

第三章：双极型晶体管BJT

§ 3.1 基本原理

§ 3.2 直流IV特性

§ 3.3 晶体管模型

§ 3.4 频率特性

§ 3.5 击穿特性

§ 3.6 功率特性

§ 3.7 开关特性

§ 3.8 晶体管的设计

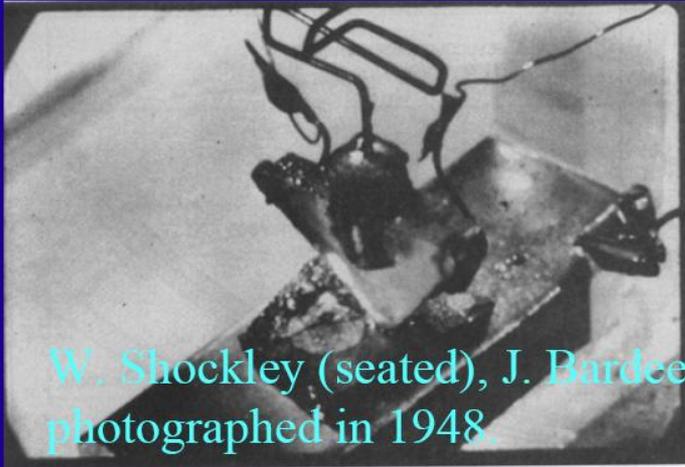
§ 3.9 异质结晶体管HBT

简介

- 双极型晶体管，又简称晶体管、晶体三极管、三极管等：Bipolar Junction Transistor (BJT)
- 双极型器件是指由电子和空穴两种载流子都参与导电的半导体器件，因此称为双极型。
- 从PN结理论的讨论中已知电流输运是由电子和空穴两种载流子组成的，故由PN结组成的晶体管又称作双极晶体管。双极晶体管是最重要的半导体器件之一。
- 1947年由贝尔实验室的一个研究小组发明。



1945年，贝尔实验室开始对包括硅和锗在内的几种新材料进行研究，探索其潜在应用前景。一个专门的“半导体小组”成立了威廉·肖克利 (William Shockley) (中) 担任组长，成员包括约翰·巴丁 (John Bardeen) (左) 和沃尔特·布拉顿 (Walter Brattain) (右)。



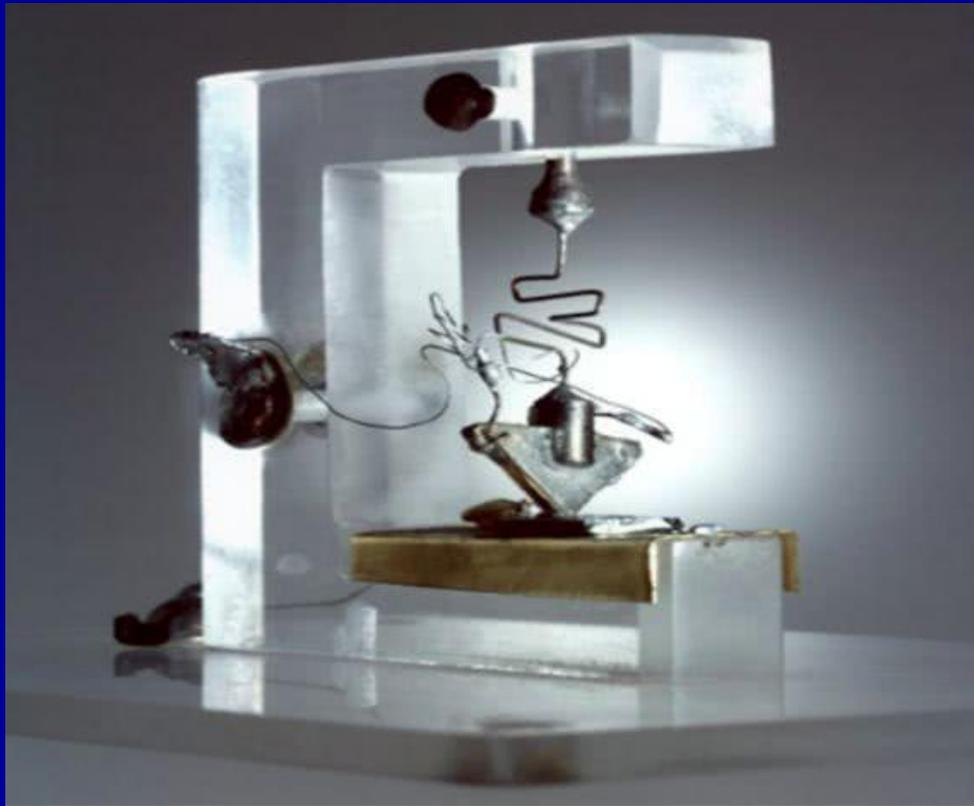
W. Shockley (seated), J. Bardeen (left), and W. Brattain (right) photographed in 1948.



1947年，约翰·巴丁和沃尔特·布拉顿在贝尔实验室进行研发，研发晶体管的过程中将钨丝电极移到金粒的旁边，加上负电压，而在金粒上加了正电压，突然间，在输出端出现了和输入端变化相反的信号。初步测试的结果显示：电压放大倍数为2，上限频率可达1万Hz。此后的几天，他们把试验装置进行了改进，测得的功率增益为大于18。**他们将此器件命名为Transistor—晶体管**。从此人类步入了飞速发展的电子时代。这是微电子技术发展历程中第一个里程碑。

双极型晶体管

1947年12月23日，第一个基于锗半导体的具有放大功能的点接触式晶体管面世，标志着现代半导体产业的诞生和信息时代正式开启。



点接触式晶体管：把间距为 $50\ \mu\text{m}$ 的两个金电极压在锗半导体上，微小的电信号由一个金电极(发射极)进入锗半导体(基极)并被显著放大，然后通过另一个金电极(集电极)输出，这个器件在 1kHz 的增益为4.5.

1953 "Experimental" Philco Surface Barrier Transistor



Original hand-written description information on outside of tube box



"Experimental" Transistor



Philco Marked



Production Model Actual Size



Close-Up View Surface Barrier Transistor



Production Model Enlarged View

1953年开发生产的Philco表面势垒晶体管



世界上第一颗锗点接触式晶体管诞生两年之后，肖克利首次提出了晶体管理论。1953年，出现了锗合金晶体管。1954年1月，贝尔实验室的化学家 Morris Tanenbaum 利用摩根 斯帕克斯和戈登 蒂尔的生长界面成分变化技术，成功制造了第一个硅晶体管。

双极型晶体管

晶体管被誉为“20世纪最伟大的发明”，它的出现为集成电路、微处理器以及计算机内存的产生奠定了基础。

因为晶体管的发明，威廉·肖克利 (William Shockley)、约翰·巴丁 (John Bardeen) 和沃尔特·布拉顿 (Walter Brattain) 共同获得了1956年的诺贝尔物理学奖。

在晶体管诞生之前，放大电信号主要是通过电子管 (真空三极管)，但由于制作困难、体积大、耗能高且使用寿命短，人们一直希望能够用固态器件来替换它。

20世纪五六十年代，肖克利在推动晶体管商业化的同时，造就了如今加州电子工业密布的硅谷地区。晶体管的发明是物理理论研究、半导体材料技术和科学研究取得重大突破后的必然结果。现如今，从播放音乐、合成语音、存储数据、数码摄影、GPS定位到传输和处理互联网上的海量数据，我们的日常生活中器件和芯片已经成为不可或缺的产品。

§ 3.1 晶体管的基本原理

1、基本结构及其杂质分布

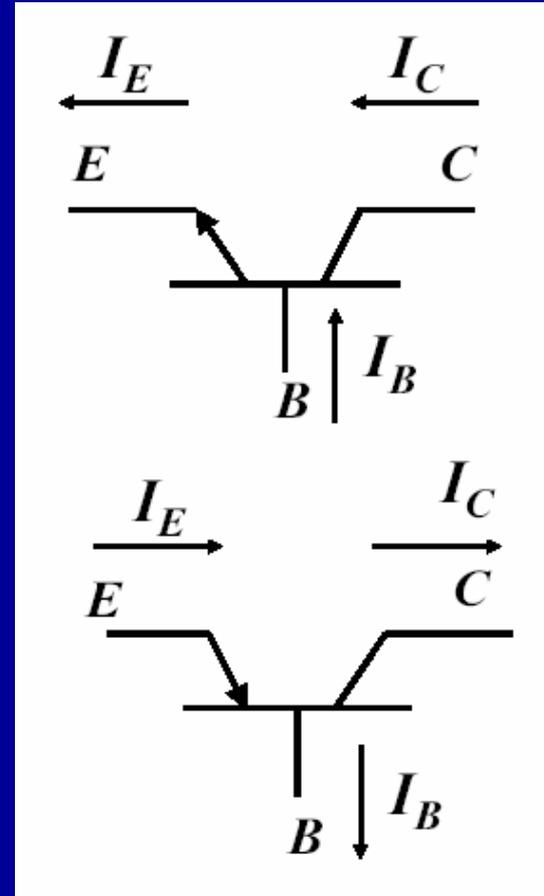
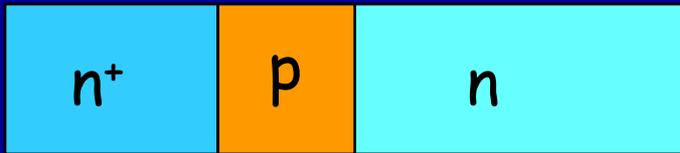
- 基本结构

由两个P-N结共用一个基区组成的。

在两个结中，一个叫发射结，一个叫集电结。中间区域就叫基区，而另两个区与结相对应的被称作发射区和集电区。

器件具有三个电极端子，分别称作发射极，基极和集电极。

双极型晶体管类型



- 晶体管工艺与杂质分布

- (a) 合金管

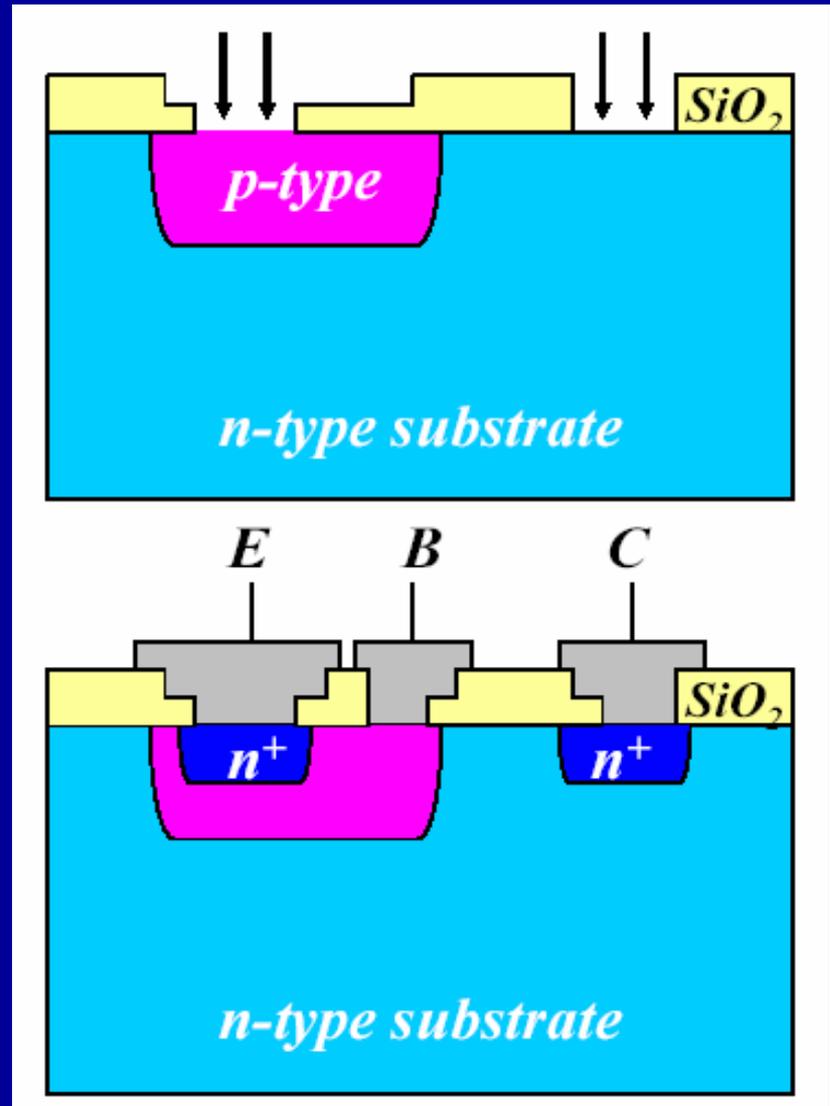
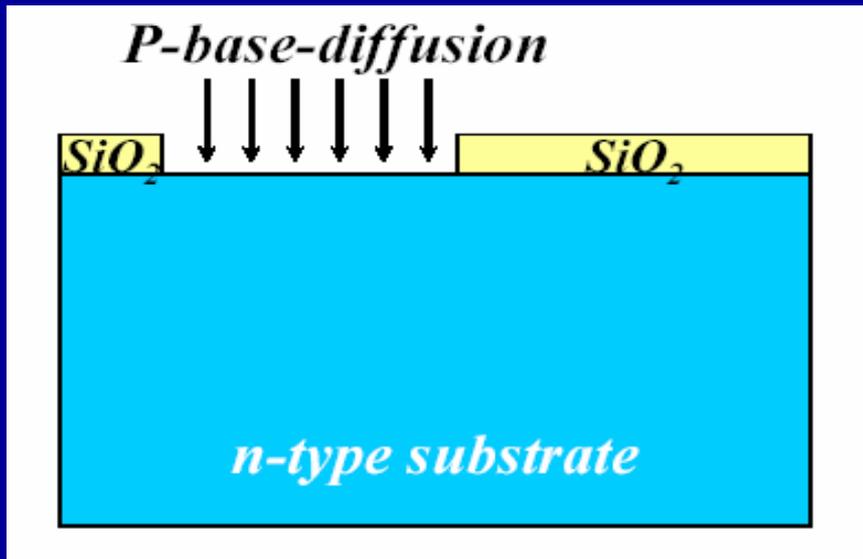
- 杂质分布特点：三个区内杂质均匀分布，发射结、集电结为突变结。

- (b) 双扩散管

- 杂质分布特点：基区为缓变杂质分布，发射区杂质分布也缓变。

- (c) 全离子注入管

- 杂质分布特点：三个区内杂质均匀分布，发射结、集电结为突变结



微电子平面工艺

(Fairchild仙童公司发明
1950s)

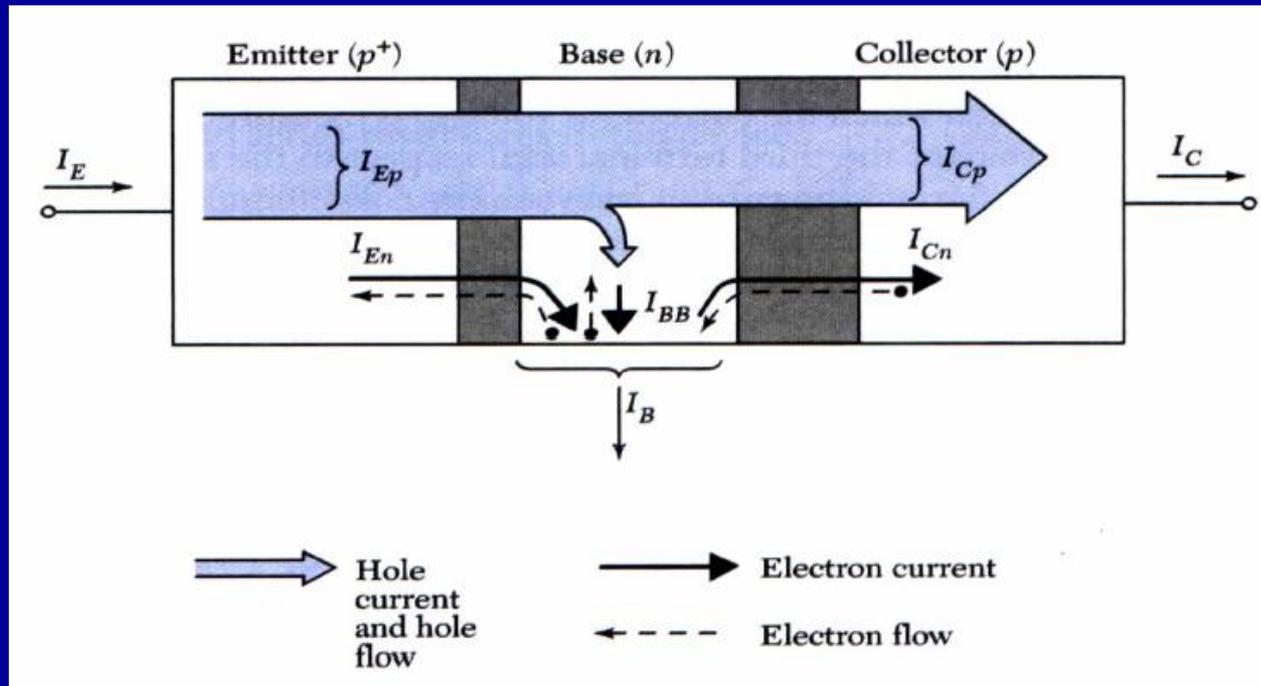
- 分类

晶体管内部，载流子在基区的传输过程是决定晶体管的增益、频率特性等性能参数的重要指标。在基区宽度确定后，基区杂质分布是影响基区输运过程的关键因素，一般可以分为两大类：

- (a) 均匀基区晶体管，传输机构以扩散为主，如合金管和全离子注入管。传输以扩散为主。
- (b) 缓变基区晶体管。如各种扩散管。由于基区中存在自建电场，以漂移为主，

2、晶体管的放大原理

- 以均匀基区PNP晶体管为例分析其基本物理图象：内部载流子的运动。



$$I_E = I_{Ep} + I_{En} \quad I_C = I_{Cp} + I_{Cn}$$

$$I_B = I_E - I_C = I_{En} + (I_{Ep} - I_{Cp}) - I_{Cn}$$

上式中，PNP晶体管的各个电流分量为：

- I_{EP} : 从发射区注入的空穴电流，
- I_{EN} : 从基区注入到发射区的电子电流，
- I_{CN} : 集电区—基区结附近的热电子漂移到基区形成的电流，
- I_{CP} : 集电区—基区结的空穴注入电流。
- $I_{BR} = I_{EP} - I_{CP}$ ，基区内电子与空穴电流的复合而必须补充的电子电流。

$$I_C = \alpha I_E + I_{C0}$$

$$I_C \approx \alpha I_E$$

- 由此可知：此时晶体管并无放大电流的能力，即电流从发射极出发到达集电极收集数值几乎保持不变。

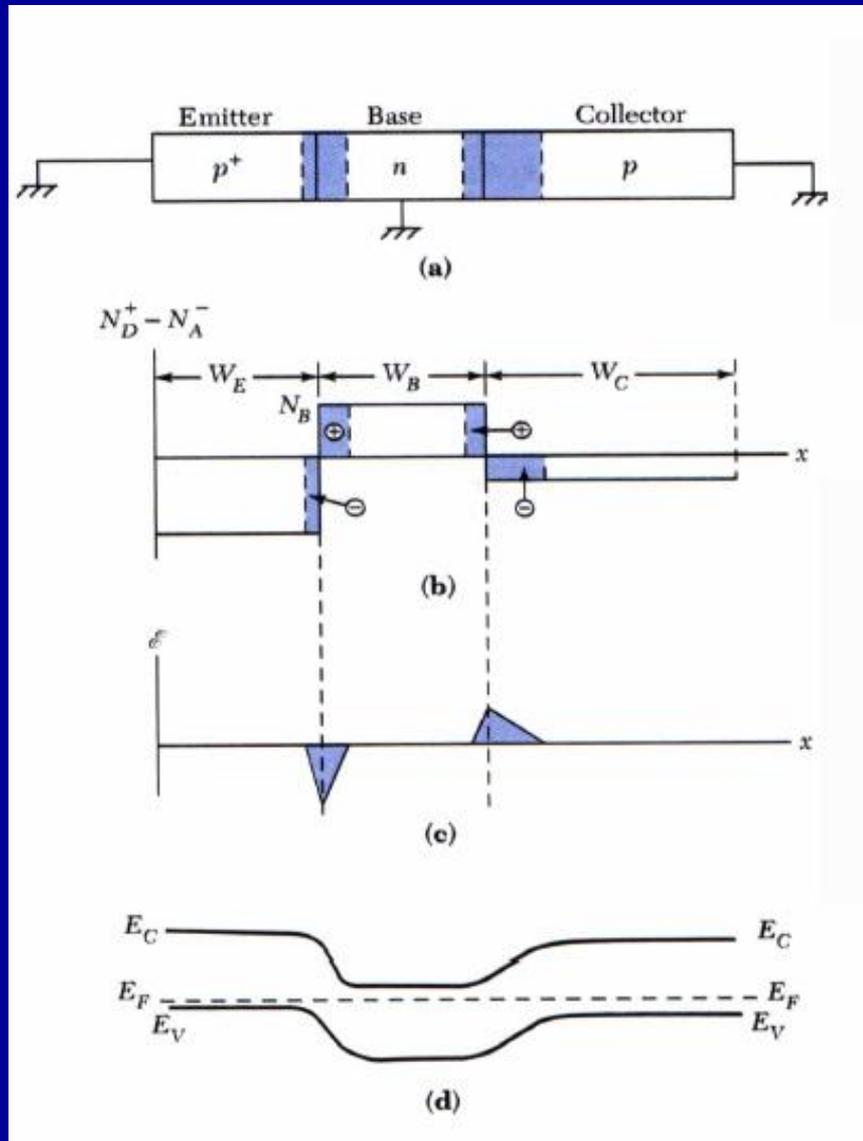
电压增益：

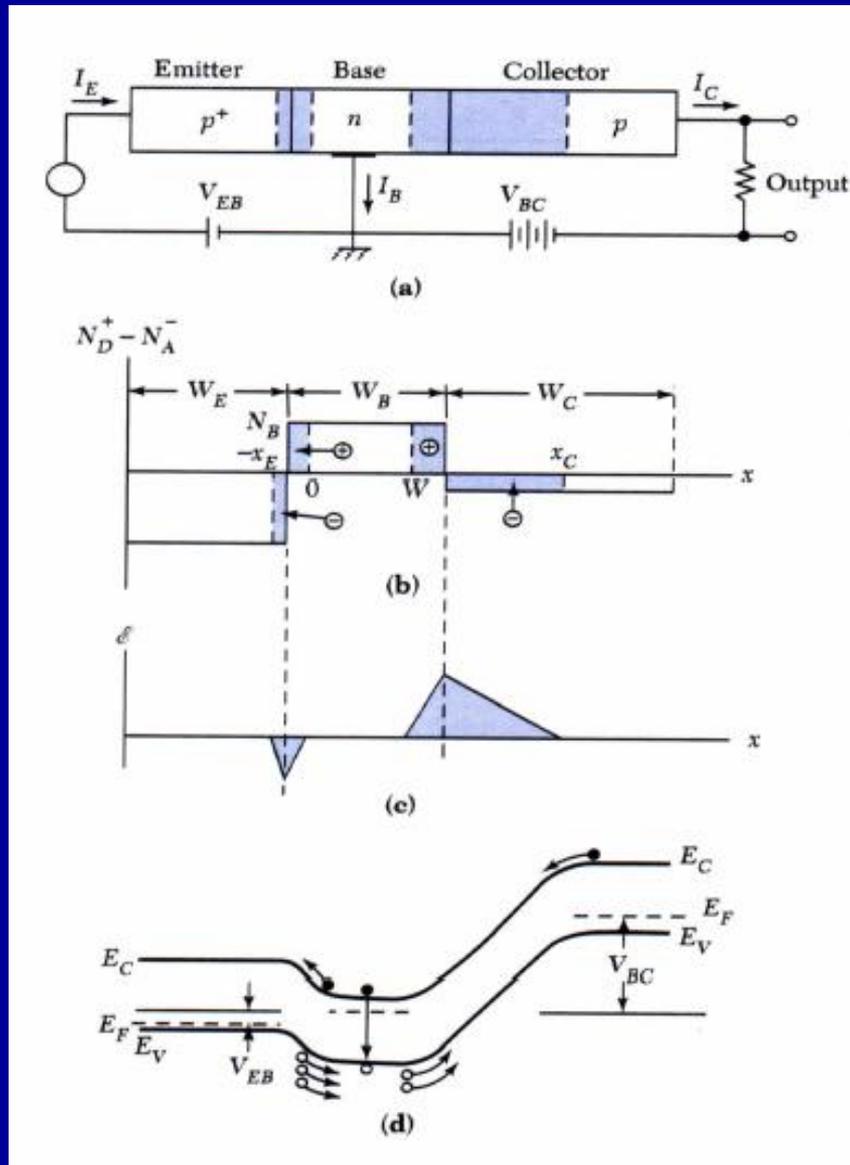
$$G_V = \frac{V_0}{V_i} = \frac{I_C}{I_E} \cdot \frac{R_L}{R_E}$$

功率增益：

$$G_P = \frac{P_0}{P_i} = \left(\frac{I_C}{I_E}\right)^2 \cdot \frac{R_L}{R_E}$$

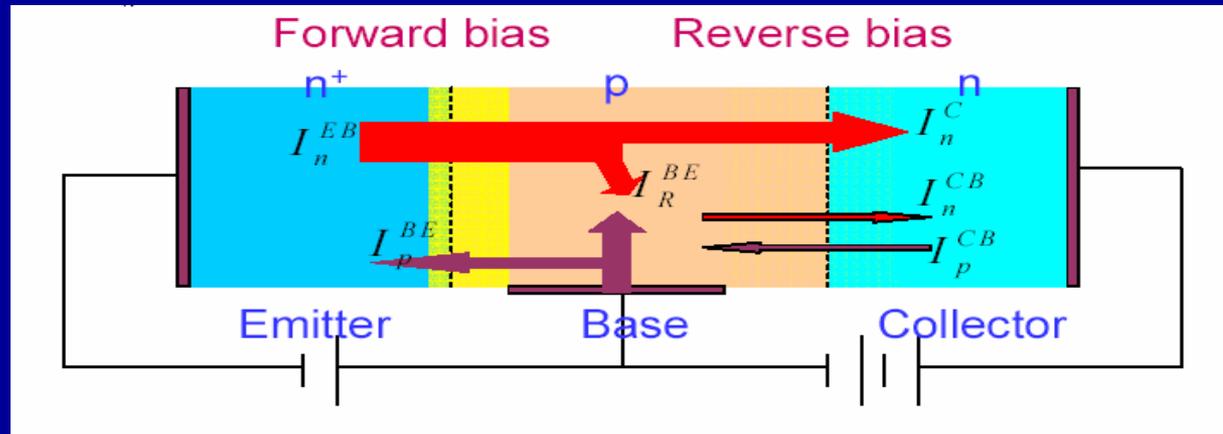
PNP均匀基区 晶体管的物理 结构、杂质分 布、电场分布 和平衡态能带 图





PNP均匀基区晶体管正向偏置条件下的物理结构、杂质分布、电场分布和能带图

3、晶体管端电流的组成



I_n^{EB} = emitter current injected into the base

I_p^{BE} = base current injected into the emitter

I_R^{BE} = recombination in the base current region

I_p^{CB} = reverse biased current across the BCJ

I_n^{CB} = reverse biased current across the BCJ

I_n^C = electron current from the emitter

Principle of Semiconductor Devices

4、晶体管的电流增益

- 直流共基极电流放大系数（或电流增益）的定义为

$$\alpha_0 = \frac{I_{Cp}}{I_E}$$

$$\alpha_0 = \frac{I_{Cp}}{I_{Ep} + I_{En}} = \left(\frac{I_{Ep}}{I_{Ep} + I_{En}} \right) \left(\frac{I_{Cp}}{I_{Ep}} \right)$$

其中，发射效率： $\gamma = \frac{I_{Ep}}{I_E} = \frac{I_{Ep}}{I_{Ep} + I_{En}}$

基区传输因子： $\alpha_T = \frac{I_{Cp}}{I_{Ep}}$

$$\alpha_0 = \gamma \alpha_T$$

集电极电流表达式:

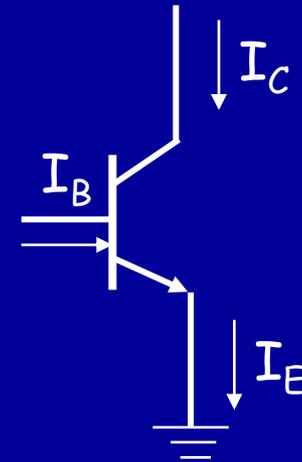
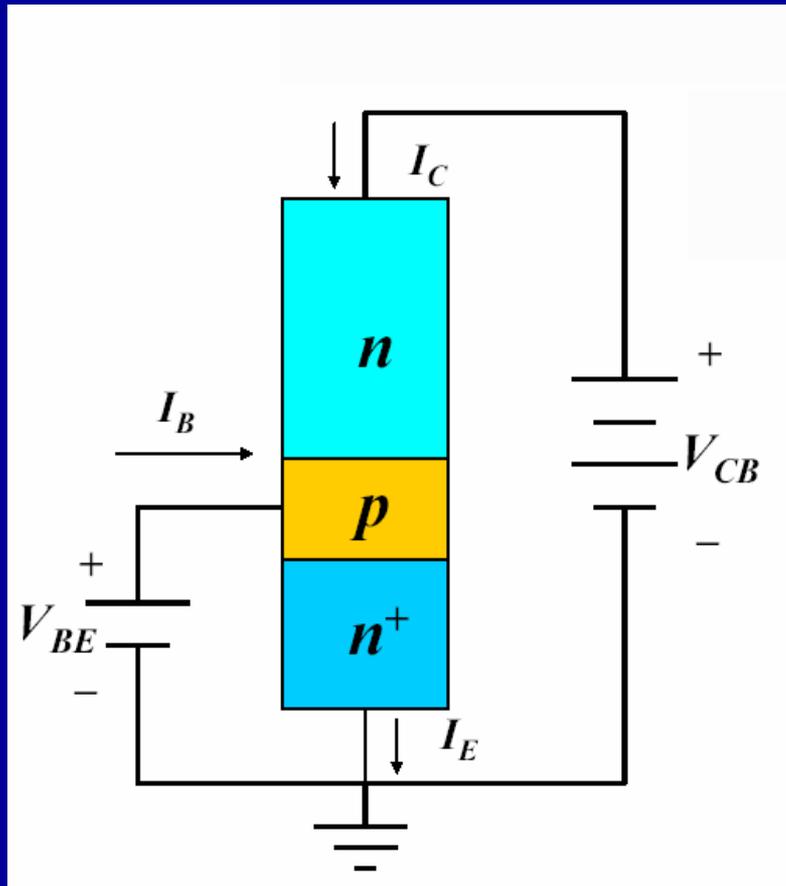
$$I_C = \alpha_0 I_E + I_{CBO}$$

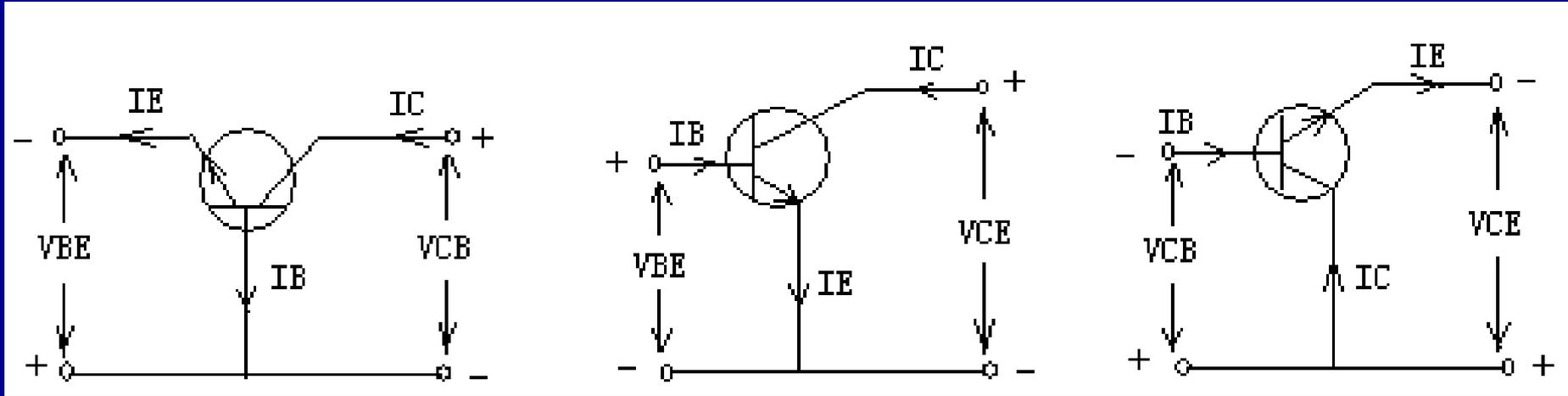
下标CB: 表示C和B结的端电流, O: 表示对应的第三端与第二端之间为开态。

- 共发射极晶体管的电流放大系数（电流增益）为：

$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} = \frac{I_{Cp}}{I_E - I_{Cp}} = \frac{I_{Cp}}{I_{Cn} + I_B}$$

共发射级晶体管放大





(a)

(b)

(c)

晶体管的三种连接法 (a)共基极、(b)共发射极和 (c) 共集电极

- 电路应用中，晶体管的共发射级接法最常用，即发射极作为公共端，基极和集电极为输入和输出端。

5、提高电流增益的一般原则

- 晶体管的电流传输作用是晶体管具有放大能力的基础，晶体管具有放大作用需要满足下列条件，
 - 内部：发射结与集电结要相距很近，即 $W_B \ll L_B$ 。
 - 外部：发射结正偏，集电结反偏，这样才会有电流传输过程，即晶体管工作在有源放大区。
- 晶体管的作用是将发射极电流最大限度地传输到集电极。为提高 α_0 ，要尽可能减小输运过程中的损失。主要方法有：
 - (1) 减小基区向发射区的反向注入空穴电流（或电子电流）NPN管（或PNP管），即提高发射效率 γ 。
 - (2) 减小基区体内的复合电流 I_{BB} ，即提高基区传输因子 α_T 。

- 提高电流增益的主要措施有：
 1. 提高发射区掺杂浓度或杂质总量，增大正向注入电流，
 2. 减小基区宽度，
 3. 提高基区杂质分布梯度，
 4. 提高基区载流子寿命和迁移率，以增大载流子的扩散长度。

§ 3.2 直流IV特性

1、均匀基区理想晶体管

为了简便起见，推导过程包含了如下基本假设：

- ①发射区、基区和集电区的杂质分布均为均匀分布，且两结皆为突变结。
- ②小注入条件满足。即注入到基区的少子浓度远低于该区多子浓度。
- ③势垒区宽度远小于扩散长度，忽略耗尽区内的产生-复合作用，通过势垒区的电流为常数。
- ④器件中不存在串联电阻，晶体管三个中性区的电导率均足够高，使得外加电压全部降落在势垒区中，势垒区以外无电场。
- ⑤器件的一维性。使载流子只沿x方向作一维运动，忽略了表面复合等影响，且发射结和集电结两结面积相同且互相平行。
- ⑥发射区宽度 W_E 和集电区宽度 W_C 都远大于少子扩散长度，在两端处的少子浓度等于平衡时值。

- 由理想模型可以求解各区中的少子连续性方程，得出各区的少子浓度分布和电流密度分布。最后求出发射极电流 I_E ，集电极电流 I_C 与偏压 V_{EB} 和 V_{CB} 的函数关系。
- 根据基本物理模型，可以写出稳态下的一维的电流密度方程和连续性方程如下：

$$J_n = qD_n \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$J_p = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} = 0$$

$$\frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{L_n^2} = 0$$

- 中性基区少子分布的表达式为

$$p_B(x) - p_{B0} = p_{B0} \frac{(e^{qV_{EB}/kT} - 1) \sinh(\frac{W_B - x}{L_{pB}})}{\sinh(\frac{W_B}{L_{pB}})} + p_{B0} \frac{(e^{qV_{BC}/kT} - 1) \sinh(\frac{x}{L_{pB}})}{\sinh(\frac{W_B}{L_{pB}})}$$

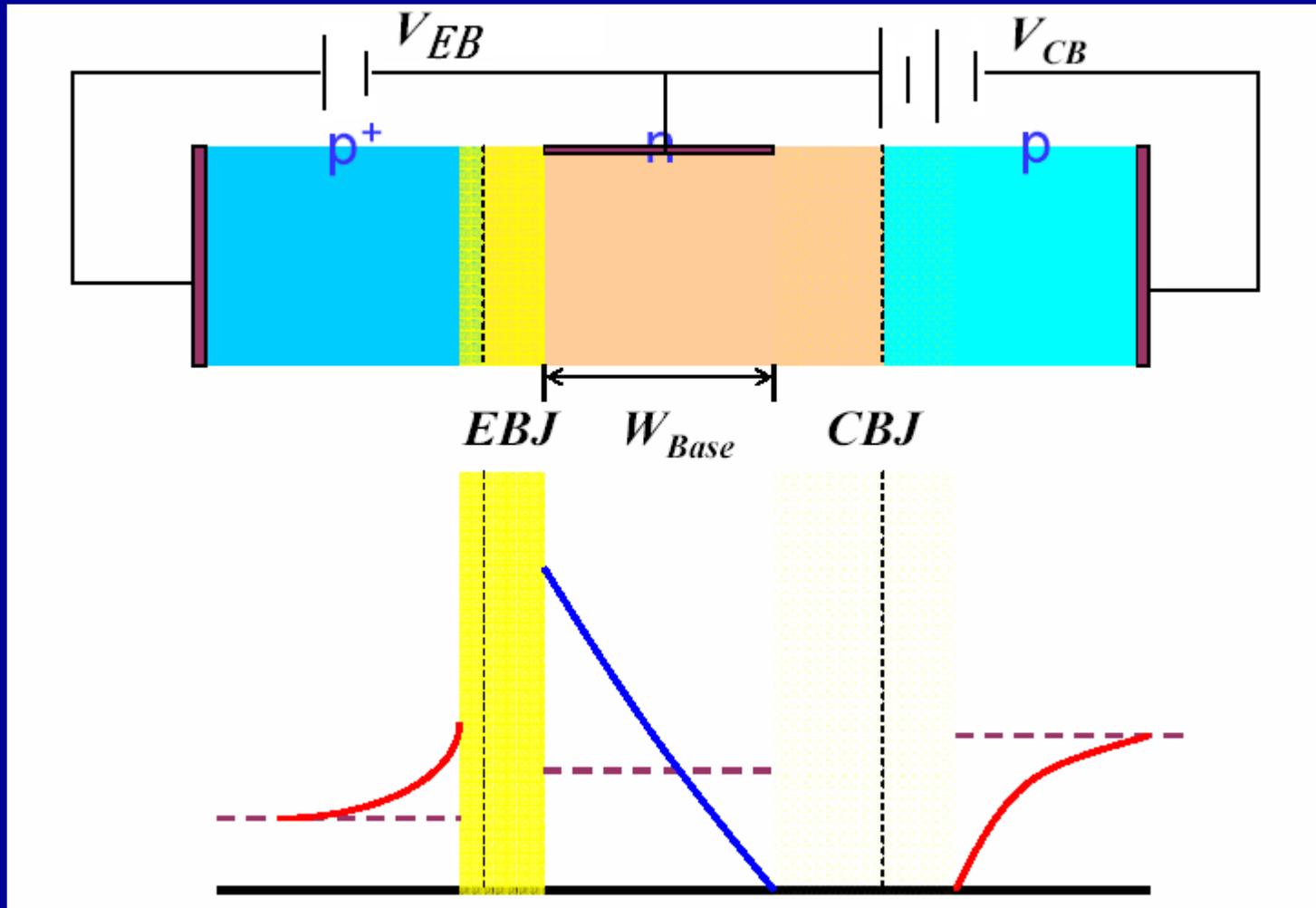
- 基区少子分布遵循双曲函数规律变化。它之所以不再是单个P-N结那样的简单指数分布函数，原因就在于离发射结很近的地方有集电结存在，从而改变了边界条件。

- 对实际晶体管，基区宽度 W_B 远小于少子扩散长度 L_{pB} ，对上式中的双曲函数取一级近似：

$$p_B(x) \approx p_{B0} e^{qV_{EB}/kT} \cdot \left(1 - \frac{x}{W_B}\right) = p_B(0) \left(1 - \frac{x}{W}\right)$$

此时，基区少子分布可以近似为线性分布。

放大状态下的载流子分布示意图



- 基区少子连续性方程为

$$\frac{\partial^2 p_B}{\partial x^2} - \frac{p_B - p_{B0}}{L_p^2} = 0$$

基区少子浓度的边界条件

$$p_B(0) = p_{B0} e^{qV_{EB}/kT}$$

$$p_B(W_B) = p_{B0} e^{qV_{BC}/kT}$$

基区少子的分布

$$p_B(x) \approx p_{B0} e^{qV_{EB}/kT} \cdot \left(1 - \frac{x}{W_B}\right) = p_B(0) \left(1 - \frac{x}{W}\right)$$

- 通过发射结注入的空穴电流密度为

$$I_{Ep} = -qAD_p \left. \frac{dp_n(x)}{dx} \right|_{x=0} = A \frac{qD_{pB} p_{B0}}{L_{pB}} \left[(e^{qV_{EB}/kT} - 1) \operatorname{cth} \frac{W_B}{L_{pB}} - (e^{qV_{CB}/kT} - 1) \operatorname{csc} h \frac{W_B}{L_{pB}} \right]$$

- 到达集电结的空穴电流密度为

$$I_{Cp} = -qAD_p \left. \frac{dp_n(x)}{dx} \right|_{x=W_B} = A \frac{qD_{pB} p_{B0}}{L_{pB}} \left[(e^{qV_{EB}/kT} - 1) \operatorname{csc} h \frac{W_B}{L_{pB}} - (e^{qV_{CB}/kT} - 1) \operatorname{cth} \frac{W_B}{L_{pB}} \right]$$

- 发射区连续性方程为

$$\frac{d^2 n_E}{dx^2} - \frac{n_E - n_{E0}}{L_{nE}^2} = 0$$

发射区少子浓度的边界条件

$$n_E(-x_E) = n_{E0} e^{qV_{EB}/kT}$$

$$n_E(-L_{nE}) = n_{E0}$$

发射区的少子分布表达式

$$n_E(x) - n_{E0} = n_{E0} (e^{qV_{EB}/kT} - 1) e^{(x+x_E)/L_{nE}}$$

通过发射结的电子电流密度为

$$J_{nE} = J_{nE}(x) \Big|_{x=-x_E} = \frac{qD_{nE}n_{E0}}{L_{nE}} (e^{qV_{BE}/kT} - 1)$$

- 类似地，集电区连续性方程为
$$\frac{d^2 n_C}{dx^2} - \frac{n_C - n_{C0}}{L_{nC}^2} = 0$$

集电区少子浓度的边界条件

$$n_C(x_C) = n_{C0} e^{qV_{CB}/kT}$$

$$n_C(L_{nC}) = n_{C0}$$

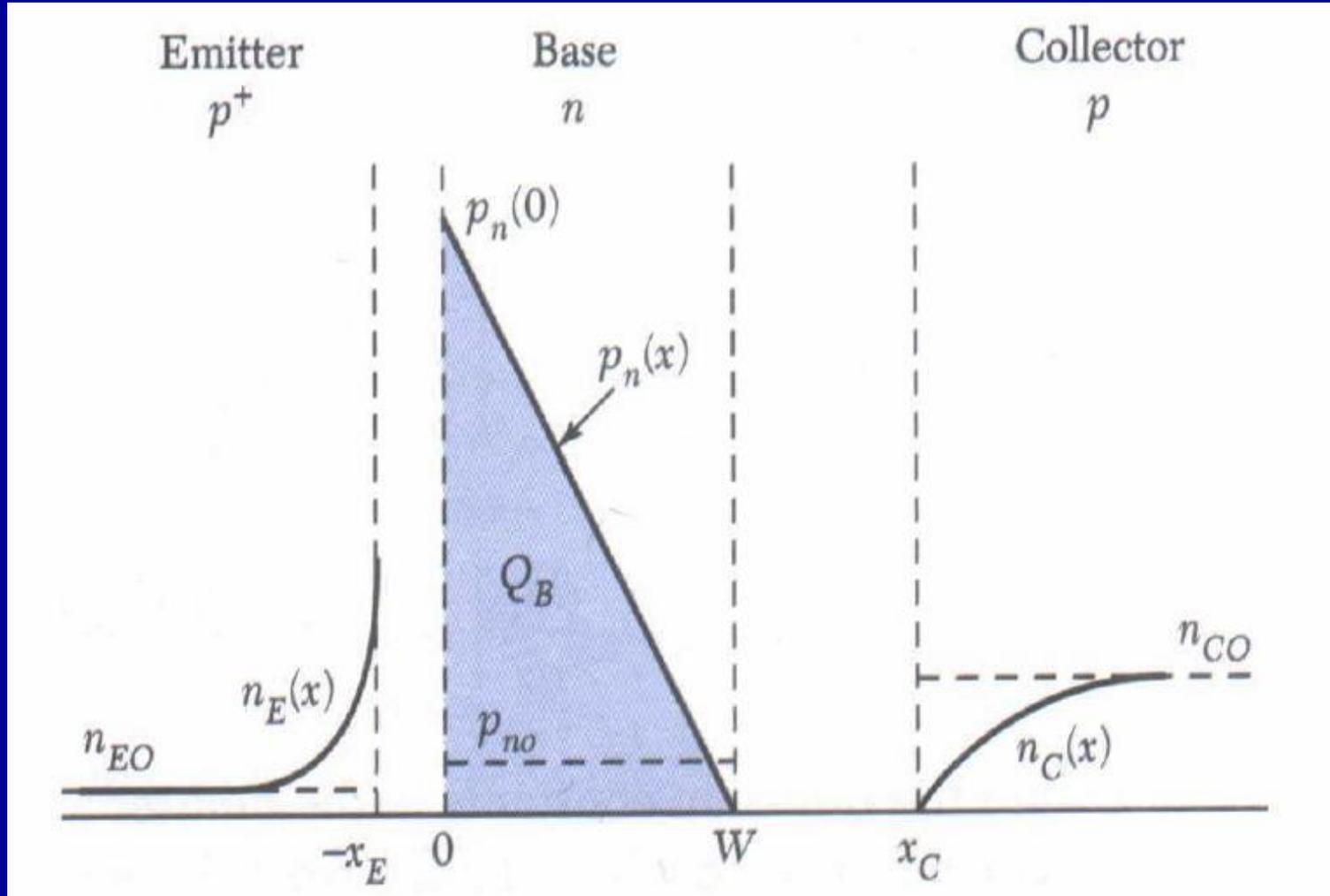
集电区少子的分布表达式

$$n_C(x) - n_{C0} = n_{C0} (e^{qV_{CB}/kT} - 1) \cdot e^{-(x_C - x)/L_{nC}}$$

通过集电结的电子电流密度为

$$J_{nC} = J_{nC}(x) \Big|_{x=x_C} = -\frac{qD_{nC}n_{C0}}{L_{nC}} (e^{qV_{CB}/kT} - 1)$$

PNP管各区的少子分布图



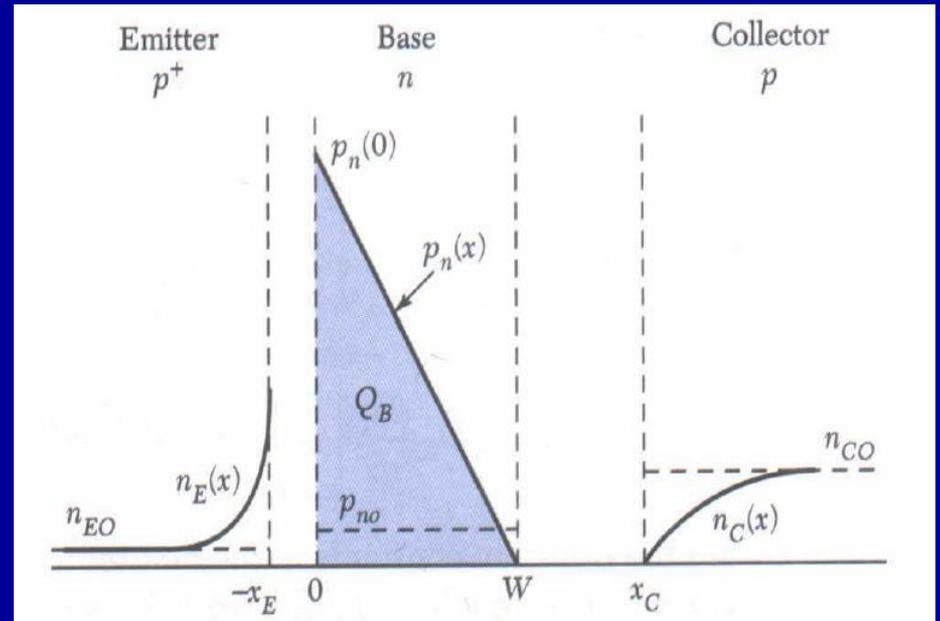
基区过剩载流子存储电荷

$$Q_B = qA \int_0^W (p_n(x) - p_{n0}) dx$$

- 当 $p_n(x) \gg p_{n0}$ 时

$$Q_B \cong \frac{qAW_B \times p_n(0)}{2}$$

即阴影部分面积



理想晶体管的IV特性方程

- 均匀基区P-N-P晶体管电流-电压方程:

$$I_E = A(J_{pE} + J_{nE}) = \left(\frac{qAD_{pB}p_{B0}}{L_{pB}} \operatorname{cth} \frac{W_B}{L_{pB}} + \frac{qAD_{nE}n_{E0}}{L_{nE}} \right) \cdot (e^{qV_{EB}/kT} - 1) - \frac{qAD_{pB}p_{B0}}{L_{pB}} \cdot \operatorname{csc} h \frac{W_B}{L_{pB}} (e^{qV_{CB}/kT} - 1)$$

$$I_C = -A(J_{pC} + J_{nC}) = -\frac{qAD_{pB}p_{B0}}{L_{pB}} \cdot \operatorname{csc} h \frac{W_B}{L_{pB}} (e^{qV_{EB}/kT} - 1) + \left(\frac{qAD_{pB}p_{B0}}{L_{pB}} \cdot \operatorname{cth} \frac{W_B}{L_{pB}} + \frac{qAD_{nC}n_{C0}}{L_{nC}} \right) (e^{qV_{CB}/kT} - 1)$$

$$I_B = I_E - I_C$$

$$I_E = a_{11} \left(e^{qV_{EB}/kT} - 1 \right) + a_{12}$$

$$a_{11} = qA \left(\frac{D_P p_{n0}}{W} + \frac{D_E n_{E0}}{L_{E0}} \right) \quad a_{12} = \frac{qAD_p p_{n0}}{W}$$

$$I_C = a_{21} \left(e^{qV_{EB}/kT} - 1 \right) + a_{22}$$

$$a_{21} = \frac{qAD_p p_{n0}}{W} \quad a_{22} = qA \left(\frac{D_p p_{n0}}{W} + \frac{D_C n_{C0}}{L_C} \right)$$

$$I_B = (a_{11} - a_{21}) \left(e^{qV_{EB}/kT} - 1 \right) + a_{12} - a_{22}$$

- 基区内总的少子存储电荷 $Q_B \cong \frac{qAW_B \times p_n(0)}{2}$

其中，

$$p_n(0) = p_{B0} e^{qV_{EB}/kT}$$

- 可得集电极电流的另一表达式：

$$I_C \cong \frac{qAD_{pB}p_{B0}}{W_B} e^{qV_{EB}/kT} = \frac{qAD_{pB}}{W_B} p_n(0) = \frac{2D_{pB}}{W_B^2} Q_B$$

- 因此，基区少子存储电荷又可表示为：

$$Q_B = \frac{W_B^2}{2D_{pB}} I_C = I_C \tau_B$$

讨论

晶体管三个极的电流和基区内的少子分布有关，理想晶体管的基本关系式为：

- ① 外加电压通过 $e^{qV/kT}$ 控制边界上的载流子浓度；
- ② 发射极和集电极电流由边界处的少子浓度梯度给出，这两个电流和基区存贮电荷成正比；
- ③ P-N-P晶体管的发射效率

$$\gamma_0 = \frac{I_{Ep}}{I_{Ep} + I_{En}} \cong \frac{\frac{D_{pB} p_{n0}}{W_B}}{\frac{D_{pB} p_{n0}}{W_B} + \frac{D_{nE} n_{E0}}{L_{pB}}} = \frac{1}{1 + \frac{D_{nE}}{D_{pB}} \cdot \frac{n_{E0}}{p_{B0}} \cdot \frac{W_B}{L_{pB}}} = \frac{1}{1 + \frac{D_{nE}}{D_{pB}} \cdot \frac{N_B}{N_E} \cdot \frac{W_B}{L_{pB}}}$$

- ④ 基区传输因子 $\alpha_T = \frac{I_{Cp}}{I_{Ep}} \approx \operatorname{sech}\left(\frac{W_B}{L_{pB}}\right) = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W_B}{L_{pB}}\right)^2$

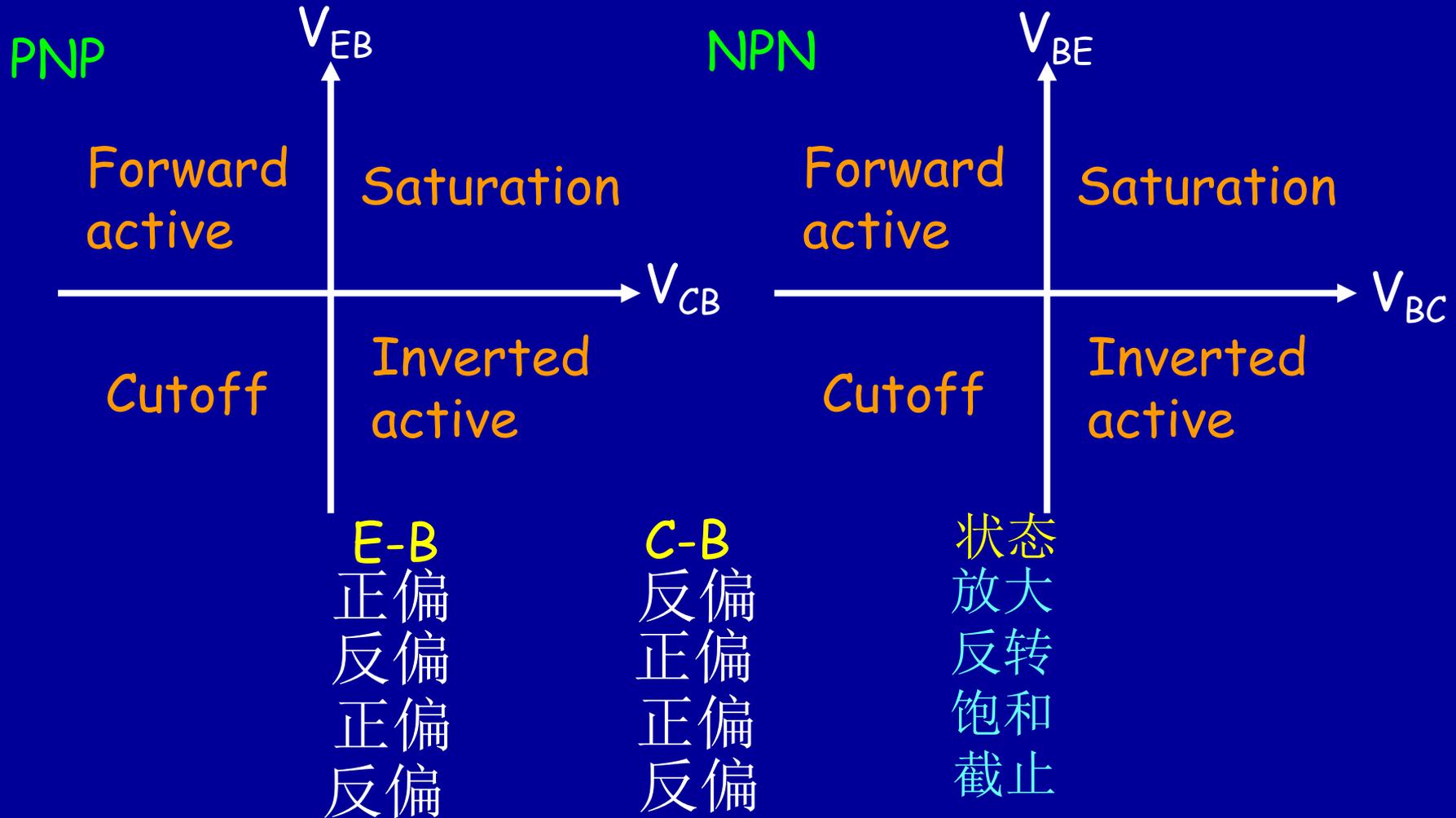
2、晶体管的工作状态

晶体管的工作状态取决于发射结、集电结上所加的电压极性。

- 放大状态： V_{EB} 正偏， V_{CB} 反偏；
- 饱和状态： V_{EB} 正偏， V_{CB} 正偏；
- 截止状态： V_{EB} 反偏， V_{CB} 反偏；
- 反转状态： V_{EB} 反偏， V_{CB} 正偏；

饱和状态时，晶体管处于小偏置电压、大输出电流情况，即导通状态。截止状态时，基区内无存贮电荷，集电极电流接近0，即关断状态。反转状态时，电流增益小于放大状态，因为集电极掺杂浓度比基极浓度要低，因此发射效率也较低。

工作模式:

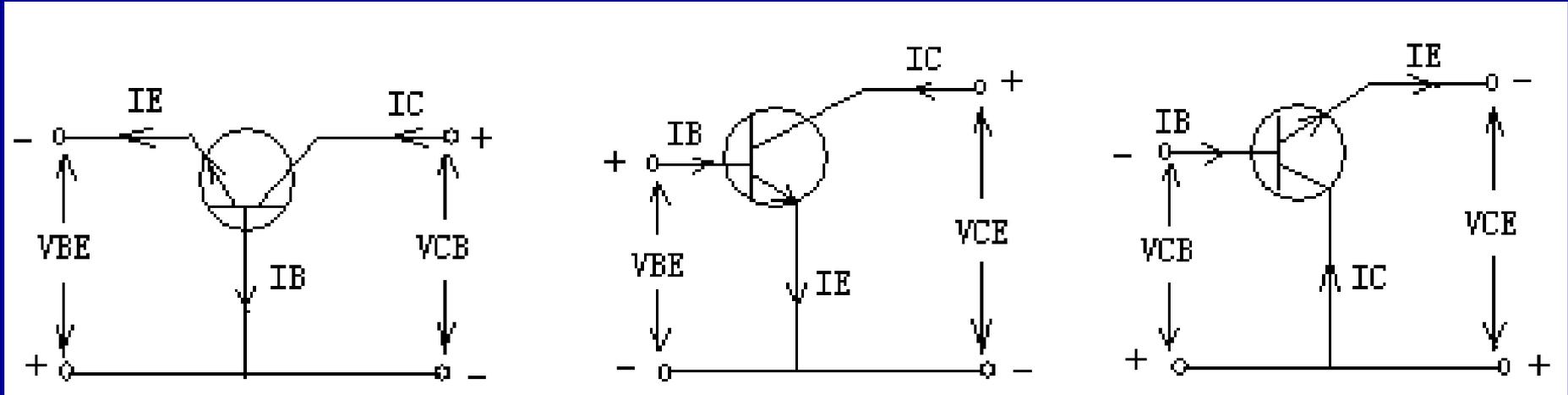


3、输入和输出特性曲线

- 晶体管应用在电路中可以有三种连接方式。这三种连接方式中应用最广的是共发射极连接，因为它具有大的电流增益和功率增益，电流增益定义为：

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} \Big|_{V_{CE}=C}$$

- 而共基极连接具有更高些的截止频率。
- 共集电极连接运用很少。故在此主要讨论共基极和共发射两种连接，以NPN管为例。



(a)

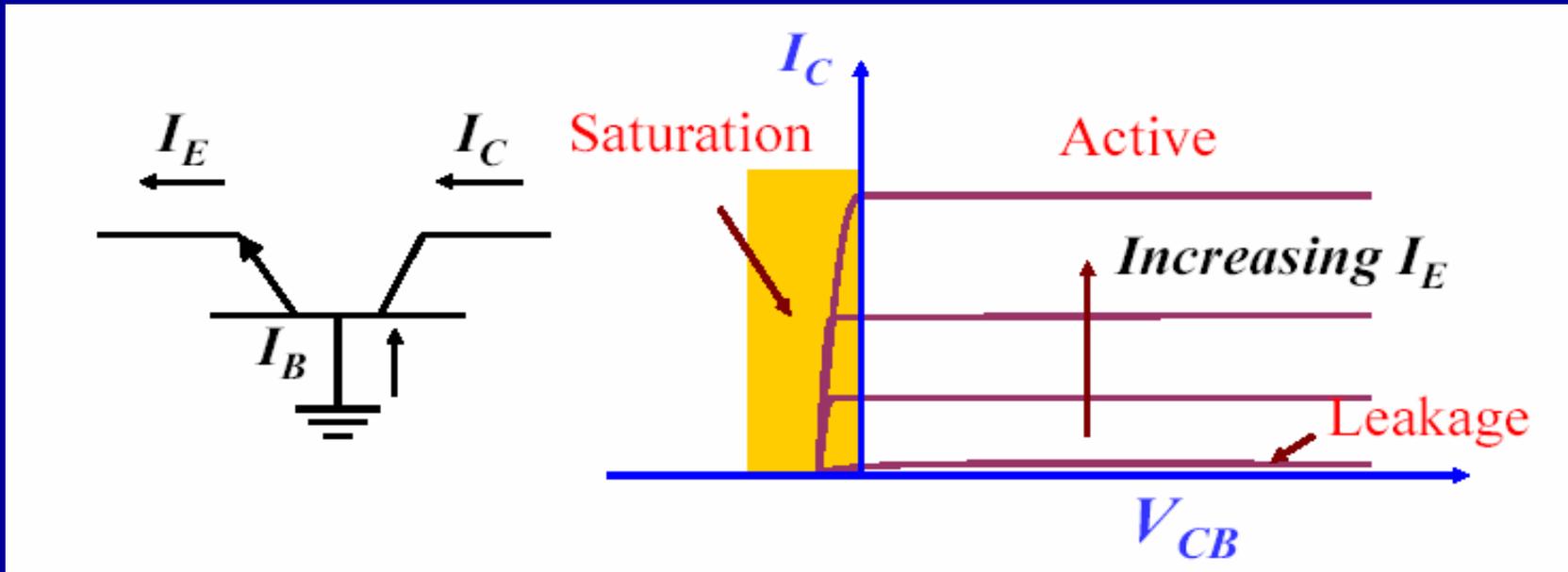
(b)

(c)

NPN晶体管(a)共基极、(b)共发射极和(c)共集电极三种连接法

NPN晶体管共基极输入输出特性

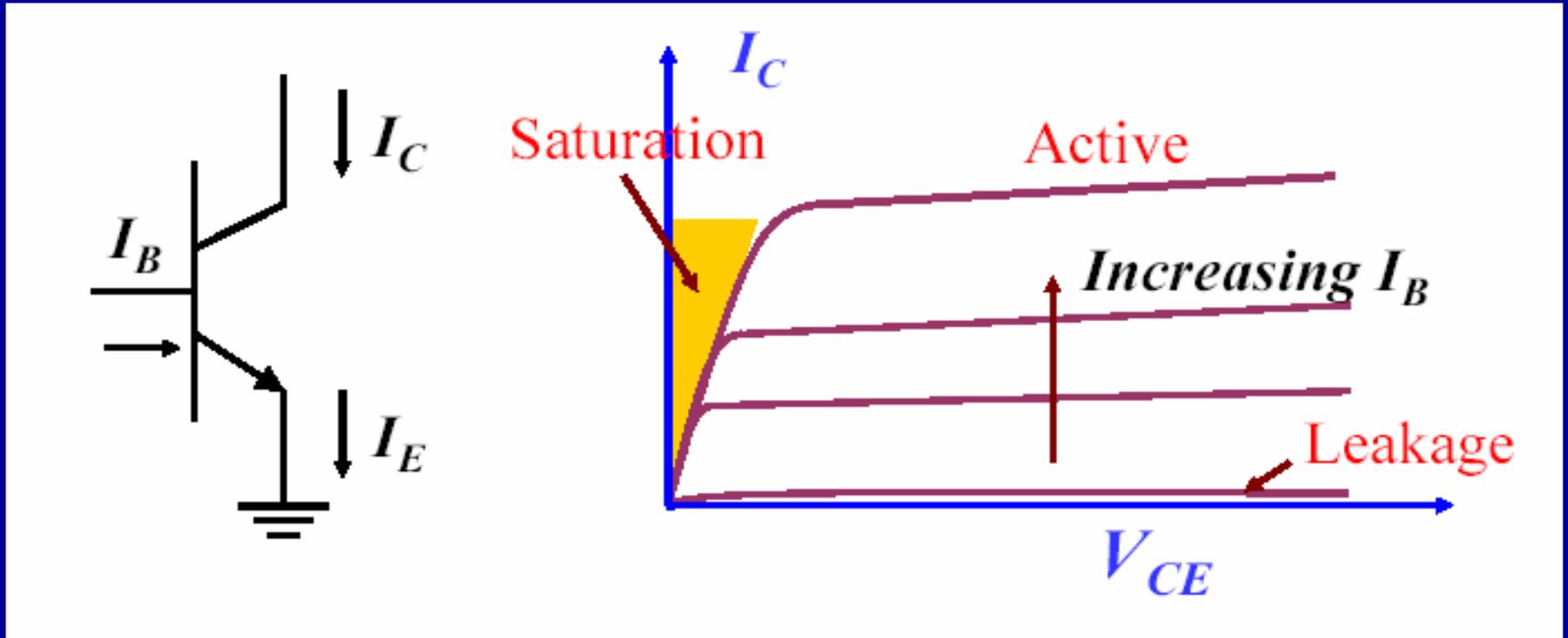
- 输入特性： I_E 随 V_{BE} 指数上升，与正向P-N结特性一致，随着 V_{CB} 增加， I_E 随 V_{BE} 而上升得更快，这是由于基区宽度 W_B 随 V_{CB} 增加而减小，从而导致 I_E 增大。
- 输出特性： $I_E=0$ 时 $I_C=I_{CBO}$ ，即集电结反向饱和电流。 I_C 按 αI_E 的规律随 I_E 而增加，若 I_E 一定， I_C 基本上不随 V_{CB} 变化，在 V_{CB} 下降到0以后 I_C 才逐步下降到0，这是由于只有当集电结处于正偏状态后，才能阻止由发射区注入基区的空穴流向集电区。此时，晶体管进入饱和区。



- NPN晶体管共基极接法输出特性曲线

NPN晶体管共发射极输入输出特性

- 输入特性：与正向P-N结特性一致，随着 V_{CE} 增加， I_B 减小。这是由于增加 V_{CE} 会使 W_B 减小，基区中的复合电流减小，从而使 I_B 减小；至于 $V_{BE}=0$ 时， I_B 不为0，这是由于此时 $V_{CB}\neq 0$ ，集电结有 I_{CBO} 流过，使 $I_B = -I_{CBO}$ 。
- 输出特性：当 $I_B=0$ 时，流过晶体管的电流为 I_{CEO} ，随着 I_B 增加， I_C 以 βI_B 的规律上升；且随着 V_{CE} 增加 I_C 略上升，这是由于Early效应（ W_B 减小而使 β 增大）的结果；当 V_{CE} 减小到一定值（对硅管来说，该值约为0.7V）而使集电结转为正偏后， I_C 迅速下降，此时，晶体管进入饱和区。



- NPN晶体管共发射极接法输出特性曲线

- 晶体管输出特性分为三个区域：I为线性工作区，II为饱和区，III为截止区。
- I区工作的晶体管，发射结处于正偏，集电结处于反偏；II区工作的晶体管，发射结和集电结均处于正偏；III区工作的晶体管，发射结和集电结都为反偏。

4、理想特性的修正效应

(1) 缓变基区晶体管

- 热平衡下，中性基区内将存在一个自建电场来抵消由于基区杂质浓度梯度分布而引起的扩散电流。
- 在放大偏置状态下，所注入的少数载流子不仅有扩散运动，还有由基区内建电场引起的漂移运动。
- 内建电场的主要作用是减少注入少数载流子渡越基区所需的时间，从而改善晶体管的高频特性。
还可以减小少数载流子在基区的复合，从而改善基区的传输因子。

基区内建电场的表达式

基区中自建电场对电流的贡献，平衡时，基区内多子电流为零。即

$$J_{nB} = q\mu_{nB}n_{B0}(x)\varepsilon_B(x) - qD_{nB}\frac{dn_{B0}(x)}{dx} = 0$$

$$\varepsilon_B(x) = \frac{kT}{q} \frac{1}{N_B(x)} \frac{dN_B(x)}{dx}$$

- 双扩散管中，基区杂质分布一般满足高斯分布或余误差分布，都可以近似为指数分布。即：

$$N_B(x) = N_B(0)e^{-\eta \frac{x}{W_B}}$$

其中， η 是由基区两边的杂质浓度比值决定的一个常数，称为场因子。

$$\eta = \ln \frac{N_B(0)}{N_B(W_B)}$$

基区内建电场的表达式为：

$$\mathcal{E}_B = \frac{-kT}{q} \cdot \frac{\eta}{W_B}$$

式中负号表示的是方向，即自建电场方向与x定义的方向相反。

- 基区中少子分布与电场因子 η 有密切关系， $\eta=0$ 相当于均匀基区， η 越大，基区电场越强。基区中大部分区域的少子浓度梯度较小，只有在近集电结处少子浓度梯度才增大。

- 推导缓变基区的少子分布和各区少子电流时有两种方法：
 - (1) 求解包括漂移分量在内的少子连续性方程，得到少子分布和少子电流分布从而导出缓变基区晶体管的I-V方程，这种方法精确，但过程繁杂。
 - (2) 忽略少子在基区输运过程中的复合损失，认为基区少子电流近似为常数 ($W_B \ll L_{pB}$)，这种近似方法广泛采用。
- 利用近似方法，代入基区少子电流表达式，可得：

$$\begin{aligned}
 J_{pB} &= qD_{pB} \left(\frac{p_B(x)}{N_B(x)} \cdot \frac{dN_B(x)}{dx} + \frac{dp_B(x)}{dx} \right) \\
 &= qD_{pB} \frac{1}{N_B(x)} \frac{d}{dx} (N_B(x) \cdot p_B(x))
 \end{aligned}$$

- 忽略基区复合，设少子扩散系数为常数，及放大状态下， $p_n(W)=0$ ，可得小注入条件下基区少子分布和少子电流的表达式：

$$p_B(x) = \frac{I_{Ep}}{AqD_{pB}N_B(x)} \int_{W_B}^x N_B(x) dx$$

$$I_{pB} = \frac{AqD_{pB}n_i^2 e^{qV_{EB}/kT}}{\int_{W_B}^x N_B(x) dx}$$

- 上面两式中的积分代表单位面积基区的杂质总量，称为古麦尔数(Gummel)，即

$$Q_{GB} = \int_0^{W_B} N_B(x) dx$$

- 同理可求出发射区的少子电流（发射区中杂质分布也是缓变的）：

$$\mathcal{E}_E = \frac{-kT}{q} \cdot \frac{1}{N_E} \frac{dN_E(x)}{dx}$$

$$I_{nE} = \frac{-AqD_{nE}n_i^2 e^{qV_{EB}/kT}}{\int_{-W_E}^{-x_E} N_E(x) dx}$$

发射区的古麦尔数： $Q_{GE} = \int_{-W_E}^{-x_E} N_E(x) dx$

- 对于集电区，仍为均匀掺杂，与理想晶体管的结果相同：

$$I_{nC} = -\frac{qAD_{nC}n_{C0}}{L_{nC}} (e^{qV_{CB}/kT} - 1) \approx \frac{qAD_{nC}n_{C0}}{L_{nC}}$$

- 缓变基区PNP晶体管I-V方程:

$$I_E = (I_{pE} + I_{nE}) = \left(\frac{qAD_{pB}n_i^2}{Q_B} + \frac{qAD_{nE}n_i^2}{Q_E} \right) \cdot e^{qV_{EB}/kT}$$

$$I_C = -(I_{pC} + I_{nC}) = -\frac{qAD_{pB}n_i^2}{Q_B} \cdot e^{qV_{EB}/kT} - \frac{qAD_{nC}n_{C0}}{L_{nC}}$$

$$I_B = I_E - I_C$$

- 对于均匀掺杂基区，

$$Q_{GB} = W_B N_B$$

- 只要在理想晶体管推导出的I-V公式中，以 Q_{GB} 代替 $W_B N_B$ ，即可从均匀基区过渡到缓变基区的情形。

• 缓变基区对直流电流增益的影响

(1) 注入效率

$$\gamma_0 = \frac{1}{1 + \frac{D_{pE} \cdot Q_B}{D_{nB} \cdot Q_E}}$$

(2) 基区输运系数

$$\alpha_{T0} = 1 - \frac{1}{\lambda} \left(\frac{W_B}{L_{nB}} \right)^2$$

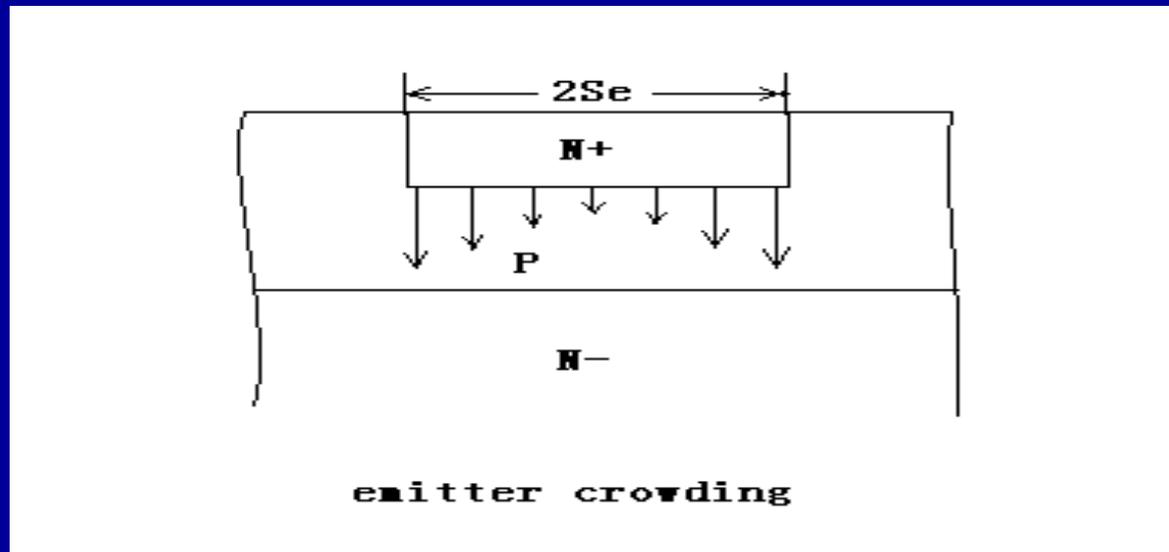
$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\eta - 1 + e^{-\eta}}{\eta^2}$$

$\eta \rightarrow 0$ 时， $\lambda=2$ ，对应均匀基区

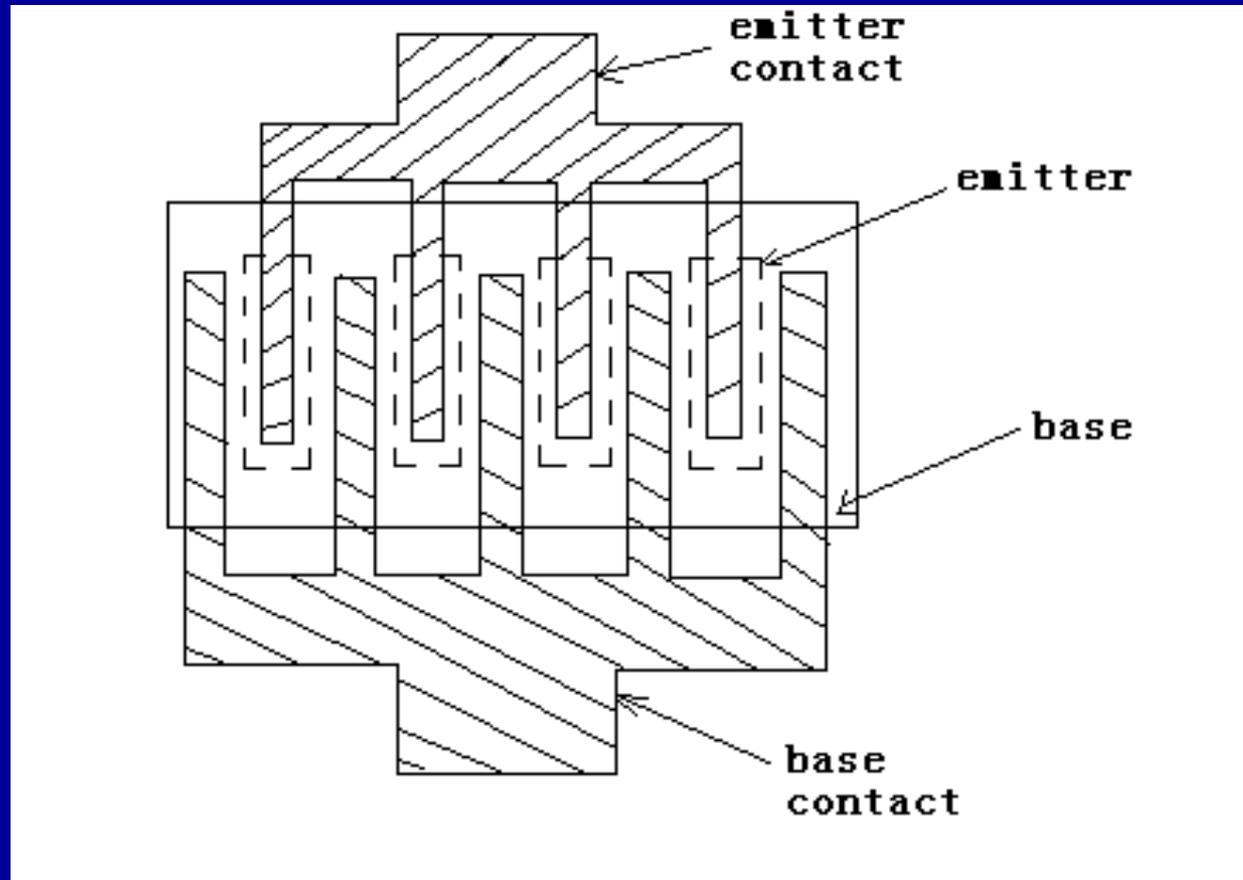
(2) 发射极电流集边效应

为获得高的电流增益，基区宽度必须窄，因此基区电阻可能较高，基区与发射极有两个接触，称为双基极条，电子流向发射区中心。发射区的正下方与结面平行，与之相应的电阻为基区扩展电阻： $r_{bb'}$ ，其上的横向电压为

$$V_{bb'} = I_B r_{bb'}$$



- 由于晶体管中存在着基区扩展电阻，因此当基极电流流过时，就会在基区中产生横向压降，从而使实际加在E、B结上的正向偏压从基极电极到结接触面逐渐减小，使注入电流密度从边缘至中央指数下降，因此发射结中心部分的电流密度远小于边缘部分，即发射极电流主要集中在发射极的边缘部分，这种现象称为发射极电流集边效应。
- 由于发射极电流集边效应，发射极电流基本上同发射区的周长成正比，而不是同它的面积成正比。
- 所以，降低发射极电流集边效应最有效的方法是使电流分布在一个相当大的边缘上，如采用周长/面积比很高的梳状结构。



$$L_E/A_E$$

Principle of Semiconductor Devices

(3) Early效应（厄尔利效应，又称基区宽度调制效应）

当改变基极—集电极偏压时，集电结耗尽区宽度随之改变，因而也引起中性基区宽度 W_B 的变化，这种现象称为基区宽度调制，也称Early效应。

- 对合金管，集电结为单边突变结，基区掺杂最低，势垒区完全扩展在基区内。
- 对双扩散管，集电区掺杂小于基区掺杂，扩展集中在集电区内。
- 定义厄尔利电压 V_A ：

$$V_A \equiv \frac{\int_0^W N_B(x) dx}{N_B(W) \times \frac{\partial W}{\partial V_{CB}}}$$

- 基区掺杂越低， $\frac{\partial W}{\partial V_{CB}}$ 越大， V_A 也越小，Early效应越显著； V_A 越大，基区宽度调制效应的影响越小，理想情况下， $V_A \rightarrow \infty$ 。

- 对均匀基区：
$$x_B = \left(\frac{2\varepsilon_S V_{CB}}{qN_B} \right)^{\frac{1}{2}}$$
 W_{B0} 表示 $x_B = 0$ 时的基区宽度

$$V_A = \frac{qN_B W_{B0} x_B}{2\varepsilon_S} \left(1 - \frac{x_B}{W_{B0}} \right)^3$$

- 对缓变基区：
$$V_A = \frac{qaW_{B0} x_B^2}{16\varepsilon_S} \left(1 - \frac{x_B}{W_{B0}} \right)^3$$

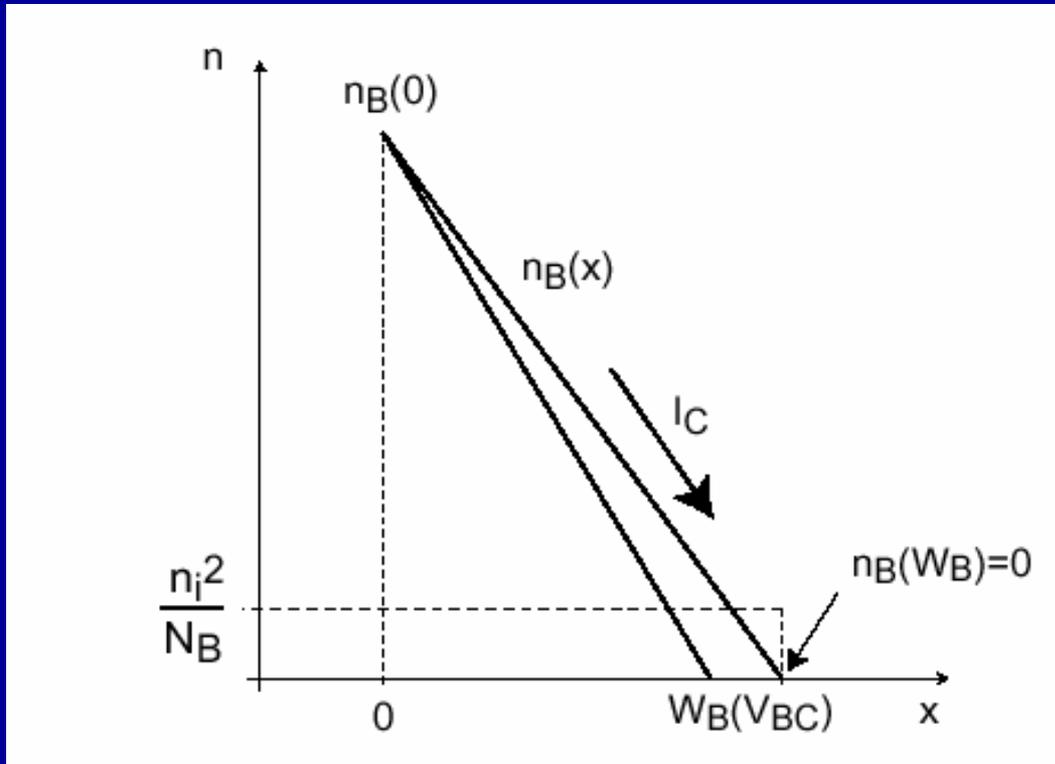
- 基区宽度调制影响器件特性的表现之一是集电极电流随偏压变化。
- 共射极接法的集电极电流：一个很小的基极电流可以引起很大的集电极电流。理论上，当 $V_{EC} > 0$ 时，对给定的基极电流 I_B ，集电极电流 I_C 不依赖于 V_{EC} 。但实际上， I_C 随 V_{EC} 的增加而增加。这种集电极电流不饱和现象可以用厄尔利效应来解释。

$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} = \frac{\gamma \alpha_T}{1 - \gamma \alpha_T} \approx \frac{\alpha_T}{1 - \alpha_T} = \frac{2L_p^2}{W_B^2}$$

$$\beta_0 \propto W_B^{-2}$$

- 当 V_{EC} 增加时，基区宽度 W_B 减小，导致 β_0 增加，故 I_C 增大。

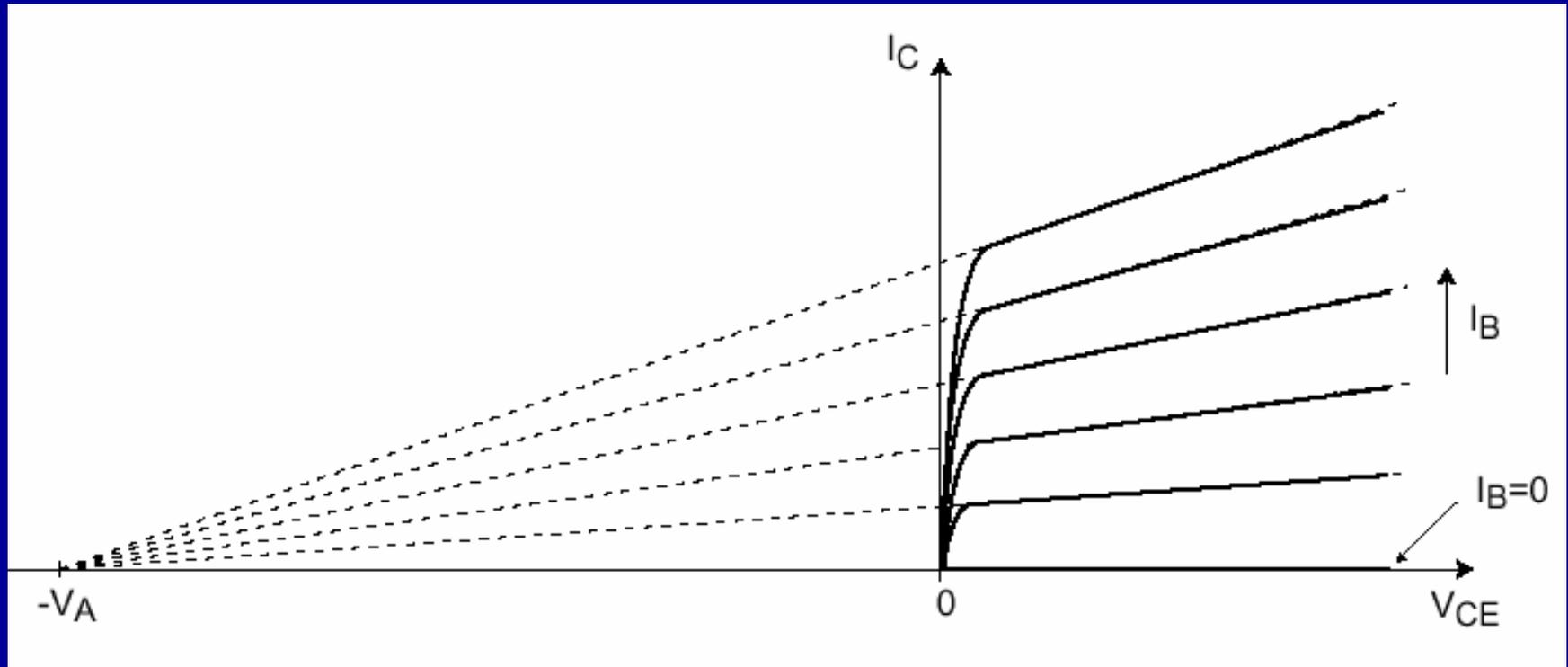
Early effect: impact of V_{CB} on $W_B \Rightarrow I_C = I_C(V_{CB} \uparrow) \uparrow$



V_{CB} 越负, $W_B(V_{CB}) \downarrow \Rightarrow I_C(V_{CB}) \uparrow$

注意: $\frac{dW_B}{dV_{CB}} > 0$

利用共发射极输出特性曲线的切线来确定 V_A :



(4) Kirk效应（柯克效应，又称基区展宽效应）

- 在大电流密度工作下的晶体管基区将会发生扩展，这一现象是柯克于1962年首先提出来的，所以也被称为柯克效应。由于现代大功率晶体管都是用扩散工艺制造，所以下面的讨论都是针对缓变基区晶体管的。
- 在放大工作状态下，理想晶体管假定边界处的少子浓度为0，但实际上存在少子浓度。空穴浓度在中性基区内被多子电子中和，但在耗尽区内将改变正负电荷层的浓度。若维持集电结偏压不变，则负电荷层减小，正电荷层宽度增加，整个耗尽区向衬底区移动，中性基区趋于加宽。一定条件下，中性基区宽度超过扩散时形成的原始基区宽度，这种现象称为基区展宽效应，又称Kirk效应。

(5) 产生复合电流效应

- 实际晶体管在反向偏压下，集电区—基区内耗尽层存在产生电流，而发射区—基区正偏，耗尽层内有复合电流。
- 如果产生电流在 I_{CBO} 中起支配作用，对突变的集电结， I_{CBO} 随 V_{BC}^2 增加，对线性缓变的集电结， I_{CBO} 随 V_{BC}^3 增加，同时 $I_{CEO} \sim \beta_0 I_{CBO}$ 也增加。
- 在小电流下，复合电流占支配作用，

$$I_B \sim e^{\frac{qV_{EB}}{mkT}} \quad m \approx 2。$$

I_C 是由注入基区的空穴扩散到集电区形成的空穴电流，不受发射区—基区的复合电流影响。

(6) 大注入效应

(a) 基区电导调制效应

以PNP晶体管为例：

由基区电中性要求，基区中多子与少子分布相同，即满足： $dn_B(x)/dx=dp_B(x)/dx$ 和

$$n_B(0)=n_{B0}+p_B(0)$$

基区多子（电子）浓度可以用下式表示：

$$n_B(x) = p_B(x) + n_{B0} = p_B(x) + N_B$$

考虑到基区大注入的少子对多子分布带来的影响后，基区电导率为

$$\sigma_B' = q\mu_{nB}(N_B + p_B(x))$$

若只考虑基区靠近发射结附近的电导率可近似为：

$$\begin{aligned}\sigma_B' &= q\mu_{nB}[N_B + p_B(0)] \\ &= q\mu_{nB} \cdot N_B \cdot \left(1 + \frac{p_B(0)}{N_B}\right) = \sigma_B \left(1 + \frac{p_B(0)}{N_B}\right)\end{aligned}$$

对应电阻率为：

$$\rho_B' = \rho_B / \left(1 + \frac{p_B(0)}{N_B}\right)$$

式中的 $p_B(0)/N_B$ 称为注入比。

随着注入的加大， $p_B(0)$ 不断加大，基区电导率 σ_B' 相应地不断上升，电阻率不断下降。这一现象被称为基区电导调制效应。

(b) 大注入自建电场

- 大注入时，由于电子（多子）浓度梯度的存在，必定会向集电结方向扩散，集电结上加的是反向偏压，它阻止电子流向集电区，因此在集电结的基区侧有电子积累，由于扩散运动，在发射结的基区侧电子浓度将降低，从而在基区中产生由发射结指向集电结的电场 ε_B ，这一自建电场称为大注入自建电场。它同时改变了基区少子分布。
- 基区电子和空穴的电流方程应为：

$$I_{nB} = qA\mu_{nB} \cdot \varepsilon_B n_B(x) + qAD_{nB} \cdot \frac{dn_B(x)}{dx}$$

$$I_{pB} = qA\mu_{pB} \cdot \varepsilon_B p_B(x) - qAD_{pB} \frac{dp_B(x)}{dx}$$

- 由于多子电流为0，即 $I_{nB}=0$ 。大注入引起的自建电场形成的多子漂移电流和浓度梯度引起的多子扩散电流相等，即自建电场阻止多子（电子）的扩散。由此可得，

$$\mathcal{E}_B = -\frac{kT}{q} \frac{1}{n_B} \frac{dn_B}{dx} = \frac{N_B}{N_B + p_B} \cdot E_B + \frac{kT}{q} \frac{1}{N_B + p_B} \frac{dp_B}{dx}$$

式中，

$$E_B = -\frac{kT}{q} \frac{1}{N_B} \frac{dN_B}{dx}$$

E_B 为基区自身掺杂分布形成的内建电场。

§ 3.3 晶体管模型

- 晶体管内部物理过程非常复杂，而在电路应用中，只需要关心器件的端特性。如果用一些基本的元件构造一个端网络，与晶体管的端网络相同，称为晶体管的等效电路或模型。因此在不同的应用场合可以有不同的模型。从构造途径划分可以分为两类：
 - (1) 由器件物理分析给出，称为物理模型，其物理意义明确，反映了器件内部的物理过程；
 - (2) 从应用角度出发，将器件视为“黑匣子”，不管其内部发生的过程，仅根据器件的端特性来构造模型，称为电路模型，这类模型的参数也可以与晶体管的内部参数联系起来。

- 多年来，在SPICE之类的电路模拟器中，概括双极型晶体管的电学特性模型主要有E—M模型（J. J. Ebers—J. L. Moll）和G—P模型（Gummel—Poon）。
- 其中E—M模型使器件的电学特性和器件的工艺参数相联系。
- 而G—P模型则是建立在器件电学特性和基区多子电荷相联系的基础之上的。

1. 物理模型

- 为了模拟双极晶体管特性，可以使用各种模拟工具对电子、空穴分布、电场、电流等进行物理计算。一维模型在许多情况下有效，但是电流集边效应、边缘泄漏特性、发射极周边电容等，从本质上讲要用二维或三维模型来分析。对于硅基器件，通常用基于扩散-漂移-迁移机制的计算公式就足够了，但在计算一些与尺寸有关的特性时这些公式不再精确。对于III-V族HBT，上述运输机制的模拟精度会进一步受到影响。使用蒙特卡罗模拟是比较精确的，但是需要大量的计算。因而引入了流体动力学或能量平衡模拟，模拟的精度较差但计算较简单。

- 埃伯斯—莫尔模型（EM模型）是1954年由J. J. Ebers和J. L. Moll首先提出的，属于晶体管的物理模型，其模型参数能较好反映物理本质且易于测量。基本思想是晶体管可以认为是基于正向的二极管和基于反向的二极管的叠加。

$$I_F = I_{F0} \left(e^{\frac{qV_{EB}}{kT}} - 1 \right)$$

I_{F0} 为正向二极管的饱和电流

$$I_R = I_{R0} \left(e^{\frac{qV_{CB}}{kT}} - 1 \right)$$

I_{R0} 为反向二极管的饱和电流

$$I_E = I_F - \alpha_R I_R$$

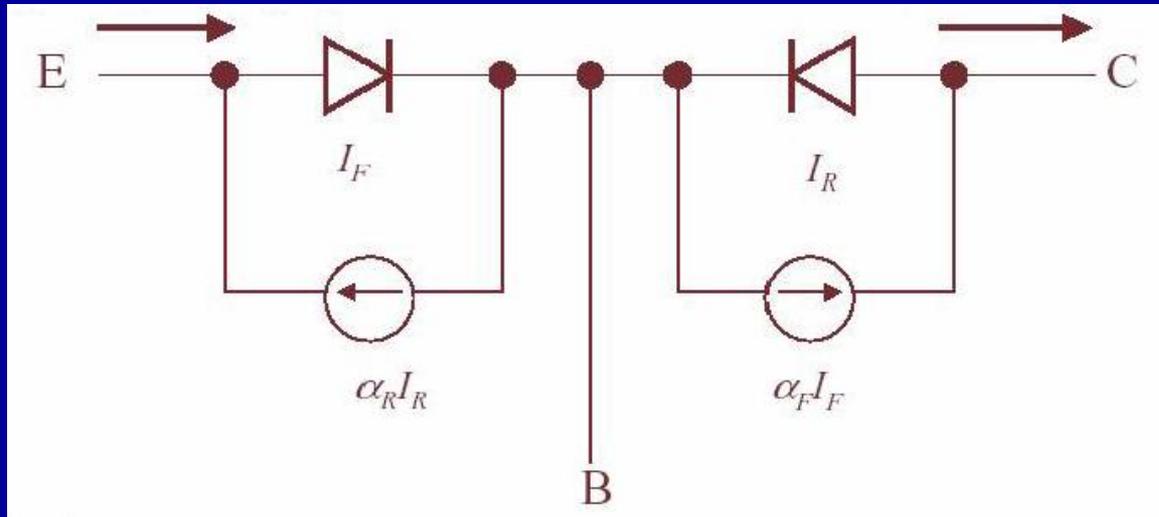
$$I_C = \alpha_F I_F - I_R$$

$$I_B = (1 - \alpha_F) I_F + (1 - \alpha_R) I_R$$

基本E-M模型的等效电路

$$I_E = I_F - \alpha_R I_R$$

$$I_C = \alpha_F I_F - I_R$$



$$I_F = I_{F0} \left(e^{qV_{EB}/kT} - 1 \right)$$

$$I_{F0} = qAn_i^2 \left[\frac{D_E}{L_E N_E} + \frac{D_B}{WN_B} \right]$$

$$I_R = I_{R0} \left(e^{qV_{CB}/kT} - 1 \right)$$

$$I_{R0} = qAn_i^2 \left[\frac{D_B}{WN_B} + \frac{D_C}{L_C N_C} \right]$$

基本的E-M模型表达式

$$I_E = I_F - \alpha_R I_R$$

$$I_C = \alpha_F I_F - I_R$$

$$I_B = I_E - I_C = (1 - \alpha_F) I_F + (1 - \alpha_R) I_R$$

$$I_S = \alpha_F I_{F0} = \alpha_R I_{R0} = \frac{qAn_i^2 D_B}{WN_B}$$

$$\beta_F = \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F}$$

$$\beta_R = \frac{\alpha_R}{1 - \alpha_R}$$

- 由此得到基本的EM模型：

$$I_E = -I_{F0} \left(e^{\frac{qV_{EB}}{kT}} - 1 \right) + \alpha_R I_{R0} \left(e^{\frac{qV_{CB}}{kT}} - 1 \right)$$

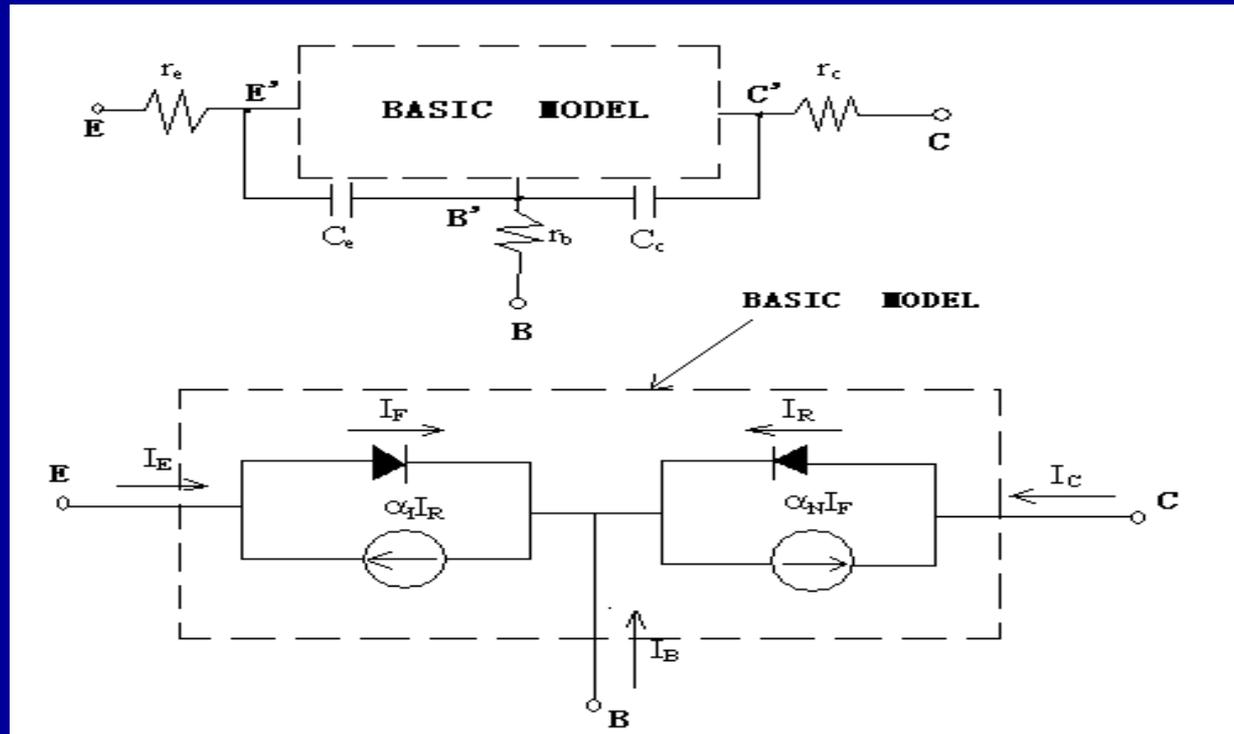
$$I_C = \alpha_F I_{F0} \left(e^{\frac{qV_{EB}}{kT}} - 1 \right) - I_{R0} \left(e^{\frac{qV_{CB}}{kT}} - 1 \right)$$

由上面两式可得，

$$I_{F0} = \frac{I_{EBO}}{1 - \alpha_F \alpha_R} \quad I_{R0} = \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_F \alpha_R}$$

式中 I_{EBO} 和 I_{CBO} 分别为集电极开路时发射极饱和电流和发射极开路时的集电极饱和电流。

为了改善模型的精确度，在基本模型基础上加串联电阻和耗尽层电容的改进模型。



Ebers-Moll Model

Principle of Semiconductor Devices

- 还可以考虑在内部发射极和集电极两端之间加上额外的电流源来包括厄而利效应。
- 还可以在基极引线上加上二极管以解释沿基极-发射极结的两维电流拥挤效应。
- 总结：器件模型越精确，所需模型参数就越多，器件模型就越复杂。

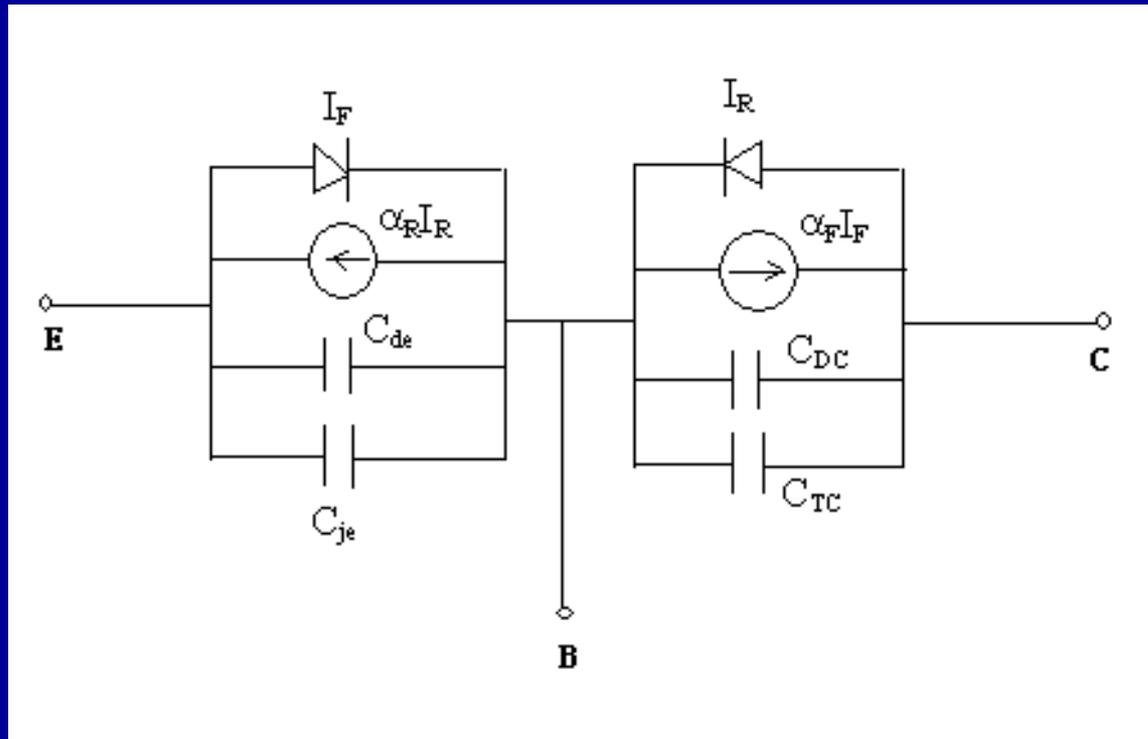
2. 电路级模型

- Gummel—Poon模型(G—P模型)的主要特点是把晶体管的电学特性（结电压、集电极电流等）和基区多子电荷联系在一起。

$$Q_B = qA \int_{x_E}^{x_C} p(x) dx$$

$$Q_B = Q_{B0} + Q_{jE} + Q_{jC} + Q_{dE} + Q_{dC}$$

其中 Q_{B0} 为热平衡时基区的多子电荷总量。 Q_{jE} 代表发射结正偏时其耗尽区宽度变化而使基区多子电荷增加的数量， Q_{jC} 代表集电结正偏时其耗尽区宽度变化而使基区多子电荷增加的数量， $Q_{dE} + Q_{dC}$ 代表基区中存储电荷的数量。



Gummel-Poon Model

$$\left(I_B = \frac{dQ_B}{dt} + I_{rec} \right)$$

讨论

- 1、Gummel—Poo模型不能很好描述电流集边效应，电流集边效应对硅双极晶体管是重要的问题，为了部分的考虑这些效应，SPICE模型提供一个表达式来描述基区电阻随正向电流的变化。
- 2、用电荷控制模型描述晶体管的瞬态行为，只能是一种近似。特别是，瞬态电荷的分布与由电荷控制模型得到的稳态分布是不同的。
- 3、为了精确描述晶体管的基区电阻和集电结电容，需要使用分布电阻—电容网络。为简化起见，Gummel—Poon模型只考虑了单一的基极电阻，而器件的大部分电容必须通过该电阻进行充电，在更精确的模型中，基区被分成几部分，分别定义了不同的串联电阻和相关的电容。

- 4、双极晶体管中的电流密度可能会很大，这样电流流过器件时会产生很可观的热量，由于晶体的各种特性强烈依赖于温度的变化，自加热效应将对测量的特性产生影响。这对于III-V族器件尤为重要，因这种器件基区的电阻率高从而要求的发射区宽度也大。而且III-V族材料的导热率比硅低。为了计及自加热效应，可以考虑附加一个与晶体管有关的热电路。
- 5、考虑串联电阻等影响后，模型可以十分精确，但所需参数多达25个。
因此为了对特定电路进行分析，必须在精确度和模型复杂性之间进行折衷考虑。

§ 3.4 频率特性

- 晶体管在实际应用中大都是用来放大交流信号，特别是随着现代电子技术的发展，越来越多地被用于高频、超高频和微波领域，但当信号频率升高时，晶体管的放大特性要发生变化，如电流增益减小，相移增加等，这些变化的主要原因是势垒区电容及扩散电容的充放电。

1. 频率参数
2. 晶体管的小信号等效电路
3. 频率—功率限制

(1) 频率参数

- 在低频工作时，电流增益不随频率变化。但工作在高频时，电流增益明显下降，且随着频率的增高，电流增益一直降下去，直到器件失去放大能力。为了描述增益随频率变化的限制，引入下列电流增益的频率特征参数。
- 共基极截止频率 f_{α} ：定义为当电流增益随频率升高而下降到低频增益的 $1/\sqrt{2}$ 倍时所对应的频率，即 α 下降到 $1/\sqrt{2}\alpha_0$ 时频率。
- 共发射极截止频率 f_{β} ：定义为 β 下降到 $1/\sqrt{2}\beta_0$ 时的频率。
- 特征频率 f_T ：定义为 β 下降到1时（0db）的频率。

- 值得注意的是， $f > f_\beta$ 以后， β 随频率升高而下降是有规律的：

$$f \cdot |\beta| = \text{Const} = f_T$$

- 频率升高一倍，增益就下降一倍，即下降6db，其频率与增益的乘积保持为常数不变，因此 f_T 又称为增益一带宽乘积。可以在比 f_T 低很多的频率下测量 β 值来得到 f_T 。
- f_T 也是描述晶体管能起电流放大作用的最高极限频率。

$$f_T = \sqrt{\beta_0^2 - 1} f_\beta \approx \beta_0 f_\beta = \alpha_0 f_\alpha$$

$$f_\beta \ll f_T \leq f_\alpha$$

晶体管频率响应主要由载流子输运渡越时间决定的。

$$f = \frac{1}{2\pi\tau_{EC}} = \frac{1}{2\pi(\tau_E + \tau_B + \tau_d + \tau_C)}$$

式中 t_{EC} 为载流子从发射极流到集电极时依次经历的四个延迟时间之和，分别为发射结耗尽层充电时间、基区渡越时间、集电结耗尽层渡越时间、集电结电容充电时间。

- 晶体管频率特性的最重要限制是少数载流子通过基区的渡越时间。

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_B}$$

• 基区渡越时间

当基区少数载流子 $p_B(x)$ 以速度 $v(x)$ 穿越基区，产生基区传输电流 $I_{pB}(x) = A q p_B(x) v(x)$ 时， $v(x)$ 为基区少子的有效速度，以PNP管为例，则空穴穿越基区的时间为

$$\tau_B = \int_0^{W_B} \frac{dx}{v(x)} = \int_0^{W_B} \frac{A q p_B(x)}{I_{pB}(x)} dx$$

在基区宽度 $W_B \ll L_{pB}$ ，近似认为基区传输电流为常数即 $I_{pB}(x) \approx I_{pE} = A J_{pE}$ 时，基区少子分布用均匀基区和线性近似代入可得

$$\tau_B = \int_0^{W_B} \frac{A q p_B(0) \left(1 - \frac{x}{W_B}\right)}{I_{pE}} dx = \frac{W_B^2}{2D_{pB}}$$

提高晶体管特征频率 f_T 的途径

在一般的高频晶体管中，减小 τ_B 是提高 f_T 的主要因素：

- 1、降低晶体管的基区宽度 W_B ，提高基区电场因子 η ，增大基区少子扩散系数 D_{pB} 。
- 2、减小发射结面积以减小 C_{Te} 。
- 3、减小集电结的势垒宽度 x_{jC} ，即降低集电区电阻率，但它又与提高击穿电压有矛盾。为此，必须根据不同要求作适当选择。
- 4、减小集电极串联电阻 r_{cs} 及集电结势垒电容 C_{Tc} 。为此一是降低集电区电阻率和减小集电区厚度，以减小 r_{cs} （但这也与提高击穿电压的要求矛盾）；二是缩小结面积以降低 C_{Tc} 。

综合之，提高 f_T 的主要途径是：基区宽度要窄，扩散系数要大，应用有内建电场的缓变基区，减小结面积，适当降低集电区电阻率和厚度。

(2) 晶体管的小信号等效电路

- 晶体管是非线性器件，但对于小信号条件下的工作状态可以看作线性器件。因此，常用四端网络的等效电路来研究晶体管电学特性。
- 随着运用频率的提高，晶体管的各种电容效应开始起支配作用，故必须考虑势垒电容 C_{Te} 、 C_{Tc} 和发射结的扩散电容 C_{de} 的影响，也要考虑基极电阻 r_b 的作用，因为该电阻和电容组成的RC时间常数将会影响晶体管的高频性能。在高频时，由于 $r_c \gg 1/\omega C_{Tc}$ ，故 r_c 可以忽略。

- 跨导 g_m :

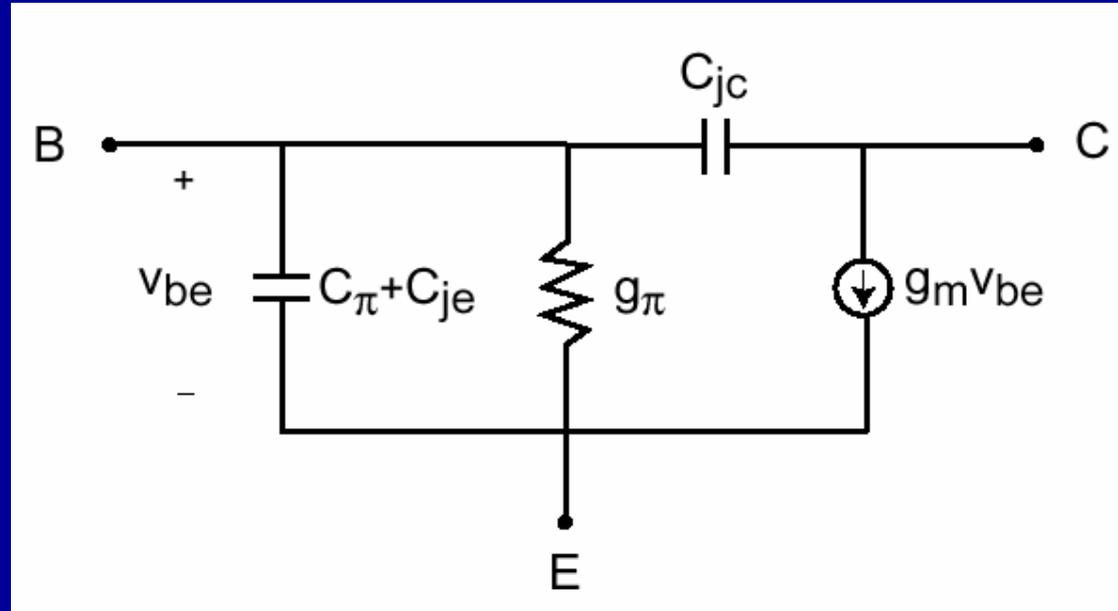
$$g_m \equiv \frac{\partial i_C}{\partial V_{EB}} \Big|_{V_{EC}} = \frac{qI_C}{kT}$$

- 输入电导:

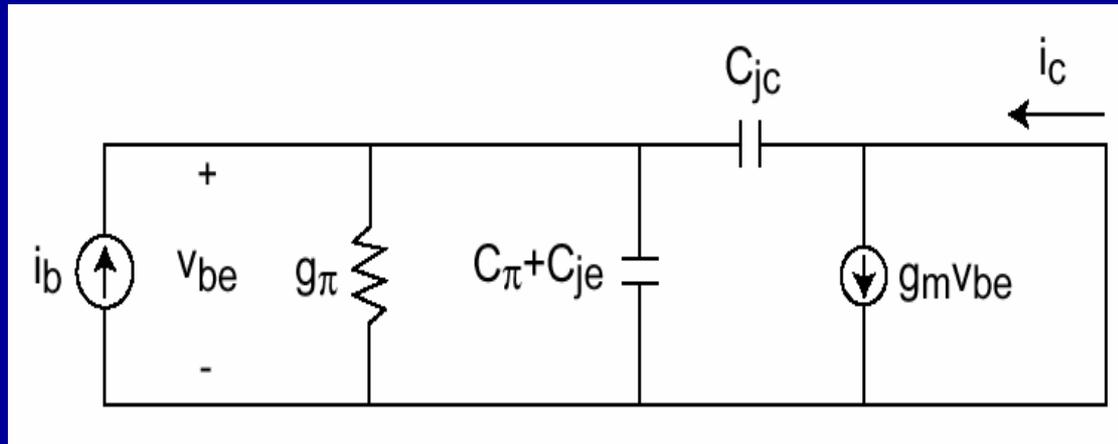
$$g_{EB} \equiv \frac{\partial i_B}{\partial V_{EB}} \Big|_{V_{EC}} = \frac{g_m}{\beta_0}$$

- 输出电导:

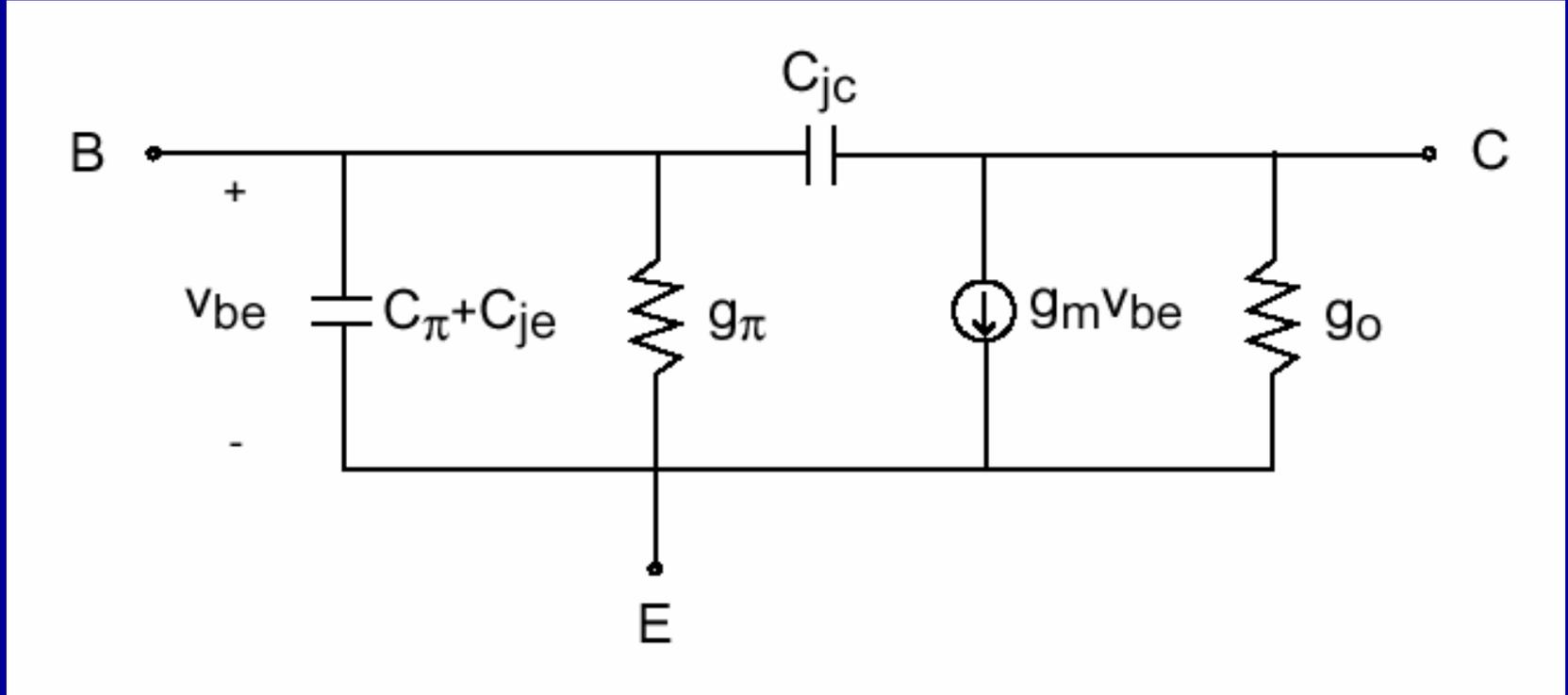
$$g_{EC} \equiv \frac{\partial i_C}{\partial V_{EC}} \Big|_{V_{EB}} = \frac{I_C}{V_A}$$



高频时



输出端交流短路时高频小信号等效电路



高频时，考虑基区宽度调制效应时存在有限的输出电导

$$g_o = \frac{I_C}{V_A}$$

(3) 频率—功率限制

高频功率增益:

$$G_{\max} = \frac{P_{o\max}}{P_{i\max}} = \frac{f_T}{8\pi C_{Tc} r_b f^2}$$

定义高频优值U为功率增益与频率平方的乘积:

$$U = G_{\max} \cdot f^2 = \frac{f_T}{8\pi r_b C_{Tc}}$$

标志晶体管的放大能力，也称增益—带宽积。

最高振荡频率:

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi r_b C_{Tc}}}$$

式中， r_b 为基极电阻， C_{Tc} 为集电极总输出电容。

(4) 晶体管的噪声系数

- 噪声系数F:

信噪比 $SNR = P_{S\text{信号}} / P_{N\text{噪声}}$

噪声系数 $F = SNR_i / SNR_o = (P_s / P_N)_i / (P_s / P_N)_o$

单位功率增益下BJT的噪声功率放大倍数，一般 $F > 1$ ，若BJT本身不产生噪声，则 $P_{N_o} = G_p P_{N_i}$ 即 $F = 1$

噪声分贝： $N_F = 10 \lg (F) \text{ dB}$

- 噪声来源

- (1) 热噪声 载流子无规则热运动，与温度T有关
- (2) 散粒噪声 载流子的运动速度涨落、数量涨落，起伏等
- (3) 1/f 噪声 低频小于1KHz噪声，低频下晶体管的主要噪声源，主要与晶体结构、表面效应等有关。

§ 3.5 击穿特性

(a) 饱和电流

- 当发射极开路时，集电极-基极结的反向电流定义为 I_{CBO} 。
- 当基极开路时，集电极-发射极结的反向电流定义为 I_{CEO} 。
- 通常， $I_{CBO} < I_{CEO}$ ，
 $I_{CBO} < \text{发射结短路时的电流 } I_C$ 。

(b) 击穿电压

- 放大状态下，当 V_{BC} （共基极接法）或 V_{EC} （共射极接法）超过击穿电压临界值时，晶体管的集电极电流 I_C 急剧增加，称为雪崩击穿。
- 原因是集电结耗尽区内的电场太强而产生大量电子空穴（雪崩倍增）。
- 共基极接法：定义发射极开路时集电极-基极击穿电压为 BV_{CBO} ，对集电区掺杂远低于基区时：

$$BV_{CBO} \approx \frac{\epsilon_s E_C^2}{2qN_C}$$

式中， E_C 是临界击穿电场， N_C 是集电区的掺杂浓度

- 共射极接法：定义基极开路时集电极—发射极的击穿电压为 BV_{CEO} ，当外加电压较高以至集电结发生雪崩倍增效应，利用PN雪崩倍增因子的经验公式：

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_B}\right)^n}$$

- 可得：

$$BV_{CEO} = \frac{BV_{CBO}}{\sqrt[n]{1 + \beta_0}}$$

对于Si, $n=2\sim 6$, 且 β_0 较大, 因此 $BV_{CEO} \ll BV_{CBO}$

(c) 基区穿通

- 随着集电结反向电压的增加，集电结势垒区向两边扩展，基区有效宽度 W_{Beff} 减小。如果晶体管的基区掺杂浓度比集电区低，基区宽度 W_{B} 又较小，则有可能在集电结发生雪崩击穿之前， W_{Beff} 减小到零，即发射区到集电区之间只有空间电荷区而无中性的基区，这种现象称为基区穿通。发生基区穿通时的集电极电压称穿通电压 V_{PT} ，在 V_{PT} 下，集电极电流将迅速上升。
- 显然，基区较薄的合金结晶体管容易出现基区穿通效应，或者发生在集电区掺杂浓度高于基区的晶体管中。

- 假设基区、集电区均匀掺杂，根据势垒宽度的公式，
当 $N_C \ll N_B$ ，基区较薄即 W_B 很小时：

$$V_{pT} \approx \frac{q}{2\epsilon_s} \frac{N_B}{N_C} (N_B + N_C) W_B^2 \approx \frac{q N_B^2 W_B^2}{2\epsilon_s N_C}$$

当 $N_C \gg N_B$ 时，容易发生基区
穿透，对应的穿透电压为：

$$V_{pT} = \frac{q N_B W_B^2}{2\epsilon_s}$$

式中 N_B 为基区掺杂浓度， W_B 为基区宽度。

- 对于给定的基区宽度 W_B ，只有当 N_B 较大时才能防止基区穿透，使器件的电压只受集电结耗尽区的雪崩倍增作用限制。

§ 3.6 功率特性

1. 最大集电极电流 I_C

- 为使晶体管电路的输出功率大，要求晶体管能输出较大的电流，但大电流工作的晶体管电流放大系数和截止频率都要下降，从而限制了输出功率。因此，在讨论晶体管的功率特性时，我们先讨论晶体的最大集电极电流。
- 基区电导调制效应及有效基区扩展效应(Kirk效应)均会使晶体管特性变差，因此必须定义各自的最大电流限制。
- 最大集电极电流密度取决于上述两种效应中最小的最大发射极电流。

2. 功率晶体管的安全工作区(SOA)

- 晶体管的最大耗散功率

晶体管的输出功率，除受到电学参数限制外，还受到热学参数的限制，这是由于电流的热效应使晶体管消耗一定的功率，引起管芯发热，此热量通过半导体、管壳等途径散到管外，称为晶体管的耗散功率。

- 晶体管的最大耗散功率与热阻有如下关系：

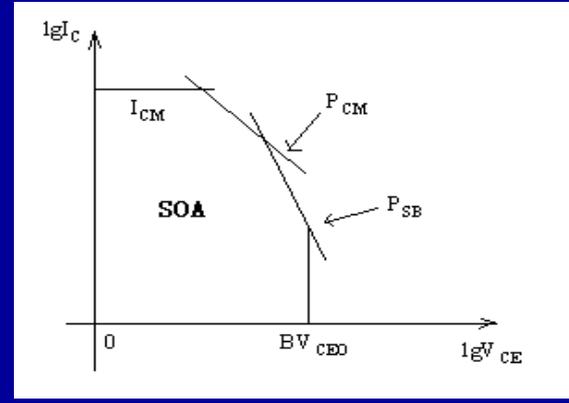
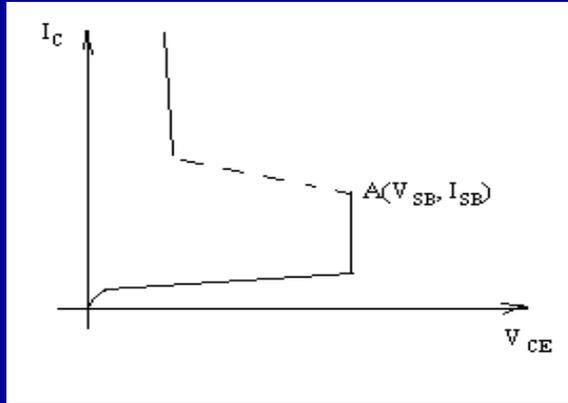
$$P_{CM} = \frac{T_{jM} - T_A}{R_T}$$

式中 T_{jM} 为最高结温； T_A 为环境温度； R_T 是稳态热阻，与功率晶体管的结构、材料和各材料的厚度、面积和热导率等有关；

- 晶体管结温有一定限制，温度过高将会引起P-N结的热击穿。
- 通常规定：锗晶体管的最高结温定为 $85\sim 125^{\circ}\text{C}$ ，硅晶体管则定为 $150\sim 200^{\circ}\text{C}$ 。

• 晶体管的二次击穿

- 实践表明，当晶体管工作在最大耗散功率范围内时，仍有可能发生击穿而被烧毁。一般认为，这是由于晶体管的二次击穿所引起的。
- 当集电结反向偏压 V_{CE} 逐渐增大到某一数值时，集电极电流 I_C 急剧增加，这就是通常的雪崩击穿，称为一次击穿；继续增加集电结电压，使 I_C 增大到某一临界值此 V_{CE} 突然降低，而电流则继续增大，出现负阻效应，此称二次击穿。
- 二次击穿的过程极短，通常为微秒量级，一旦发生二次击穿，如果没有保护措施，则晶体管很快就烧毁。

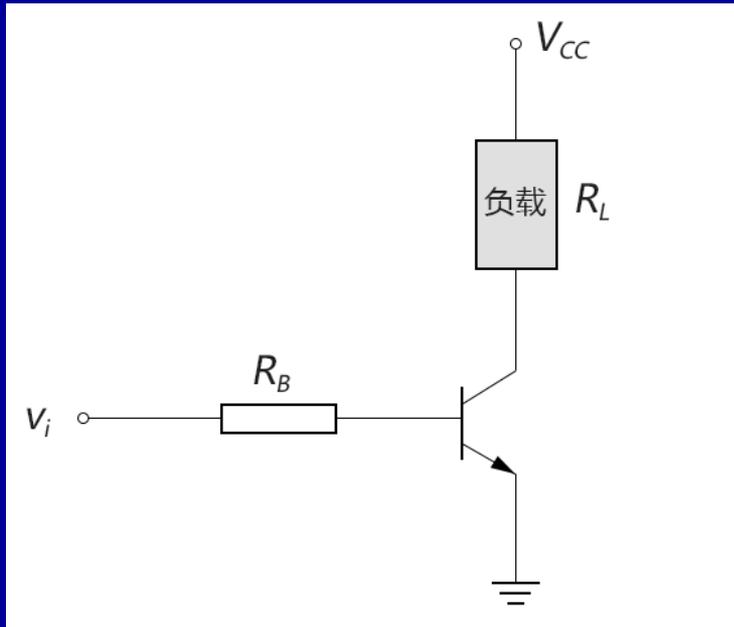


安全工作区(SOA)是晶体管能安全工作的范围,它受四个参数限制:

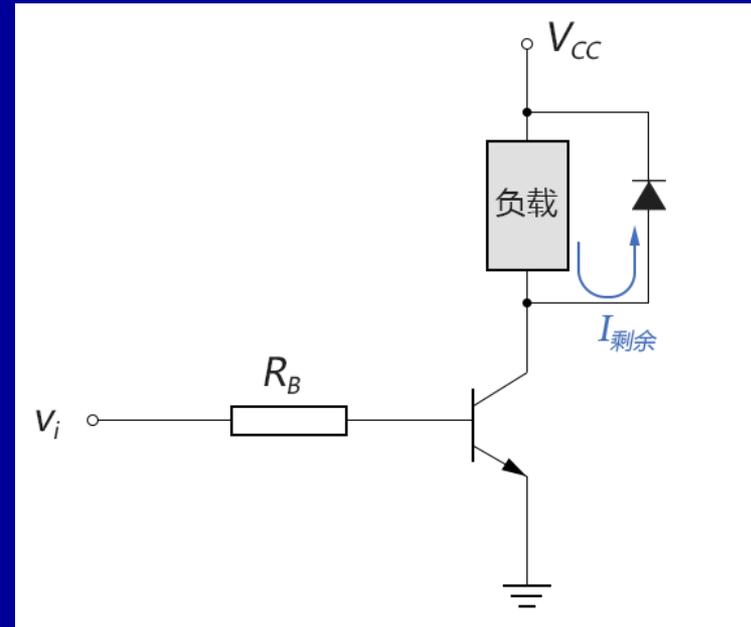
- (1) 集电极最大电流 I_{CM} 。如果晶体管在脉冲状态工作,那么该电流可比直流时的 I_{CM} 大1.5~3倍;
- (2) 集电极最大耗散功率 P_{CM} 。在直流工作时它取决于稳态热阻 R_T ,在脉冲工作时,则取决于瞬态热阻 R_{TS} 。通常 $I_C \sim V_{CE}^{-1}$;
- (3) 二次击穿临界功耗 P_{SB} 曲线由实验决定,电流与电压有如下关系: $I \sim V^{-n}$; n 在1.5~4之间;
- (4) 最大电压 V_{CEM} 。在线性放大区, $V_{CEM} = V_{SUS}$ 。

§ 3.7 开关特性

在叙述晶体管的三个工作区中已经注意到，如果晶体管工作在截止区，其输出阻抗很大，相当于电路“断开”；若晶体管工作在饱和区，则它的输出阻抗很小，相当于电路“接通”。这样使用的晶体管在电路中起着开关作用。晶体管由截止区转换到饱和区，或由饱和区转换到截止区，可以通过加在其输入端的外界信号来实现，因此，转换速度极快。近代电子计算机中所用的开关电路，就是根据晶体管的这一特性来设计的，其开关速度达每秒几十万次到几百万次，甚至更高。



BJT开关电路典型应用
电路图



感性负载时典型应用电
路图

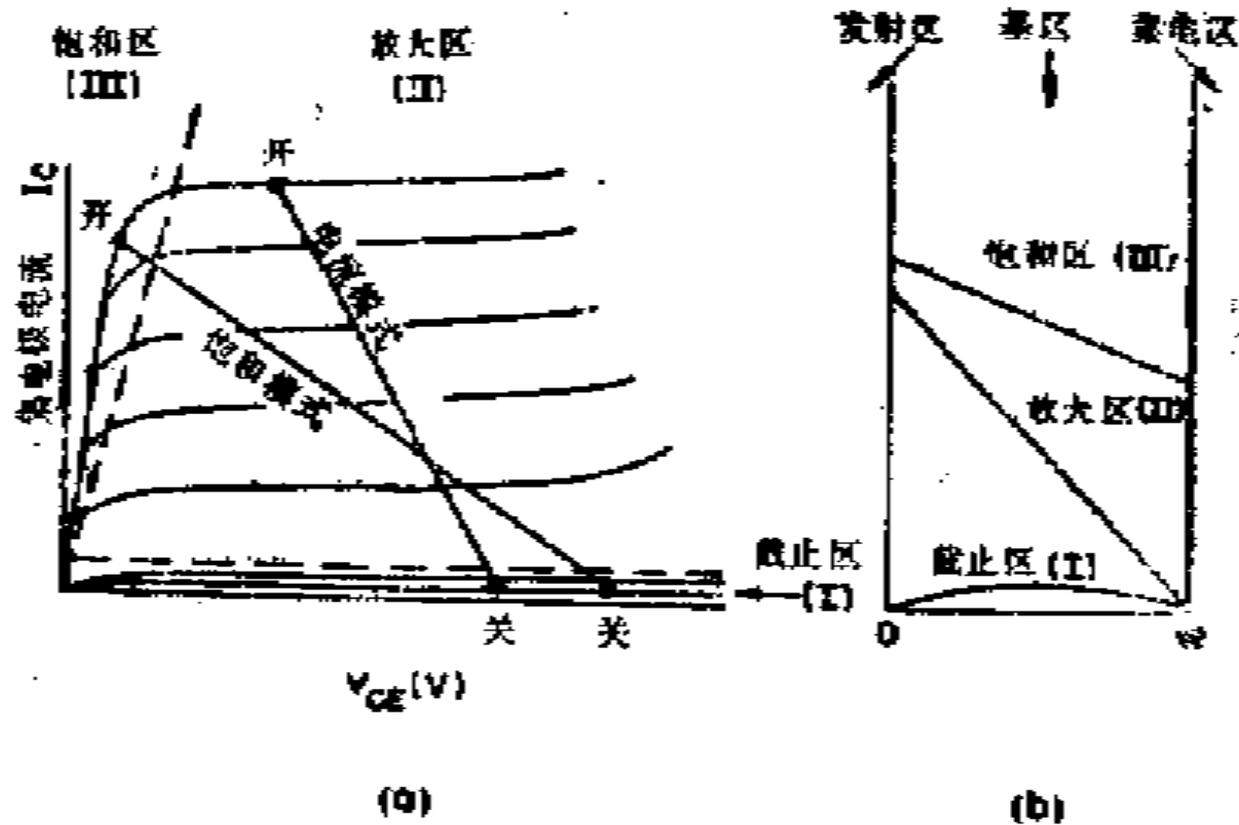


图 3.32 (a) 开关晶体管的工作区域和开关模式, (b) 对截止、放大和饱和三区在基区内少数载流子密度 (引自Moll的参考文献50)

(1) 关断和导通阻抗

- 为了表征开关作用，考虑三个基本参量。关断阻抗，导通阻抗和开关时间。

关断阻抗：

$$R_{off} = \frac{V_C}{I_{Coff}} = \frac{V_C (1 - \alpha_F \alpha_R)}{I_{CBO} - \alpha_F I_{EBO}}$$

导通阻抗：

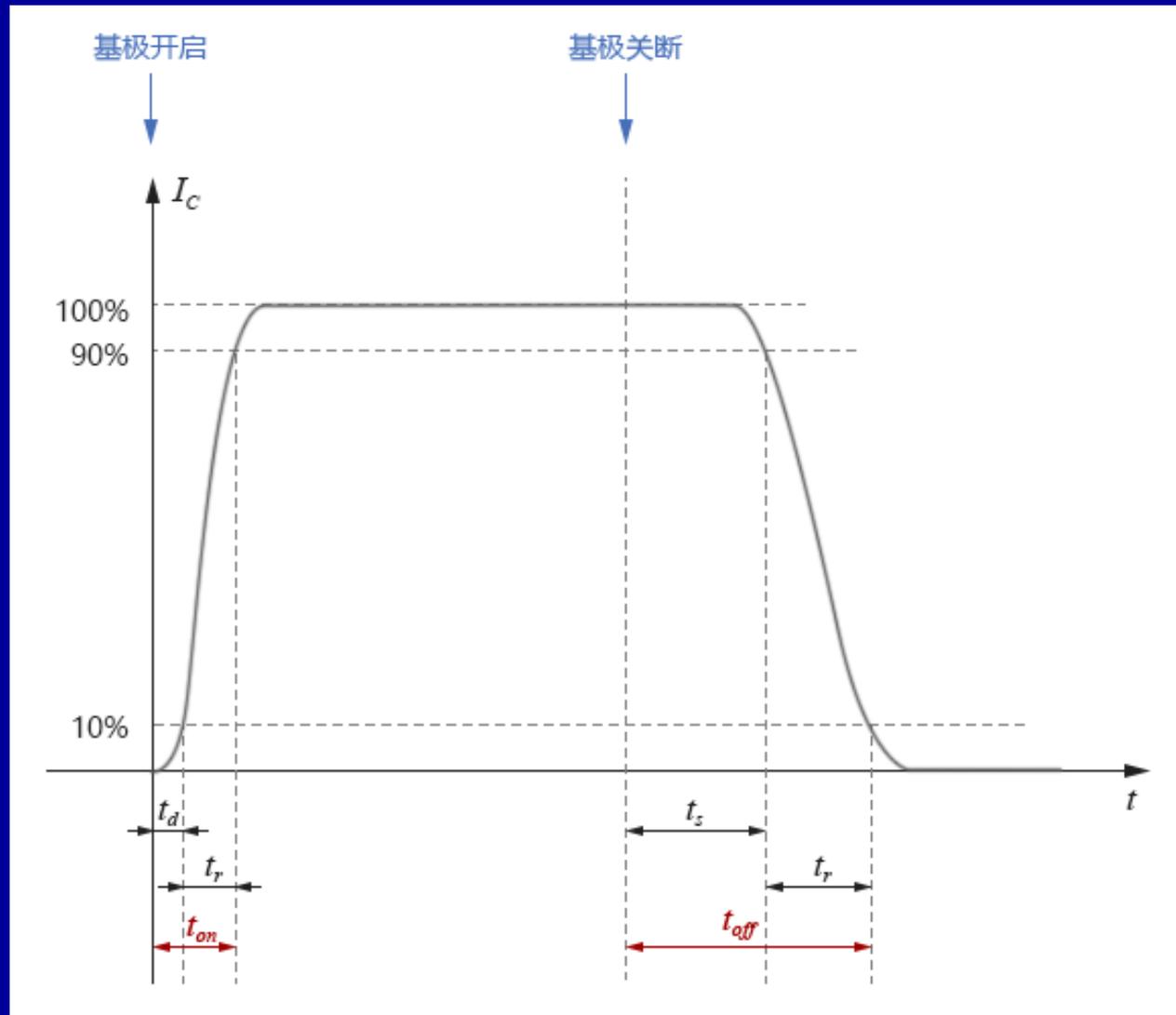
$$R_{on} = \frac{V_{EC饱和}}{I_C} = \frac{V_{BE} - V_{BC}}{V_{CC} / R_L}$$

- 由上面两式可知，结的反向饱和电流 I_{EBO} 、 I_{CBO} 小时，关断阻抗很高。导通阻抗近似反比于 I_C ，当 I_C 很大时，导通阻抗很小。通常，基区和集电区的欧姆电阻包含在总阻抗内，尤其对于导通阻抗。

(2) 开关时间

- 开关时间的定义：
晶体管从关态转变为开态的时间称为开启时间 t_{on} ，由开态转变为关态的时间称为关断时间 t_{off} 。由于在开关过程中集电极电流是交替变化的，电流开始上升或开始下降的时刻很难准确确定，工程上一般以最大值 I_{CS} 的0.1或0.9倍进行测量，定义开关时间。
- 延迟时间：从基极回路输入正脉冲信号起（ $t=0$ ）到晶体管集电极电流升至 $0.1I_{CS}$ 为止，称为延迟时间 t_d 。
- 上升时间：集电极电流由 $0.1I_{CS}$ 升至 $0.9I_{CS}$ 为止，称为上升时间 t_r 。
- 存贮时间：基极信号变负开始到集电极电流下降到 $0.9I_{CS}$ ，称为存贮时间 t_s 。
- 下降时间：集电极电流从 $0.9I_{CS}$ 下降到 $0.1I_{CS}$ 所需的时间为下降时间 t_f 。

$$t_{on} = t_d + t_r; \quad t_{off} = t_s + t_f; \quad t = t_{on} + t_{off}$$



利用电荷控制模型分析开关时间

- 基区内存储的总过剩少数电荷为（PNP管）：

$$Q_B = qA \int_0^{W_B} [p_n(x) - p_{n0}] dx$$

- 由连续性方程给出存储电荷随时间的变化

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

- 由此，可得电荷控制的基本方程：

$$I_p(0) - I_p(W_B) = \frac{dQ_B}{dt} + \frac{Q_B}{\tau_p} = i_b$$

- 延迟时间: $Q_S = I_B \tau_p (1 - e^{-t_d / \tau_p})$

$$t_d = \tau_p \ln\left(\frac{1}{1 - (Q_S / I_B \tau_p)}\right)$$

其中,

$$Q_B = \frac{W_B^2}{2D_{pB}} I_C = I_C \tau_B$$

$$Q_S = I_{CS} \tau_B \cong \frac{V_{CC}}{R_L} \tau_B$$

- 存贮时间:

$$t_S \equiv t_4 - t_3 = \tau_p \ln\left(\frac{Q_B(t_3)}{Q_S}\right)$$

若 $t_3 \gg \tau_p$, 则 $Q_B(t_3) \rightarrow I_B \tau_p$

$$t_S = \tau_p \ln\left(\frac{I_B \tau_p}{Q_S}\right)$$

分析

- 导通时间取决于如何迅速把空穴（PNP管的基区少子）或电子（NPN管的基区少子）注入到基区。
- 关断时间取决于如何通过复合使空穴迅速消失。
- 开关晶体管的重要参数之一是少子寿命。对高速开关管，降低少子寿命的有效方法是在禁带中心附近引入有效产生复合中心，如掺金工艺。

(3) 开关过程

1. 截止状态
2. 延迟过程
3. 上升过程
4. 超量存贮即饱和状态
5. 超量储存电荷消失过程即存贮时间
6. 下降过程
7. 截止状态

提高开关速度的措施

- 提高晶体管的开关速度，必须从改善器件性能及电路工作条件着手，这里我们仅讨论提高开关速度对器件性能的要求。
 - (1)提高晶体管的频率特性，要求：
 - (a)减小结面积，使 C_{Te} 及 C_{Tc} 减小；
 - (b)减小基区宽度 W_B ，一般说 f_T 主要决定于 W_B ，减小 W_B 可大大提高 f_T 。
 - (2)在工艺上增加掺金工序，其原因是：
 - (a)降低集电区少子寿命，可减少集电区中超量储存少子的数量，在储存时间内又可加速超量储存少子的消失，从而使 t_s 减小；对NPN效果更好。
 - (b)析出凝聚在位错、层错处的重金属铜、铁等，以改善反向特性。
 - (c)掺金后的缺点：一是使反向漏电流增加，还减小了电流放大增益 β ；二是使集电区电阻率增加，这是因为金起一定的施主或受主作用。
 - (3)减小集电区外延层厚度 W_C ，以减小超量存贮的电荷。

§ 3.8 晶体管的设计

晶体管的主要设计指标:

在通讯广播等设备上应用的NPN
高频功率晶体管, 甲类工作状态。

其基本参数指标为:

$f_T=1000\text{MHz}$, 输出功率 $P_0=5\text{W}$, 功率
增益 $G_p=5\text{db}$, $V_{cc}=28\text{V}$, $\eta=40\%$

设计指标分析—细化到具体设计参数上

1、集电极维持电压：甲类状态

$$V_{SUS} \geq 2V_{CC} = 56V$$

2、最大集电极电流：

$$I_{CM} \geq 4P_0/V_{CC} = 0.72A$$

3、最大耗散功率：取晶体管的最大耗散功率 P_{CM} 等于电源供给功率 P_D ，

$$P_{CM} = P_D = \frac{P_o}{\eta} = 12.5W$$

$$\eta = \frac{P_o}{P_D}$$

4、热阻：选取最高结温 $T_{jM}=175^{\circ}\text{C}$ ，环境温度 $T_a=25^{\circ}\text{C}$ ，热阻

$$R_{th} \leq \frac{T_{jM} - T_a}{P_{CM}} = \frac{150}{12.5} = 12^{\circ}\text{C}/\text{W}$$

5、高频优值和特征频率：在工作频率1000MHz下，高频优值需

$$G_p \cdot f^2 \geq 3.2 \times 10^{18} (\text{Hz})^2$$

取 $f_T=1500\text{MHz}$ ，

$$G_p \cdot f^2 = \frac{f_T}{8\pi C_C (r_b + R_E + \pi f_T L_e)}$$

$$C_C (r_b + R_E + \pi f_T L_e) \leq 1.9 \times 10^{-11} (\text{s})$$

总体设计方案考虑

- 1、工艺：外延平面双扩散工艺
- 2、图形结构形式：对高频功率晶体管的设计应兼顾功率特性与频率特性两方面的要求。选用覆盖式结构，该结构的图形优值较大，且本设计中的频率要求较高

3、集电结的形状：在集电结面积一定的条件下，正方形具有最小的周界长度。在集电结周界上发生低击穿的几率就小一些，有利于提高产品合格率。故低频大功率晶体管和高频小功率晶体管均为正方形。

面积缩小许多

耗散功率大了许多

超高频功率晶体管

所以高频功率晶体管集电结的形状设计就必须考虑周界长度问题，选取较长的矩形，这可能会牺牲一些合格率。

4、封装形式：管壳封装

纵向结构参数的设计

1、外延层电阻率的选取:集电区外延层杂质浓度 N_C 主要由集电结击穿电压 $V_{(BR)CBO}$ 决定

$$V_{(BR)CBO} = V_{sus} (1 + h_{FE})^{1/n}$$

对硅平面型N-P-N晶体管，取 $n=4$ ，令 $h_{FE}=10-15$ ，则 $V_{(BR)CBO}=102\sim 112V$

根据杂质浓度与击穿电压关系曲线查得 $N_C \leq 5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ，考虑到较高的外延杂质浓度可以降低集电极串联电阻，提高频率特性，故选取 $N_C = 4 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$

纵向结构参数的设计

2、基区宽度:

$$W_B = \left[\frac{n \cdot D_{nB}}{2\pi(1.5 \sim 1.2)f_T} \right]^{1/2}$$

若采用扩散工艺 $\bar{N}_B = 2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$

$D_{nB} = 11 \text{cm}^2/\text{s} \longrightarrow W_B = (0.56 \sim 0.62 \mu\text{m})$

取 $W_B = 0.5 \mu\text{m}$ 也是可行的

纵向结构参数的设计

3、发射结和集电结结深：

由于采用磷硼扩散工艺，需考虑emitter-push effect，若取 $x_{je}/x_{jc}=0.6, \Delta W_B=1/3W_B$ ，

而 $x_{jc}=x_{je}+W_B-\Delta W_B$

$\therefore x_{je}=W_B=0.5\mu\text{m}, x_{jc}=0.83\mu\text{m}$ (考虑push effect, $x_{jc}'=0.83+0.5/3=1\mu\text{m}$)

纵向结构参数的设计

4、外延层厚度的选取

考虑击穿条件下的集电结耗尽区宽度以及反扩散， $W_{\text{epi}}=13\sim 14\ \mu\text{m}$

纵向结构参数的设计

5、纵向结构设计参数汇总：

基区宽度 W_B	$W_B=0.5\mu\text{m}$
淡基区硼扩散结深 x_{jc}	$x_{jc}=0.83\mu\text{m}$
浓基区硼扩散结深 x_{jc}''	$x_{jc}''=2.5\mu\text{m}$
外延层厚度 W_{epi}	$W_{\text{epi}}=13\sim 14\mu\text{m}$
淡基区表面杂质浓度 N_{BO}	$N_{\text{BO}}=3\times 10^{19}\text{cm}^{-3}$
淡基区硼扩薄层电阻	150 Ω /方块
浓基区表面杂质浓度	$N_{\text{BO}}'=3.5\times 10^{20}\text{cm}^{-3}$
浓基区硼扩薄层电阻	5 Ω /方块
发射区表面杂质浓度	$N_{\text{EO}}=1\times 10^{21}\text{cm}^{-3}$
发射区磷扩薄层电阻	20 Ω /方块
内基区薄层电阻	3100 Ω /方块
外延层杂质浓度	$N_C=4\times 10^{15}\text{cm}^{-3}$
外延层电阻率	$\rho_C=1.2\Omega\cdot\text{cm}$

横向结构参数的设计

1、单元发射区的宽度、长度和个数的确定：

$$\bar{N}_B = 2.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}, \quad D_{nB} = 11 \text{cm}^2/\text{s},$$

$$W_B = 0.5 \mu\text{m} :$$

$$J_{EM} = \frac{2qD_{nB}\bar{N}_B}{W_B} = 1.76 \times 10^4 \text{ A/cm}^2 \quad (\text{基区电导调制})$$

$$J_{cr} = N_C q V_{SC} = 6.44 \times 10^3 \text{ A/cm}^2 \quad (\text{基区扩展})$$

$$\therefore J_{CM} = J_{cr} (\text{最大电流密度})$$

横向结构参数的设计

$$A_{eff} = \frac{I_{CM}}{J_{CM}} = 1.12 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$$

发射极总周长

$$L_E = \frac{A_{eff}}{S_{eff}} = 1.17 \text{ cm}$$

$$S_{eff} = 2.17 \left[\frac{(kT/q) \bar{\sigma}_B W_B \cdot f_T}{J_{CM} f} \right]^{1/2} = 0.96 \mu\text{m}$$

可以把发射极条宽度选为 $2\mu\text{m}$ ，但工艺限制，确定为 $8\mu\text{m}$ 。

—生产实际中常取

$l_e = (4 \sim 8) S_e = (32 \sim 64) \mu\text{m}$ ，这里取 $l_e = 60 \mu\text{m}$

横向结构参数的设计

$$n = \frac{L_E}{2(l_e + S_e)} = 88$$

取90个，为使散热性能良好，把有源区面积确定为狭长的矩形。故把发射极单元在其长度方向上排列10列，在其宽度方向上排列9行。

横向结构参数的设计

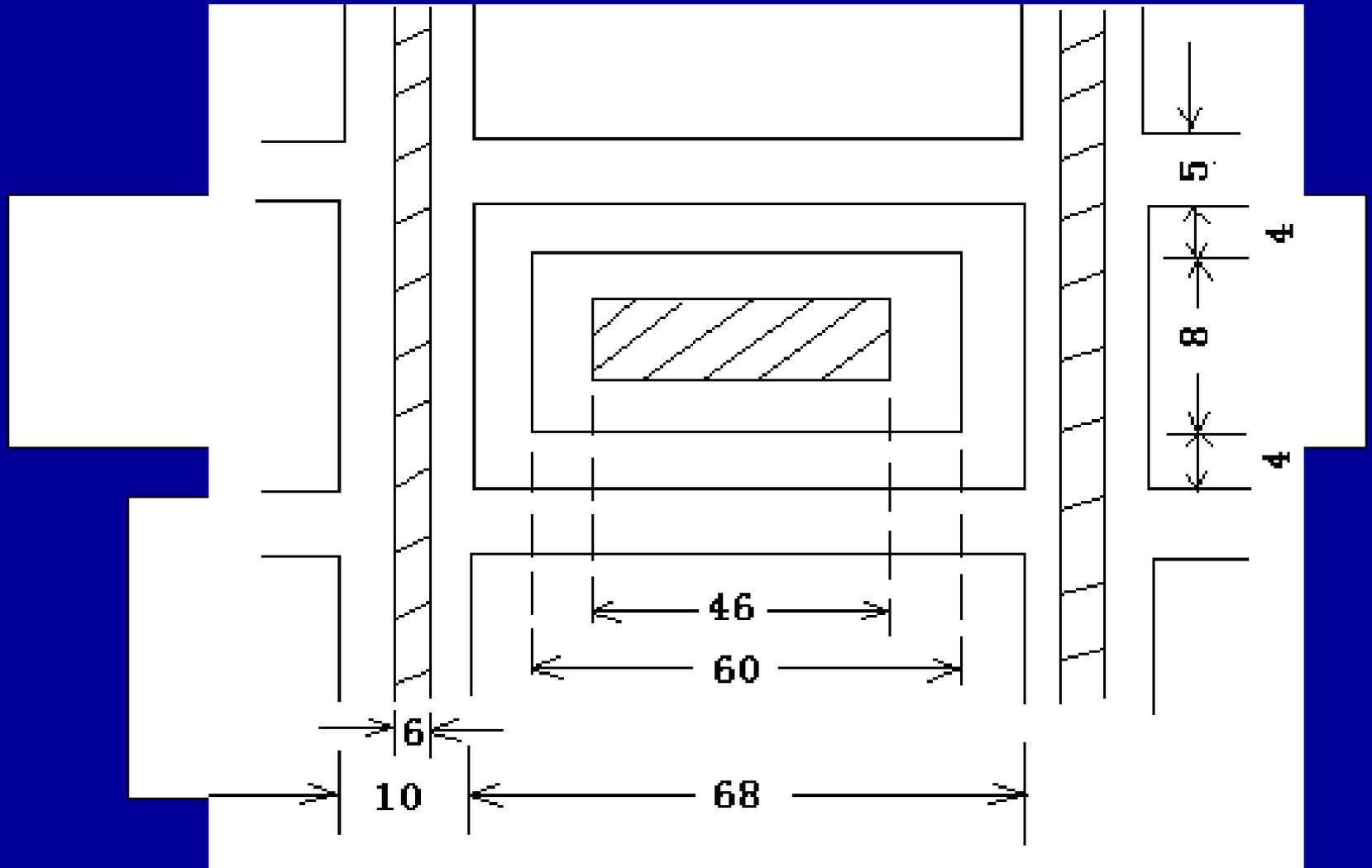
2、发射极引线孔尺寸的确定：

发射区条宽 $8\mu\text{m}$,最小套刻间距 $2\mu\text{m}$ ：

引线孔宽度为 $4\mu\text{m}$

3、浓、淡基区窗口尺寸的确定：

由于发射区扩散较浅，故可以忽略其横向扩散，浓基区扩散深度 $2.5\mu\text{m}$,假定其横向扩散为纵向深度的一半，即 $1.25\mu\text{m}$,作为近似估算，操作对位误差为 $0.75\mu\text{m}$,光刻版的误差及侧向腐蚀误差为 $1\mu\text{m}$ ：总的间距大于 $3\mu\text{m}$ 。所以取 $S_{\text{eb}}=4\mu\text{m}$



横向结构参数的设计

4、铝金属电极尺寸的确定

5、光刻版图图形尺寸：

最小光刻间距 $2\mu\text{m}$	$S_e=8\mu\text{m}$	$l_e=60\mu\text{m}$	$n=90$
单元E引线孔 宽度 $4\mu\text{m}$	单元E引线孔 长度 $46\mu\text{m}$	单元淡基区宽 度 $16\mu\text{m}$	单元淡基区长 度 $68\mu\text{m}$
浓基区网格宽 度 $S_{b1}=5\mu\text{m}$	基极引线孔的 宽度 $S_{b2}=10\mu\text{m}$	淡基区轮廓 $792\times 196\mu\text{m}^2$	浓基区轮廓 $794\times 198\mu\text{m}^2$
$L_E=1.2\text{cm}$	结面积 $A_E=$ $4.32\times 10^{-4}\text{cm}^2$	基区结面积 $A_B=A_C=$ $1.57\times 10^{-3}\text{cm}^2$	

- 主要参数验算（略）

§ 3.9 异质结晶体管HBT

heterogenous bipolar transistor

- 最重要的异质结材料是III-V族化合物半导体，如GaAs及其三元化合物 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 之类的固溶体，其中 x 可以从0变化到1。当 $x=0$ 时为砷化镓，在300K下禁带宽度为1.42eV,晶格常数为5.6533Å；当 $x=1$ 时为砷化铝（AlAs），它的禁带宽度为2.17eV，晶格常数为5.6605 Å。三元化合物 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的禁带宽度随 x 增加而增加，而晶格常数基本上保持不变。甚至在 $x=0$ 和 $x=1$ 时的极端情况下，晶格常数的失配也仅有0.1%。
- 异质结双极晶体管器件用n- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 作发射区，p-GaAs作基区,n-GaAs作集电区。

- 假定发射结是缓变异质结，该晶体管工作原理类似于通常的晶体管。
- 在放大状态下，基极电流主要包括发射结耗尽层内的复合电流 I_{ER} ，基区内复合而必须补偿空穴损失的电流 I_{BR} ，基区向发射区注入的空穴电流 I_{Ep} 。
- 集电极电流主要来自发射区注入并穿过基区的电流 I_{Cn} ，共发射极电流增益表达式为：

$$\beta_0 = \frac{I_{Cn}}{I_{Ep} + I_{BR} + I_{ER}} < \beta_{\max} = \frac{I_{En}}{I_{Ep}}$$

这里， β_{\max} 表示注入比，也是晶体管受注入比限制时的最大电流增益。

- 根据晶体管理论有

$$I_{En} = qA \frac{D_n n_{p0}}{W_B} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1 \right)$$

$$I_{Ep} = qA \frac{D_{pE} p_{E0}}{L_{pE}} \left(e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1 \right)$$

$$n_{p0} = \frac{n_{iB}^2}{N_B}$$

$$p_{E0} = \frac{n_{iE}^2}{N_E}$$

由此可得，

$$\beta_{\max} = \frac{D_{nB}}{D_{pE}} \times \frac{L_{pE}}{W_B} \times \frac{N_E}{N_B} \times \frac{n_{iB}^2}{n_{iE}^2}$$

$$\frac{\beta_{\max}(\text{HJT})}{\beta_{\max}(\text{BJT})} = e^{\Delta E_g / kT}$$

其中， D_{nB} 是电子在基区的扩散系数， D_{pE} 、 L_{pE} 是空穴在发射区的扩散系数和扩散长度， W_B 为基区宽度。

异质结双极型晶体管有许多优点：

- (1) 发射效率高。这是因为少子从基区向发射区注入时，受到价带高势垒的阻碍；
- (2) 基区电阻小。这是因为基区可以重掺杂而不损失发射效率；
- (3) 可减小发射极电流集边效应。这是因为发射区—基区结上的电压降很小；
- (4) 改善了频率响应。这是因为电流增益大，基区电阻小。

此外，异质结双极晶体管可以采用某些高温性能好的材料。可使器件工作温度达 300°C 以上。利用外延技术可以制成各种各样的异质结双极晶体管。其中包括采用组分缓变的材料作基区的器件，例如用 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 作基区， x 值从发射结递减到集电结，以提供一个内建电场，减小基区渡越时间。也有采用双异质结结构的器件（宽禁带发射区和宽禁带集电区），以使发射结和集电结对称，从而改善放大状态和反转状态下的电流增益，常见的有 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ HBT, InGaAs/InP HBT, $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ HBT等

双极晶体管优点

- 电子沿垂直方向流过器件。器件尺寸可精确控制，容易制造出电子渡越时间短、截止频率高的器件；
- 导通电流流经整个发射区，单位芯片面积上的电流密度可以很大，实现大电流输出；
- 集电极电流的载流子密度直接由输入电压控制，跨导可以很高；
- 开启电压由pn结内建电场决定，而不依赖于器件尺寸和工艺的变化；
- 输入电容一般用工作电流衡量，大小主要由扩散电容决定，因此适应驱动负载能力强；
- 在高压大电流电路中，由于电子和空穴的双注入，有可能获得轻掺杂集电区电阻的电导调制，使串联电阻小。

双极晶体管缺点

- 在DC工作下需要一定的输入基极电流；
- 工作在饱和区时，基极电流增加，过剩电荷存贮，使开关速度变缓，难以用于逻辑电路；
- 在电路中，阈值电压不能作为设计参数。目前只能制造具有正阈值电压的晶体管；

目前通过先进的工艺技术能使器件的尺寸和寄生效应变的更小，异质结的使用在晶体管的设计中增加一个新的自由度，使器件更快。在BiCMOS技术中双极与FET相结合可获得超高输入阻抗并可实现现在逻辑电路中的信号开关旁路晶体管。

总结与展望

- 双极晶体管具有高的 f_T 和 g_m ，主要应用在高
速电路和大功率器件。
- 速度过冲效应
- 新材料
- NPN和PNP构成类CMOS电路
- 与其它器件的集成：BiCMOS