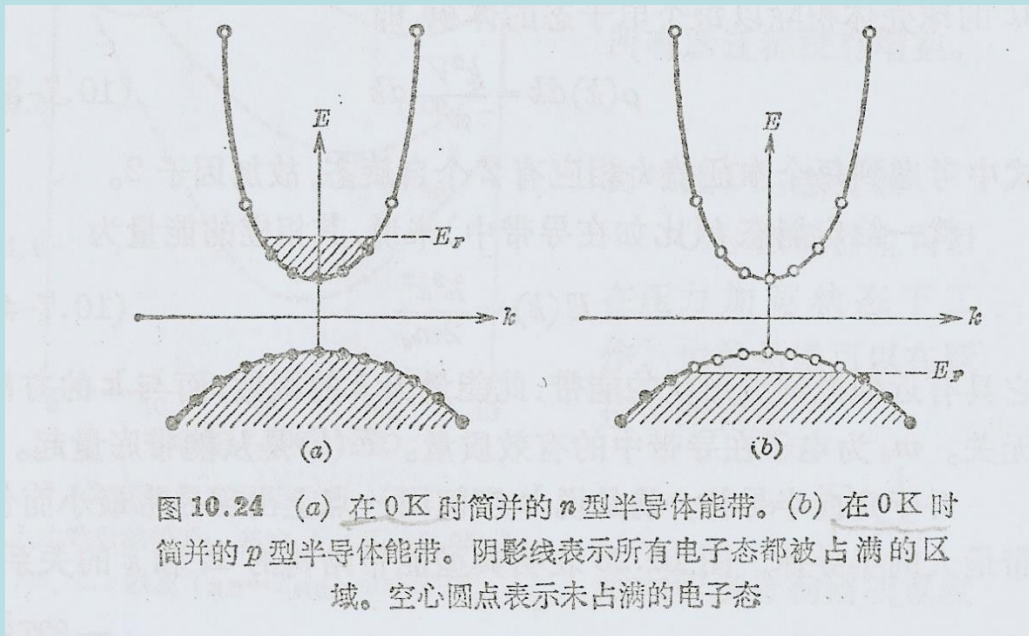


图10.24给出了n型和p型半导体能带

阴影线表示所有电子态都被占满的区域，空心圆点表示未占满的电子态。
(a) 掺杂施主杂质的导带（ n 型半导体）；(b) 受主杂质的价带（ p 型半导体）。
在0K时低于 E_F 的能态都被占满，而高于 E_F 的能态都没有占满。

半导体中能带的跃迁和吸收

假设光的电场形式为

$$E(r, t) = \frac{1}{2} E_0 \exp[i(\omega t - \vec{k}_{opt} \cdot \vec{r})] + c.c$$

半导体中的电子和光场相互作用能量可以写成

$$H' = \mu E(r, t) = \frac{eE_0 x}{2} \exp[i(\omega t - \vec{k}_{opt} \cdot \vec{r})] + c.c$$

为了计算在光场作用下电子从价带跃迁到导带的跃迁速率（图10.25），利用时间有关的微扰理论。首先需要计算微扰矩阵元

$$H'_{vc} = \frac{eE_0}{2} \int u_{vk}^*(r) u_{ck}(r) x \exp[i(\vec{k}' - \vec{k} - \vec{k}_{opt}) \cdot \vec{r}] dv \quad (10.7-7)$$

快速涨落的位相因子 $\exp[i(\vec{k}' - \vec{k} - \vec{k}_{opt}) \cdot \vec{r}]$ 将使积分为零。

使上面积分不为零的条件是 $\vec{k}' - \vec{k} = \vec{k}_{opt}$ ，

$$\vec{k}' - \vec{k} = \vec{k}_{opt}$$

由于 $\vec{k}_{opt} \sim 2\pi / \lambda \sim 10^5$ 厘米⁻¹，远小于 $\vec{k}' - \vec{k} \sim 10^8$ 厘米⁻¹，可以得到跃迁条件：

$$\vec{k}' = \vec{k} \quad (10.7-8)$$

所以跃迁的初态和终态的k矢量应相同（动量守恒）。

如图10.25所示，跃迁保持动量不变，于是用垂直箭头表示。

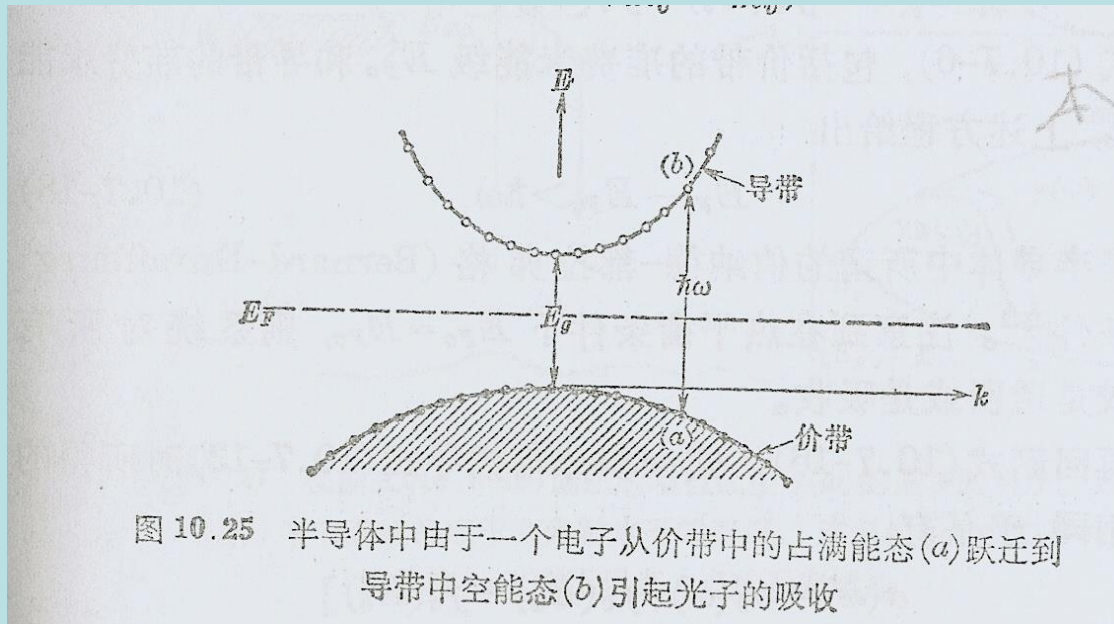


图10.25

由(3.12-14)出发, 可以得到从能态**a**到**b**的跃迁速率

$$W_{ab} = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{ab}|^2 \delta(E_b - E_a - \hbar\omega) \quad (10.7-9)$$

根据(10.7-4)式有

$$E_b - E_a = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v} \right) + E_g \quad (\text{其中为} E_g \text{带隙})$$

于是跃迁速率可以进一步写成

$$W(k) = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{vc}(k)|^2 \delta\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} + E_g - \hbar\omega\right) \quad (10.7-10)$$

式中, $m_r = m_v m_c / (m_v + m_c)$ 为有效约化质量。

体积为V的半导体中，每秒总的跃迁数N等于(10.7-10)式乘以单位k值的能态数 $\rho(k)$ (参见(10.7-3式))，然后对所有k值取积分。

$$\rho(k)dk = 2 \times (4\pi k^2)dk / \left(\frac{8\pi^3}{V}\right) = \frac{k^2 V}{\pi^2} dk$$

$$N = \frac{2V}{\pi\hbar} \int_0^\infty |H'_{vc}(k)|^2 \delta\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} + E_g - \hbar\omega\right) k^2 dk \quad (10.7-11)$$

引进变量 $X = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} + E_g - \hbar\omega$ ，上面的积分变为

$$\begin{aligned} N &= \frac{2V}{\pi\hbar} \int_0^\infty |H'_{vc}(k)|^2 \frac{m_r}{\hbar^2} \delta(X) \sqrt{\frac{2m_r}{\hbar^2} (X + \hbar\omega - E_g)} dX \\ &= \frac{V}{\pi} |H'_{vc}(k)|^2 \frac{(2m_r)^{3/2}}{\hbar^4} (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \end{aligned} \quad (10.7-12)$$

式中， $\frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} + E_g = \hbar\omega$

可以得到**吸收系数** ($\alpha(\omega)$) ,

即单位体积内的吸收功率 ($N\hbar\omega/V$) 除以通过单位面积的功率 ($\varepsilon_0 n E_0^2 c / 2$)

$$\alpha_0(\omega) = \frac{\omega e^2 x_{vc}^2 (2m_r)^{3/2}}{2\pi\varepsilon_0 n c \hbar^3} (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (10.7-13)$$

在上式推导中利用了 $H'_{vc}(k) = eE_0 x_{vc} / 2$ 和 $x_{vc} = \langle u_{vk} | x | u_{ck} \rangle$ 。

将数值系数合并为K, 吸收系数可以写成

$$\alpha_0(\omega) = K (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (10.7-14)$$

半导体中的光放大

为了在半导体中实现光放大（粒子数反转），设法制备如图10.26所示的半导体，它的导带中某能级（ E_{FC} ）以下的能级全部被占满，而价带中某能级（ E_{Fv} ）以上的能级全部空着。

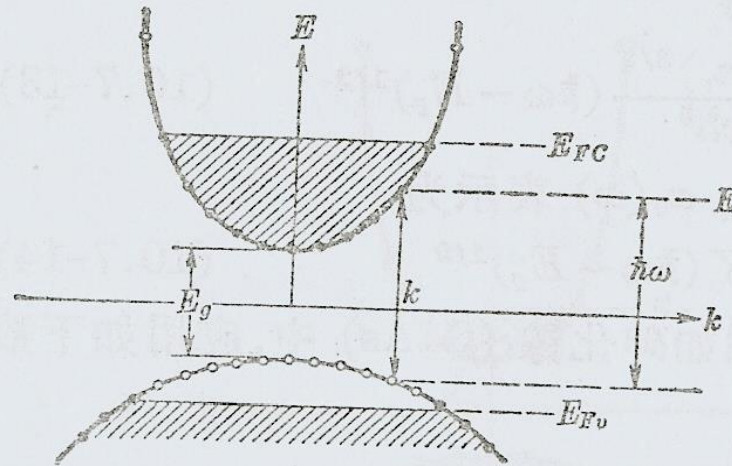


图 10.26 具有简并电子和空穴粒子数的半导体。图中在频率 ω 处吸收的符号和图 10.25 的符号相反,即引起了放大。黑点表示电子占满的能级,而圆圈表示空能级

图10.26具有简并电子和空穴粒子数的半导体。

用类似的方法，可以得到这种半导体的吸收系数为：

$\hbar\omega < E_g$ 时，

$$\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega) = 0$$

$E_g < \hbar\omega < E_{Fc} - E_{Fv}$ 时，对应光放大

$$\alpha(\omega) = -\alpha_0(\omega) = -K(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$$

$\hbar\omega > E_{Fc} - E_{Fv}$ 时，对应光吸收

$$\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega) = K(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$$

(10.7-15)

p-n结激光器

第一台半导体激光器既是简并p-n结激光器。

图10.30 给出了简并p-n结激光放大的概念图。

在图a的**零偏压（或偏压很低）**时，p-n结的结合区不满足光放大条件：

$$E_{Fc} - E_{Fv} > \hbar\omega$$

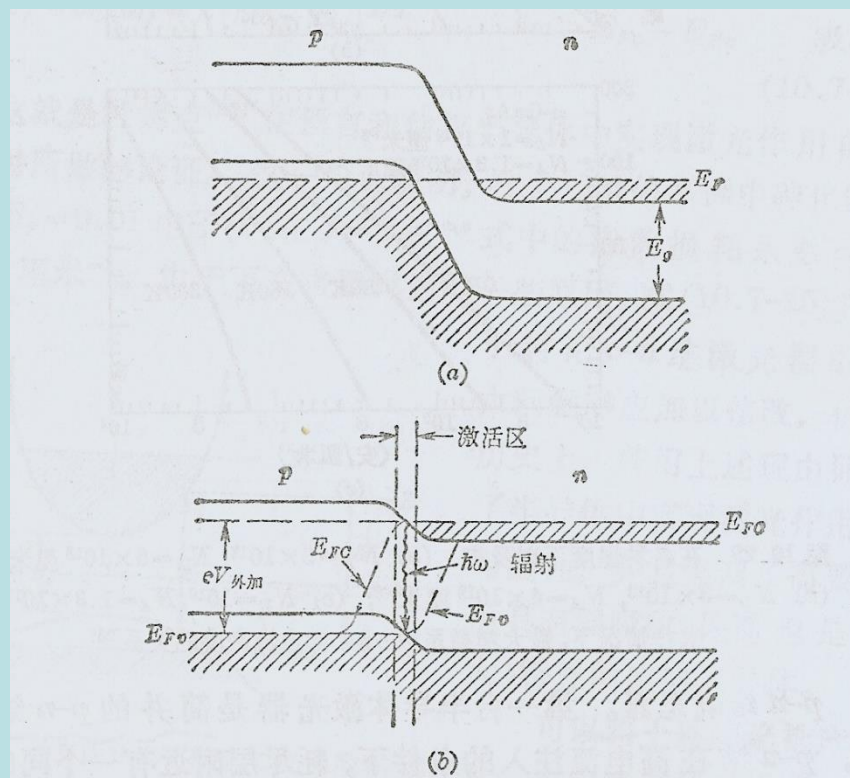
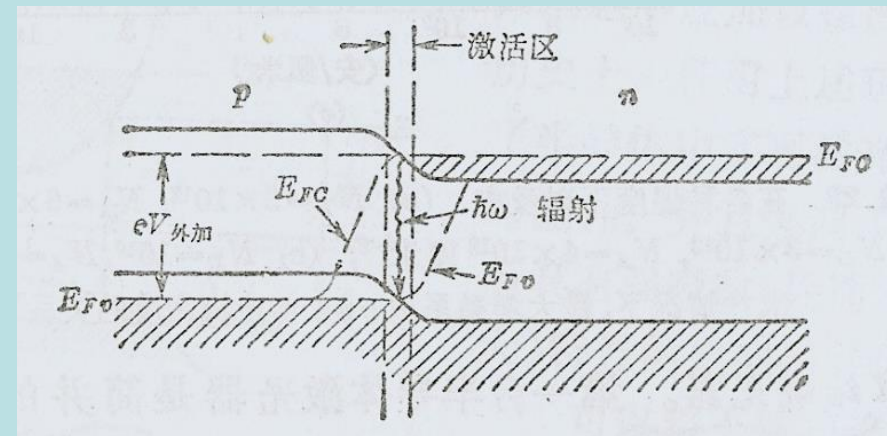


图10.30 给出了简并p-n结激光放大的概念图。



简并p-n结的发光和光放大:

外加正向偏压约等于带隙电压 E_g / e 时 (参见图b), 在p-n结的结合区产生一个包含电子和空穴两种简并粒子的**激活区**。

满足光放大 (增益) 条件 $E_{Fc} - E_{Fv} > \hbar\omega$ 。

图中波浪箭头表示一个电子和一个空穴在激活区的复合导致一个能量为 $\hbar\omega < E_{Fc} - E_{Fv}$ 的光子的发射。

激活层的厚度:

大致等于注入到P区的电子在与空穴复合 (即跃迁到价带) 之前, 所能扩散的距离。

激活层厚度: $\sqrt{Dt} \approx \sqrt{10(\text{cm}^2 / \text{s}) \times 10^{-9} \text{s}} \approx 10^{-4} \text{cm}$

(其中D和t分别为扩散系数和复合时间)。

GaAs激光器的p-n结:

用Zn等受主原子掺杂到n型GaAs晶体而制成的，如图10.31所示。

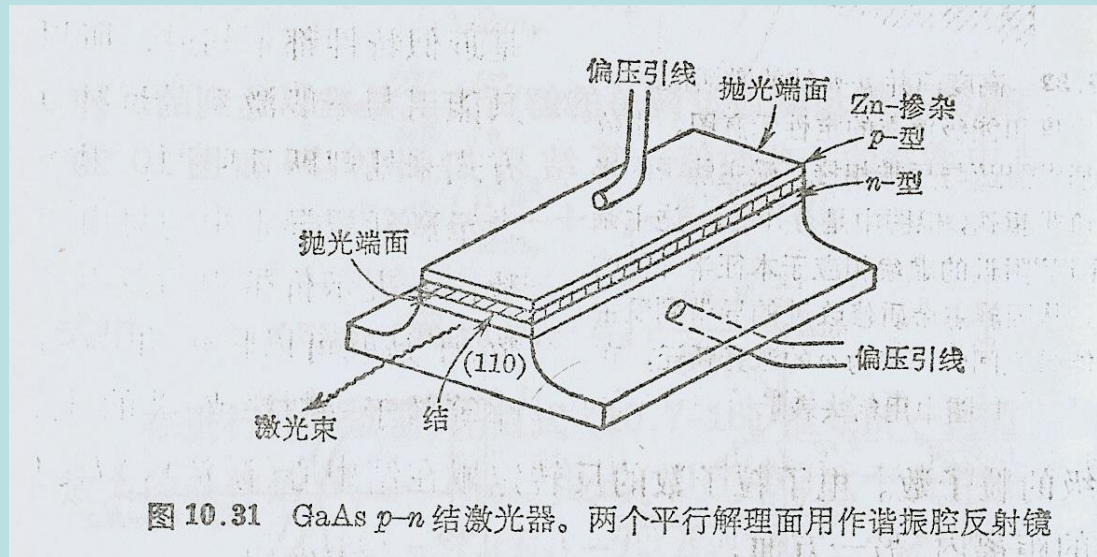


图 10.31 GaAs $p-n$ 结激光器。两个平行解理面用作谐振腔反射镜

图10.31 GaAs p-n结激光器。
两个平行解理面(110)用作谐振腔反射镜

增益系数

考虑如图10.33所示的激光器：

长度为 l

Y方向上的宽度为 w

结区（激活区）厚度为 t

激光模的横向尺寸为 d

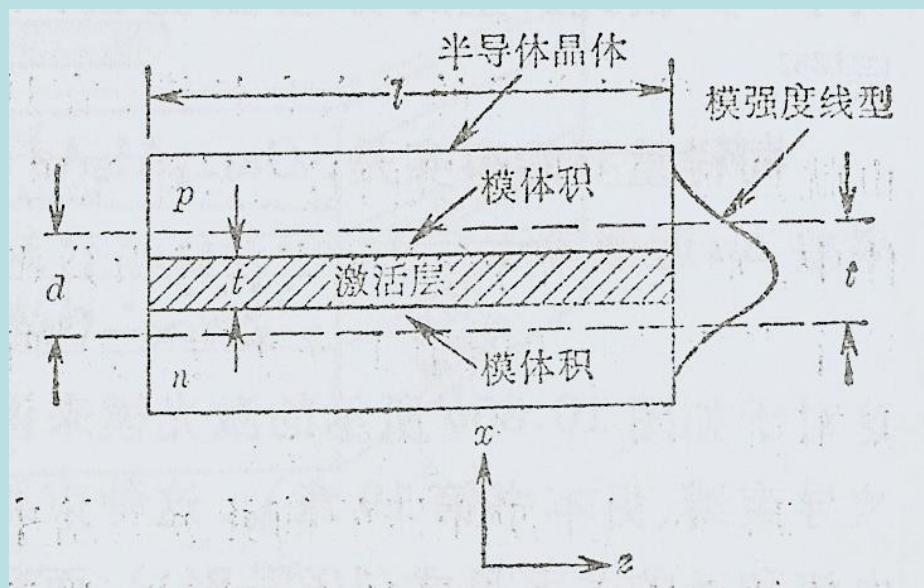


图10.33 激活层和激光模横向强度分布示意图

假定 $d = t$ ，即反转粒子数均匀分布在模体积 $V = dlw$ 内。

根据(8.4-4)式可以得到增益系数为

$$\gamma(\nu) = \frac{c^2 [n_2 - n_1] / dlw}{8\pi n^2 \nu^2 t_{spont}} g(\nu) \quad (10.7-20)$$

式中， n_1 表示激活层价带中的总电子数，

n_2 表示激活层导带中的总电子数。

$g(\nu)$ 为结的自发辐射归一化线形函数，

$t_c = t_{spont}$ 为激活层导带电子在自发跃迁到价带中的空能级以前的寿命。

反转粒子数 $(n_2 - n_1)$ 的确定:

对于给定时间间隔内，注入到二极管的总电子数应该等于同一时间内出现的自发复合数，则有

$$\frac{n_2}{t_c} = \frac{I\eta_i}{e} \quad (10.7-21)$$

式中， η_i 为内量子效率（注入载流子中辐射复合所占的比值）。

引入参量 $\zeta(T) = 1 - \frac{n_1}{n_2}$ ，则有 $(n_2 - n_1) = n_2\zeta(T)$ ，

于是(10.7-20)式可以改写成

$$\gamma(\nu) = \frac{c^2 g(\nu) \eta_i \zeta}{8\pi n^2 \nu^2 e d} J \quad (10.7-22)$$

其中 $J = I / A$ （安培/米²）为注入电流密度。

阈值条件:

由阈值条件 $\gamma_t = \alpha - \frac{1}{l} \ln R$ 和(10.7-22)式可以得到

$$J_t = \frac{8\pi n^2 \nu^2 e d \Delta \nu}{c^2 \eta_i \zeta} \left(\alpha - \frac{1}{l} \ln R \right) \quad (10.7-24)$$

分布损耗 αl : 激光束在激活区之外的n区和p区的传播损耗（光场加速自由载流子）

反射镜的透射损耗: $\ln R$, 其中 R 为反射率

式中, $\Delta \nu = g(\nu_0)^{-1}$ 。阈值电流正比于模式的束缚距离 d 或 t （取其中较大者）。

异质结激光器

半导体激光器的发展主要围绕降低阈值电流密度、延长工作寿命、实现室温连续工作、获得单模、窄线宽和发展各种不同波长器件。

由于p-n结激光器难以获得低阈值电流和实现室温连续工作（由于 $J_t \propto d \alpha$ ）。为此发展了双异质结激光器。

异质结的形成

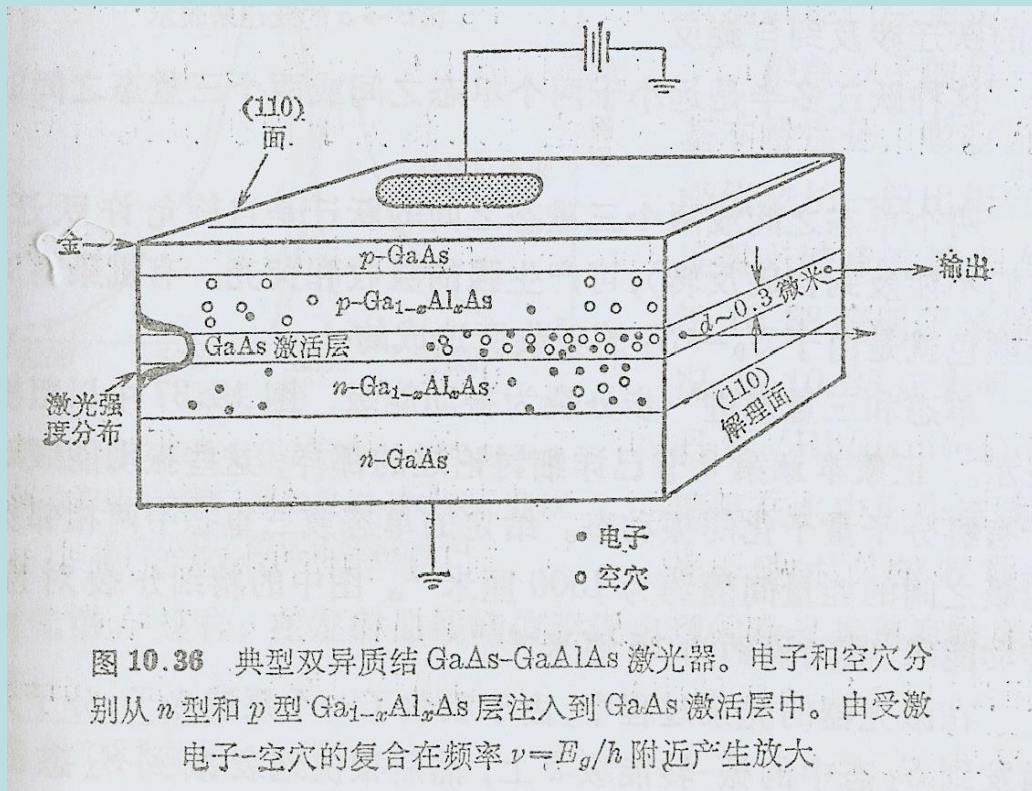


图10.36

采用液相外延(LEP)技术在GaAs衬底的两侧各生长出p-GaAlAs和n-GaAlAs（砷铝化镓）层，就构成双异质结，一般激活区厚度 $d \approx 0.3$ 微米。图10.36给出了典型双异质结激光器。电子和空穴分别从n型和p型GaAlAs注入到GaAs激活层。由受激电子-空穴的复合在频率 $\nu = E_g / h$ 附近产生光放大。

图10.35给出了同质结GaAs二极管和双异质结GaAlAs二极管在加正向偏压时能带边缘、折射率变化和光场分布。

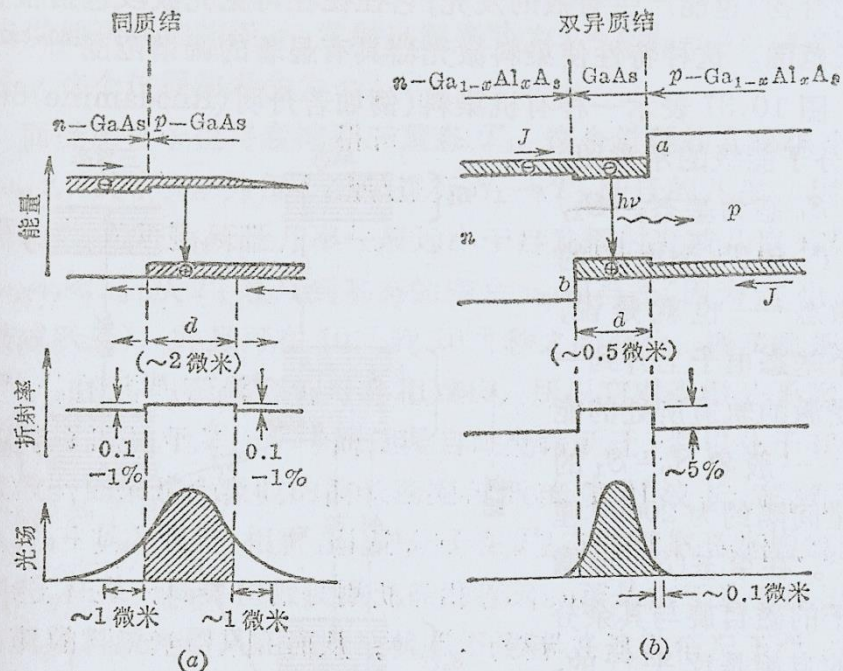


图 10.35 同质结 GaAs 二极管和双异质结 GaAlAs 二极管在加正向偏压时能带边缘、折射率变化和光场分布的图解表示^[38]

异质结的作用

- **较薄的激活层：** $d \approx 0.3-0.5$ 微米，有利于降低 $J_t \propto d$
- **较高的势垒：** 合金半导体GaAlAs的带隙比GaAs的大，由此产生的势垒可以阻止注入的载流子因扩散跑出激活层。
- **较高的折射率差—波导效应：** 合金半导体GaAlAs的折射率比GaAs的小，对激光模可以产生强的波导束缚。由此既可以降低阈值电流 $J_t \propto d$ ，又可以防止模式穿透到有损耗的p区和n区，从而降低了损耗系数。

半导体激光器的模式

半导体激光器模式分布如图10.C所示，延谐振腔 z 方向的光强分布是纵模，垂直于该方向的分布是横模（水平横模和垂直横模）。半导体激光器的模式极为复杂，常出现多模振荡。

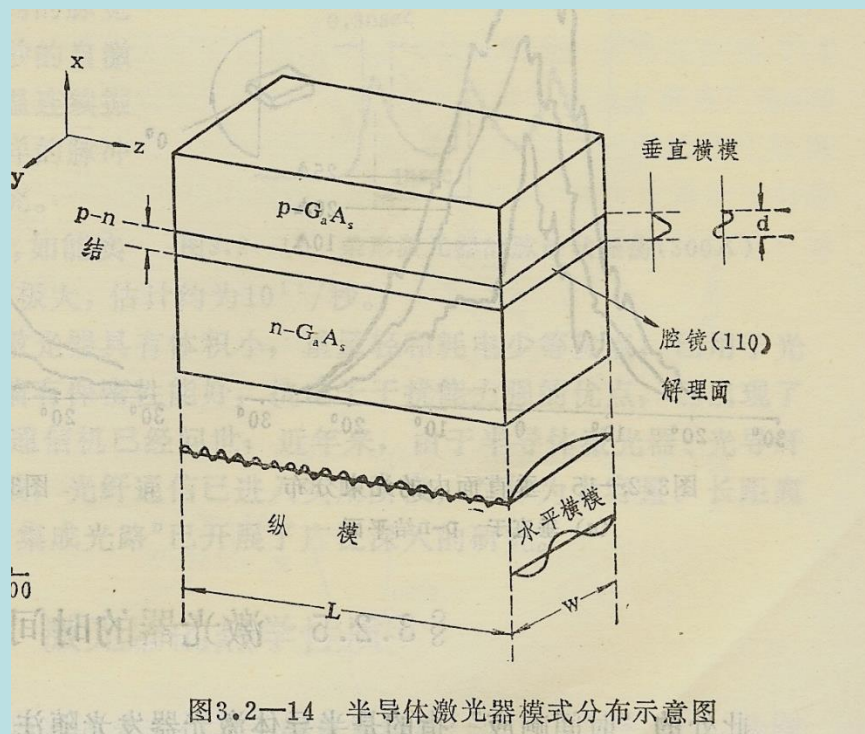


图3.2—14 半导体激光器模式分布示意图

图10.C

平面条形双异质结激光器

为了获得单模输出，通常采用平面条形结构的异质结激光器，如图10.D所示。

水平横模的控制：条宽 w 的大小可以控制水平横模，当 $w = 10$ 微米时，水平横模为最低模。当条宽加宽时，会出现高次水平横模。

垂直横模：由于激活层厚度 d (0.3微米)小于激光波长(0.84微米)，所以垂直横模为最低模。

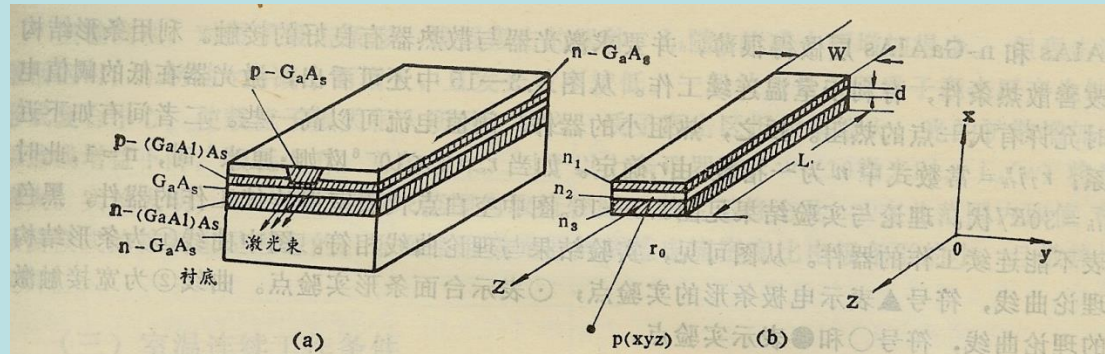


图3.3—17 平面条形双异质结激光器示意图

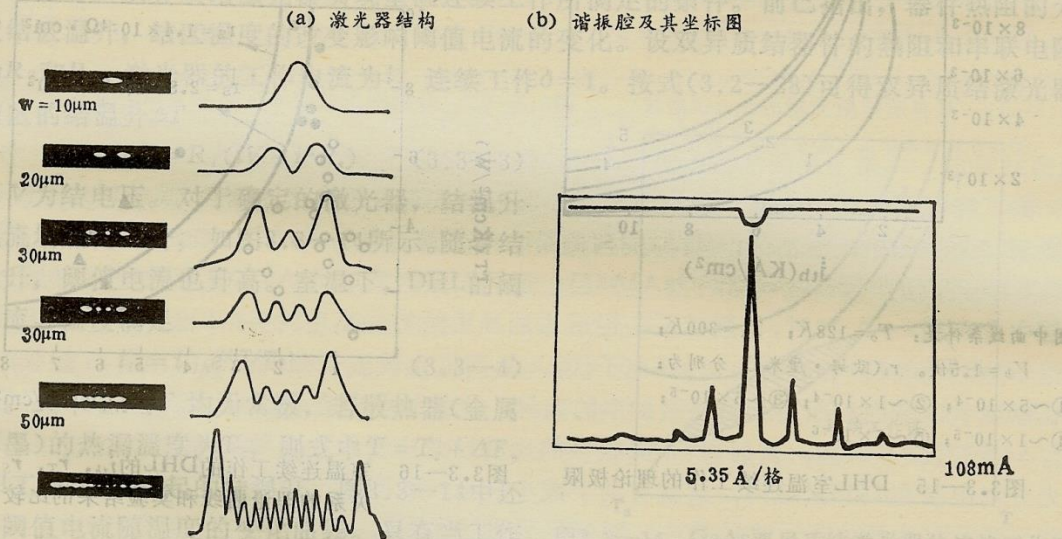
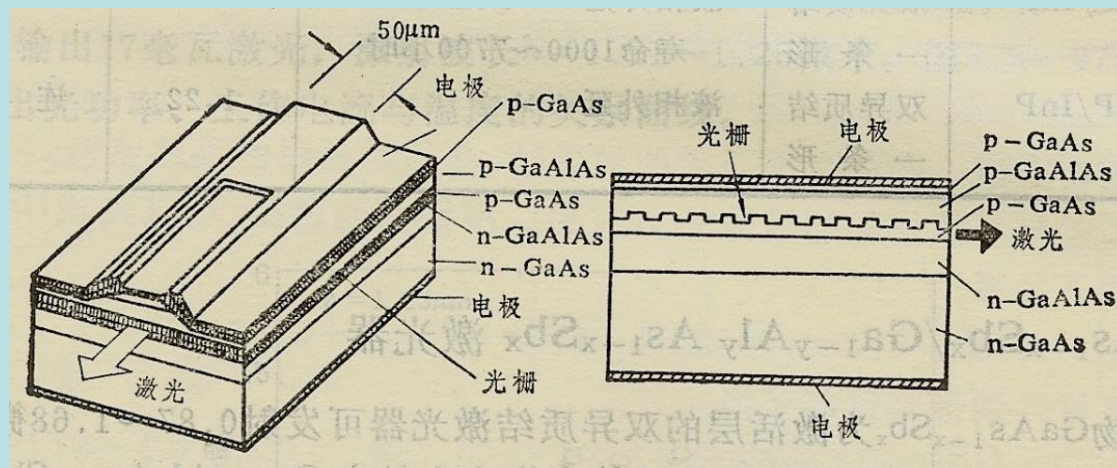


图10.D

衍射光栅提供的分布反馈：

如图10. E， 激光振荡是由周期结构（衍射光栅）形成耦合提供的，不再是由解理面构成的谐振腔提供的。



产生布喇格衍射条件： $2\Lambda \sin \theta = m\lambda / n$

Λ 为周期结构的周期， θ 为光束出射角（ $\theta = 90^\circ$ ），

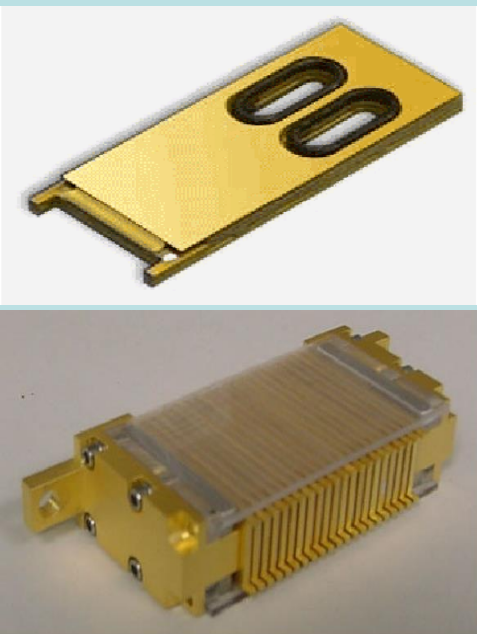
m 为整数， λ 为激光波长， n 为介质的折射率。

即只有满足上式的波长的光才能够在介质中来回反射，提供正反馈。

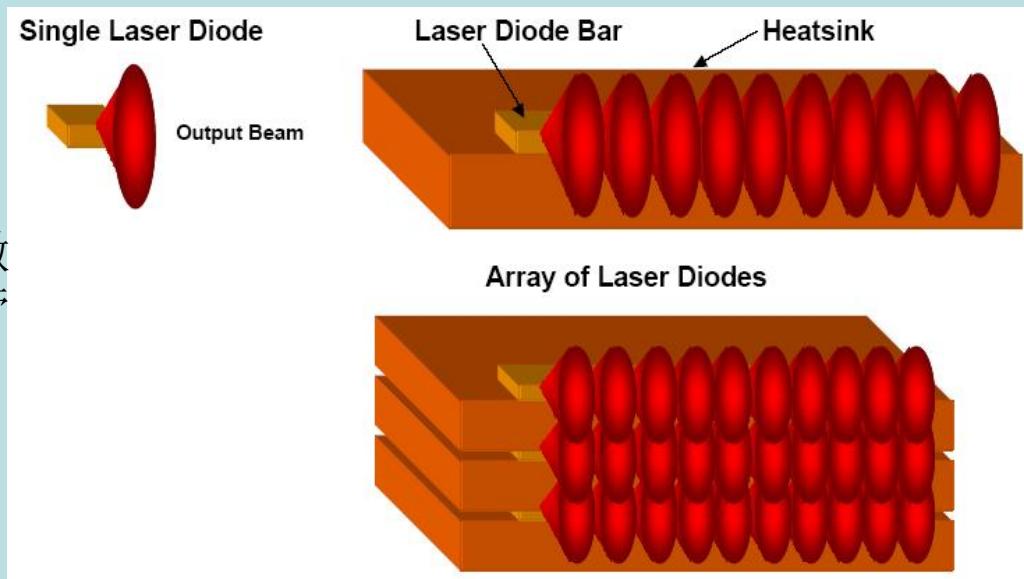
优点：易于获得单模单频输出，因此易于和光纤及调制器耦合，特别适宜作集成光路的光源。

典型全固态激光器

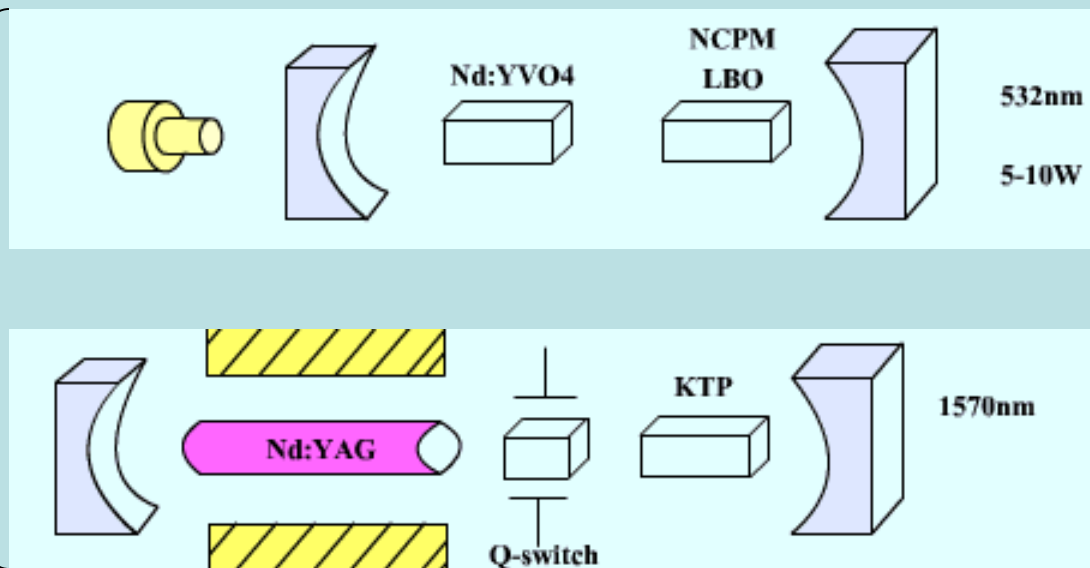
半导体激光波长可调
GaAs双异质结: 904nm, 808nm



半导体激光二极管



典型全固态激光器结构



半导体激光器的增益系数

根据费米-狄拉克分布定律，E能态被电子占满的几率和空着的几率分别为：

$$f(E) \text{ 和 } [1 - f(E)]$$

对于图10.26半导体，考虑上述费米-狄拉克分布和(10.7-11)式，可以求得每秒向上跃迁超过向下跃迁的数目为：

$$N = \frac{2V}{\pi\hbar} \int_0^\infty |H'_{vc}(k)|^2 \delta\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} + E_g - \hbar\omega\right) k^2 dk$$

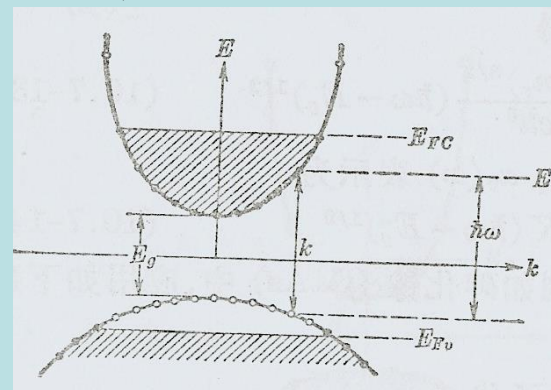
$$N_{a \rightarrow b} - N_{b \rightarrow a} = \frac{2V}{\pi\hbar} \int_0^\infty |H'_{vc}(k)|^2 [f_v(1 - f_c) - f_c(1 - f_v)]$$

$$\times \delta\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} + E_g - \hbar\omega\right) k^2 dk$$

$$= \frac{2V}{\pi\hbar} \int_0^\infty |H'_{vc}(k)|^2 [f_v(E_a) - f_c(E_b)]$$

$$\times \delta\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} + E_g - \hbar\omega\right) k^2 dk$$

$$\text{式中 } E_b - E_a = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} = \hbar\omega$$



光放大的条件为 $N_{a \rightarrow b} - N_{b \rightarrow a} < 0$ (粒子数反转),

由(10.7-16)式得到, 光放大的条件:

$$f_c(E_b) - f_v(E_a) > 0 \quad (10.7-17)$$

考虑(10.7-5)式的费米-狄拉克分布定律,

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1}$$

可以进一步简化光放大的条件:

$$E_{Fc} - E_{Fv} > \hbar\omega \quad (10.7-18)$$

该式和(10.7-15)式给出的光放大条件相同。

增益系数

利用推导(10.7-13)式类似的方法，由(10.7-16)式可以得到吸收系数：

$$\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega)[f_v(E_a) - f_c(E_b)]$$

因**增益常数** $\gamma(\omega) = -\alpha(\omega)$ ，于是有

$$\gamma(\omega) = \alpha_0(\omega)[f_c(E_b) - f_v(E_a)] \quad (10.7-19)$$

可见，通过激发使 $f_c(E_b) = 1$ ， $f_v(E_a) = 0$ 时，

增益系数为最大，即 $\gamma_{\max}(\omega) = \alpha_0(\omega)$ 。

图10.27给出了(10.7-19)式描述的增益线形 $\gamma(\omega)$ 的逐步图解法。图c和d中的虚线相应于高激励水平的情况。

可见，**激励的增加**使两个能带中的载流子数目 $[f_c(E_b) - f_v(E_a)]$ 增加，从而增加了最大增益 γ_{\max} 的值。

温度的增加则使费米函数 $f(E) = 1/(\exp(\frac{E - E_F}{kT}) + 1)$ 的跃迁区域加宽，使得 γ_{\max} 通过 $[f_c(E_b) - f_v(E_a)]$ 下降而降低。

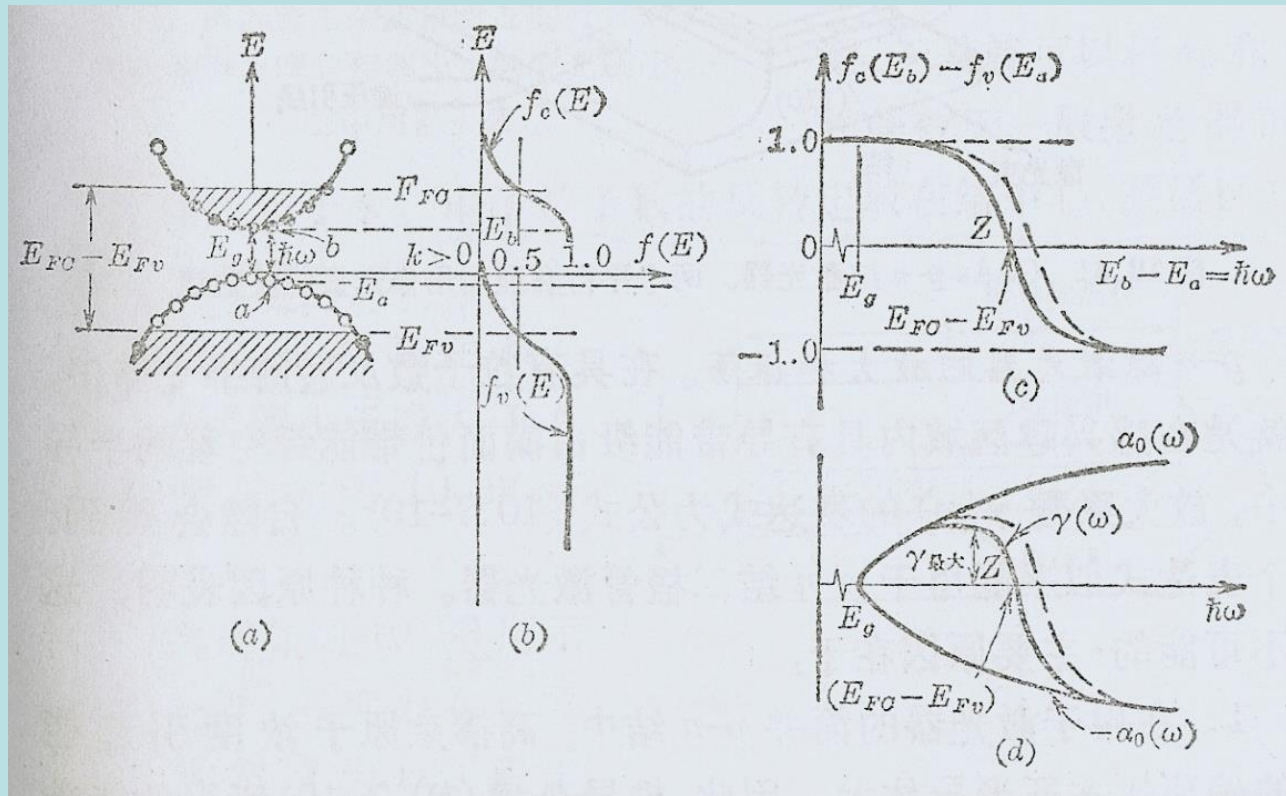


图10.27

图10.28 对GaAs p-n结几种掺杂，
在各种温度下的最大增益系数与电流密度的关系的计算结果。由图可见：

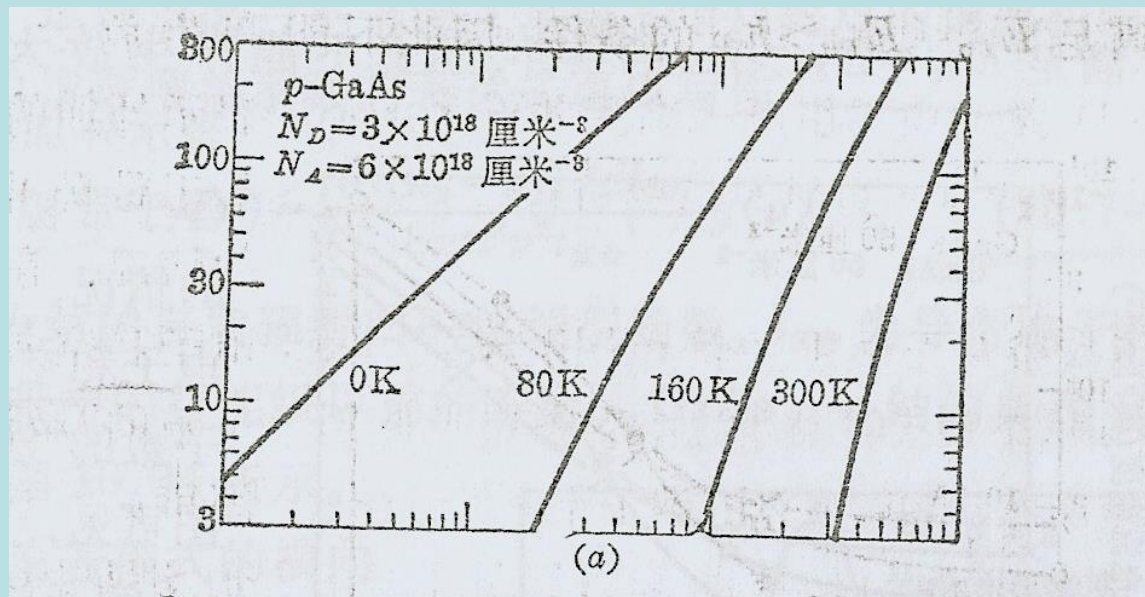


图10.28

1. 相同掺杂、相同温度下，最大增益系数随电流密度的增加而增加；
2. 相同掺杂、相同电流密度下，最大增益系数随温度的增加而下降；
图10.29 也归纳了此关系。