

des Lawineneffektes mit Durchbruch.  $U_R$  ist die an die Diode angelegte Sperrspannung.

### Temperaturabhängigkeit:

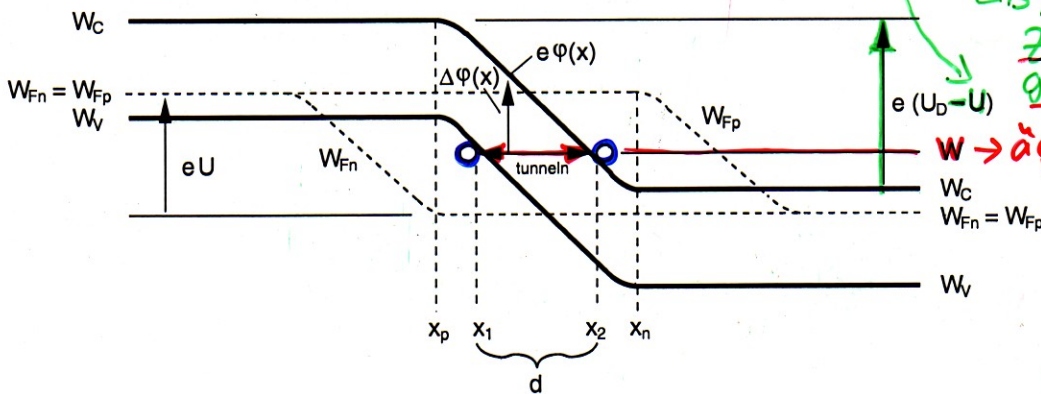
hohe Energie  $\rightarrow$  große freie Weglänge  
 $\rightarrow$  niedrige Temperatur  
 $\Rightarrow T \uparrow \Rightarrow U_{br} \uparrow$

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ladungsträger im elektrischen Feld genügend Energie für eine Stoßionisation aufnehmen kann, steigt mit der mittleren freien Weglänge. Bei kleinen freien Weglängen geben die Ladungsträger durch Streuung an Phononen bereits Energie ab, so dass höhere Feldstärken notwendig sind um die notwendige kinetische Energie aufnehmen zu können. Da die mittlere freie Weglänge mit steigender Temperatur abnimmt, sind höhere Feldstärken für den Durchbruch notwendig. Für den Einsatz der Diode als Bauelement bedeutet dies, dass bei höheren Temperaturen der Durchbruch erst bei höheren Durchbruchspannungen  $U_{br}$  erfolgt. Der Lawinendurchbruch hat also einen positiven Temperaturkoeffizienten (TK).

### 3.31 Tunnel Effekt (Zener-Effekt)

Der Stromfluss über den *p-n*-Übergang infolge des Tunneleffekts wird auch Zener-Effekt genannt. Zum Verständnis dieses Effekts betrachten wir das Bändermodell des *p-n*-Übergangs. Das elektrische Feld in der Raumladungszone mit  $E(x) = -\frac{d\varphi}{dx}$  bewirkt dort eine Bandverbiegung um  $-e \cdot \varphi(x)$  mit dem Maximalwert  $-e(U_D - U)$  zwischen den Rändern der Diffusionszonen zur Raumladungszone. Eine Sperrspannung  $U < 0$  vergrößert also die Bandverbiegung und ab einer bestimmten Sperrspannung liegen Niveaus des Valenzbandes und des Leitungsbandes auf gleicher energetischer Höhe. In Abb. 3.25 sind die Bandkanten und die Quasi-Fermi-Niveaus für diesen Fall dargestellt. Die Ausdehnung der Raumladungszone ist dabei stark übertrieben.

Es stehen viele mit Elektronen besetzte Niveaus im Valenzband auf der *p*-Seite vielen leeren Niveaus im Leitungsband auf der *n*-Seite gegenüber. Nach den Gesetzen der klassischen Physik müssen die Elektronen des Valenzbandes jedoch zunächst ins Leitungsband gelangen, um durch die Raumladungszone hindurchzukommen. Dann kann die aufgenommene Energie durch Thermalisierung wieder abgegeben werden, wobei ein Platz mit gleicher oder geringerer



Bandverbiegung durch  $U < 0$

LB, VB haben Zustände mit gleicher Energie

W → äquienegetischer LB ↔ VB Übergang

Wahrscheinlichkeit f. Tunneling steigt mit

a)  $\Delta\phi(x) \downarrow$

b)  $d \downarrow$

Abb. 3.25: Bandverläufe und Quasi-Fermi-Niveaus bei einem p-n-Übergang mit starker Sperrpolung ( $U < 0$ ).

Energie als zunächst (vorher) im Valenzband eingenommen werden kann. Aufgrund der Wellennatur können Elektronen jedoch einen Potentialwall der Höhe  $\Delta\phi$  und der Längsausdehnung  $d$  mit der Wahrscheinlichkeit

$$f_T(W) = \exp\left(-\frac{4\pi}{h} (2qm_e^* \Delta\phi)^{\frac{1}{2}} d\right) \quad (3.180)$$

durchqueren ohne vorher Energie aufzunehmen, um den Potentialwall zu überwinden. In Analogie an das Durchqueren eines Berges in einem Tunnel anstelle des Aufnehmens und Abgebens potentieller Energie beim Überfahren des Passes nennt man diesen Vorgang auch tunneln. Die Wahrscheinlichkeit des Tunnelns ist umso größer, je niedriger und je dünner der Potentialwall ist. Bei ortsabhängigem Potential ist die Tunnelwahrscheinlichkeit gegeben durch

$$f_T(W) = \exp\left(-\frac{4\pi}{h} \int_{x_1}^{x_2} (2m_e^* e \Delta\phi(x))^{\frac{1}{2}} dx\right). \quad (3.181)$$

Mit  $\Delta\phi(x) = e\phi(x) - W$ , wobei  $W$  das Energieniveau ist bei dem der äquienegetische Tunnelübergang stattfindet (vgl. Abb. 3.25). Die Integrationsgrenzen ergeben sich aus der Lage der Bandkanten bei der Energie  $W$ . Durch das Tunneln fließt ein Strom vom Leitungsband zum Valenzband ( $I_{CV}$ ) und vom Valenzband zum Leitungsband ( $I_{VC}$ ). Diese Ströme sind jeweils proportional der Zahl der besetzten Zustände auf der Ausgangsseite und der Zahl der unbesetzten Zustände auf der Zielseite. Mit  $f_C(W)$  ist die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustandes im Leitungsband und mit  $f_V(W)$  die eines Zustandes im Valenzband bezeichnet, wobei zu beachten ist, dass in  $f_C(W)$

und  $f_V(W)$  unterschiedliche Quasi-Fermi-Niveaus einzusetzen sind, nämlich  $W_{Fn}$  in  $f_C(W)$  und  $W_{Fp}$  in  $f_V(W)$ .  $D_C(W)$  und  $D_V(W)$  sind die Zustandsdichten des Leitungsbandes und des Valenzbandes.  $A_T$  ist eine kompliziert zusammengesetzte Konstante, die  $eA$  als Faktor enthält. Die Stromanteile ergeben sich durch Integration von der Leitungsbandkante auf der  $n$ -Seite bis zur Valenzbandkante auf der  $p$ -Seite, da innerhalb dieses Energiebereichs äquienegetische Durchquerungen der Energiebarriere möglich sind.

$$I_{CV} = A_T \int_{W_L(x_n)}^{W_V(x_p)} f_T(W) D_C(W) f_C(W) D_V(W) \underbrace{(1 - f_V(W))}_{\text{freier Zustand}} dW, \quad (3.182)$$

$$I_{VC} = A_T \int_{W_L}^{W_V} f_T(W) D_V(W) f_V(W) D_C(W) \underbrace{(1 - f_C(W))}_{\text{freier Zustand}} dW. \quad (3.183)$$

Strom LB → VB  
Strom VB → LB

Der Tunnelstrom ist die Differenz beider Ströme:

$$I_T = I_{CV} - I_{VC} = A_T \int_{W_L}^{W_V} f_T(W) D_C(W) D_V(W) (f_C(W) - f_V(W)) dW. \quad (3.184)$$

Wegen  $W - W_{Fn} > 0$  und  $W - W_{Fp} < 0$  gilt  $f_C(W) - f_V(W) < 0$ , so dass  $I_T < 0$  ist.

Unterscheidung zwischen Lawinen- und Zenerdurchbruch:

Ob der Einsatz des Durchbruchs auf Stoßionisation oder den Beginn der Bandüberlappung, also auf den Zener-Effekt zurückzuführen ist, lässt sich aus dem unterschiedlichen Temperaturverhalten entscheiden. Die Stoßionisation wird durch Temperaturerhöhung behindert, da dabei die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger abnimmt. Der Durchbruch setzt also erst bei höherer Sperrspannung ein.

Dagegen wird die Tunnelwahrscheinlichkeit durch Temperaturerhöhung vergrößert, da der Bandabstand mit der Temperatur abnimmt. Genauer gilt nämlich:

- für Si:  $E_G(T) = (1.21 - 3.60 \cdot 10^{-4} \cdot T) \text{ eV}$ ,
- für Ge:  $E_G(T) = (0.785 - 2.23 \cdot 10^{-4} \cdot T) \text{ eV}$ .

Lawinendurchbr.  
 $T \uparrow U_{br} \downarrow$   
Zenerdurchbr.  
 $T \uparrow U_{br} \uparrow$   
wegen  
 $T \uparrow W_g \downarrow$   
(höhere Tunnelwahrsch.)

und  $f_V(W)$  unterschiedliche Quasi-Fermi-Niveaus einzusetzen sind, nämlich  $W_{Fn}$  in  $f_C(W)$  und  $W_{Fp}$  in  $f_V(W)$ .  $D_C(W)$  und  $D_V(W)$  sind die Zustandsdichten des Leitungsbandes und des Valenzbandes.  $A_T$  ist eine kompliziert zusammengesetzte Konstante, die  $eA$  als Faktor enthält. Die Stromanteile ergeben sich durch Integration von der Leitungsbandkante auf der  $n$ -Seite bis zur Valenzbandkante auf der  $p$ -Seite, da innerhalb dieses Energiebereichs äquienenergetische Durchquerungen der Energiebarriere möglich sind.

$$I_{CV} = A_T \int_{W_L(x_n)}^{W_V(x_p)} f_T(W) D_C(W) f_C(W) D_V(W) \underbrace{(1 - f_V(W))}_{\text{freier Zustand}} dW, \quad (3.182)$$

$$I_{VC} = A_T \int_{W_L}^{W_V} f_T(W) D_V(W) f_V(W) D_C(W) \underbrace{(1 - f_C(W))}_{\text{freier Zustand}} dW. \quad (3.183)$$

Strom  $LB \rightarrow VB$

Strom  $VB \rightarrow LB$

Der Tunnelstrom ist die Differenz beider Ströme:

$$I_T = I_{CV} - I_{VC} = A_T \int_{W_L}^{W_V} f_T(W) D_C(W) D_V(W) (f_C(W) - f_V(W)) dW. \quad (3.184)$$

Wegen  $W - W_{Fn} > 0$  und  $W - W_{Fp} < 0$  gilt  $f_C(W) - f_V(W) < 0$ , so dass  $I_T < 0$  ist.

Unterscheidung zwischen Lawinen- und Zenerdurchbruch:

Ob der Einsatz des Durchbruchs auf Stoßionisation oder den Beginn der Bandüberlappung, also auf den Zener-Effekt zurückzuführen ist, lässt sich aus dem unterschiedlichen Temperaturverhalten entscheiden. Die Stoßionisation wird durch Temperaturerhöhung behindert, da dabei die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger abnimmt. Der Durchbruch setzt also erst bei höherer Sperrspannung ein.

Lawinendurchbr.

$T \uparrow$   $U_{br} \downarrow$

Dagegen wird die Tunnelwahrscheinlichkeit durch Temperaturerhöhung vergrößert, da der Bandabstand mit der Temperatur abnimmt. Genauer gilt nämlich:

Zenerdurchbr.

$T \uparrow$   $U_{br} \uparrow$

- für  $Si$ :  $E_G(T) = (1.21 - 3.60 \cdot 10^{-4} \cdot T) \text{ eV}$ ,
- für  $Ge$ :  $E_G(T) = (0.785 - 2.23 \cdot 10^{-4} \cdot T) \text{ eV}$ .

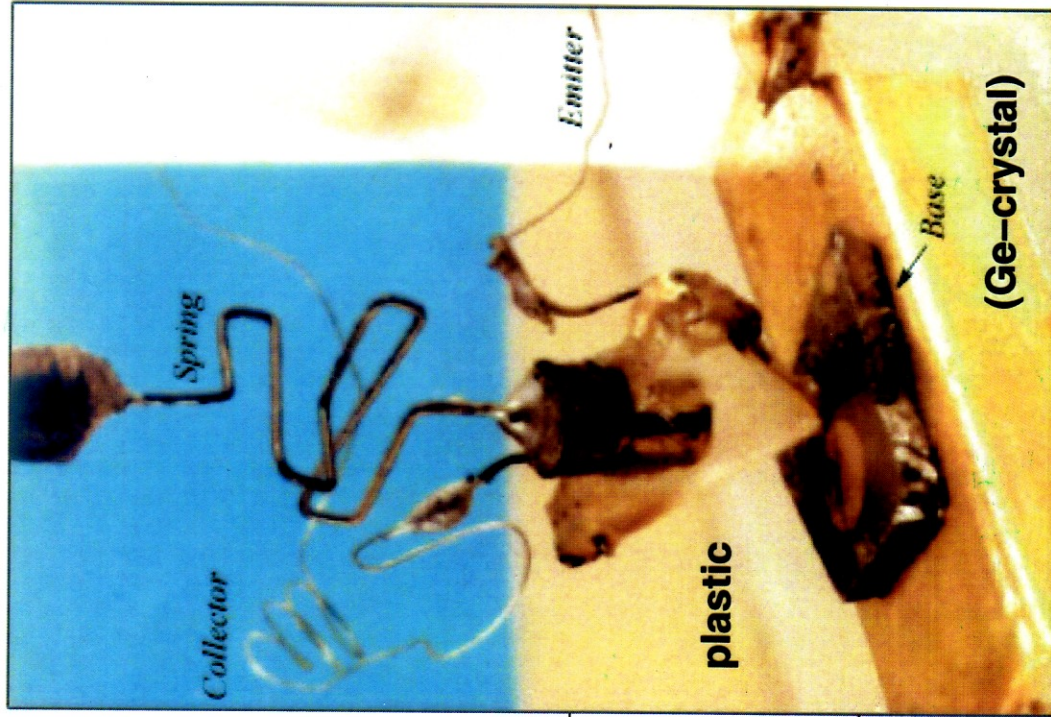
wegen

$T \uparrow$   $Wg \downarrow$

(höhere Tunnelwahrsch.)

# The first point contact transistor

William Shockley, John Bardeen, and Walter Brattain  
Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey (1947)



12 mm



$f_T \sim \text{Hz}$

- für Ge:  $E_G(T) = (0.785 - 2.23 \cdot 10^{-4} \cdot T) \text{ eV}$ .

## 4 Bipolar-Transistor

J. Bardeen  
W. Brattain  
W. Shockley  
1948 entdeckt + 1956 Nobel-Preis

### 4.1 Prinzipieller Aufbau und Definition

Der Bipolar-Transistor wurde 1948 von John Bardeen und Walter Brattain entdeckt und zusammen mit William Shockley weiterentwickelt. Sie erhielten 1956 für ihre Forschungsarbeiten und die Entdeckung des Transistor-Effekts den Nobel-Preis in Physik. Als Halbleitermaterial diente damals Ge, da mit den damals realisierbaren großen Basisweiten nur Ge eine ausreichend große Diffusionslänge aufwies um den bipolaren Transistoreffekt zu ermöglichen. Warum die nötig ist, werden wir im Folgenden verstehen.

HL damals  
Ge  
wegen  $\epsilon_n \epsilon_p \uparrow$

Je nach Anwendung gibt es zahlreiche Arten Bipolar-Transistoren die sich über Strukturfolgen und Technologieschritte unterscheiden. Allen gemeinsam ist, dass der eigentliche Transistor sich auf eine einfach npn- bzw. pnp-Folge n- bzw. p-dotierter Halbleiterschichten reduzieren läßt. Die Wirkung der Umgebung (peripherer Transistor) kann durch zusätzliche Elemente im Ersatzschaltbild oder durch Korrekturfaktoren zu den Parametern des eigentlichen Transistors berücksichtigt werden.

In allen Trs.:  
eigentliches Trs.  
mit  
npu / pnp  
Schichtfolge

Wir beschäftigen uns im Rahmen dieser Vorlesung nur mit dem eigentlichen Transistor und meinen, wenn wir im Folgenden von Transistor sprechen immer den eigentlichen Transistor. Um das Wesentliche in den Transistoreigenschaften herauszustellen, werden wir den (eigentlichen) Transistor als nahezu ideales Bauelement mit entsprechenden Vereinfachungen für die Standardanwendung beschreiben. Aufgrund seiner, speziell in integrierten Schaltungen, höheren Verbreitung, die aus seiner im Vergleich zum pnp-Transistor höheren Geschwindigkeit resultiert, werden wir uns ausschließlich mit dem npn-Bipolar-Transistor beschäftigen. Alle Ergebnisse sind jedoch uneingeschränkt auch für den pnp-Typ gültig, wenn die Polarität, der an den Transistor angelegten Spannungen im Arbeitspunkt umgekehrt wird.

+  
peripheres Trs.

Abb. 4.1 zeigt die Schaltungssymbole mit der, für den normal-aktiven Betriebsfall notwendigen Vorspannungen (Arbeitspunkt).

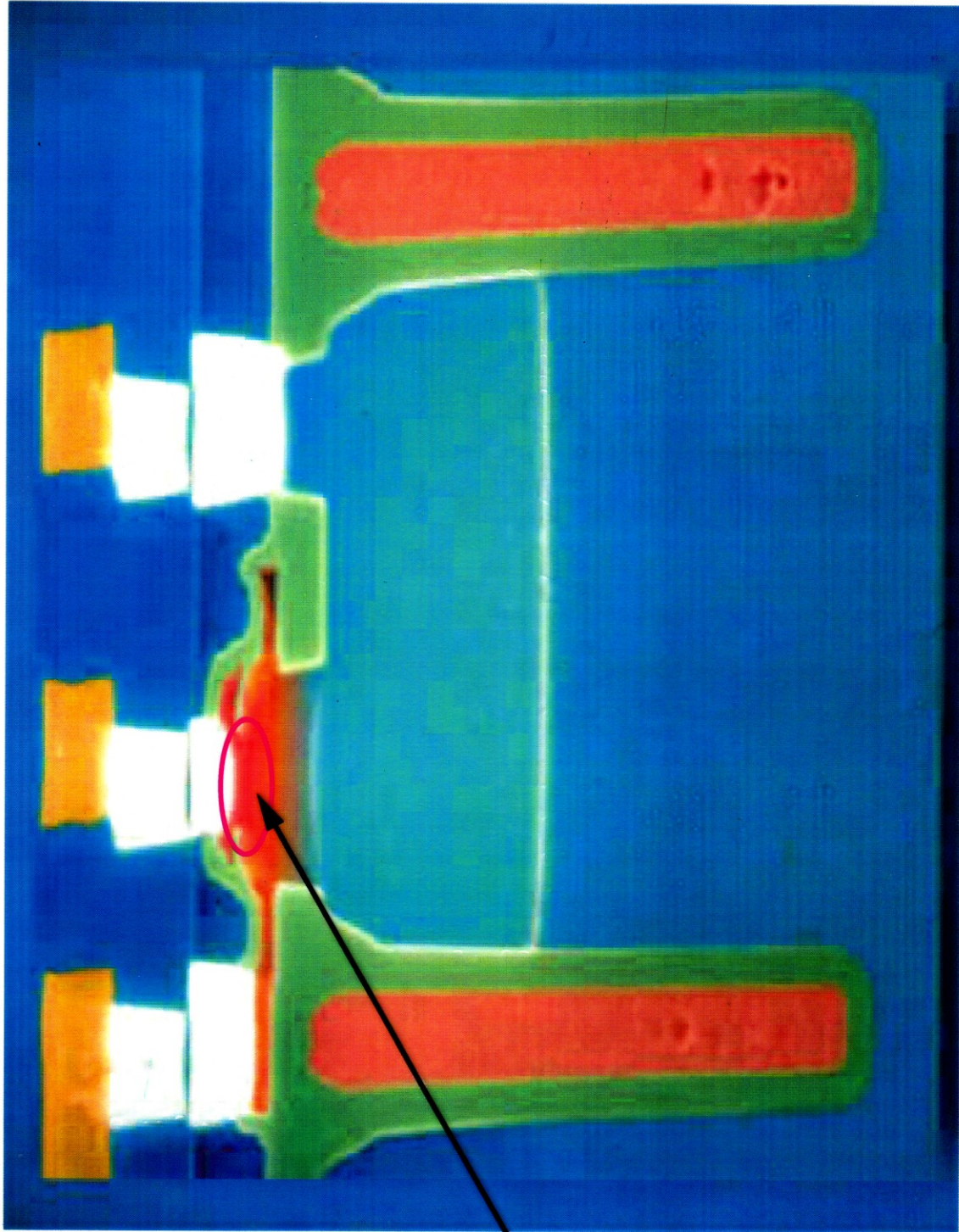
HIER:  
npu wegen  
 $\mu_n > \mu_p$   
Verbreitung in  
integrierten  
Schaltungen

Zur Eindeutigkeit der Spannungsrichtungen wird üblicherweise (bitte nicht darauf verlassen, da Abweichungen möglich) die Reihenfolge der Indizes in Pfeilrichtung genannt. Danach ist  $U_{BE}$  eine positive Spannung von der

↓ überlegen  
pnp  
↓

Polaritäten der  
Spannungen  
umkehren

**Base**      **Emitter**      **Collector**



**Transistor  
active  
area**

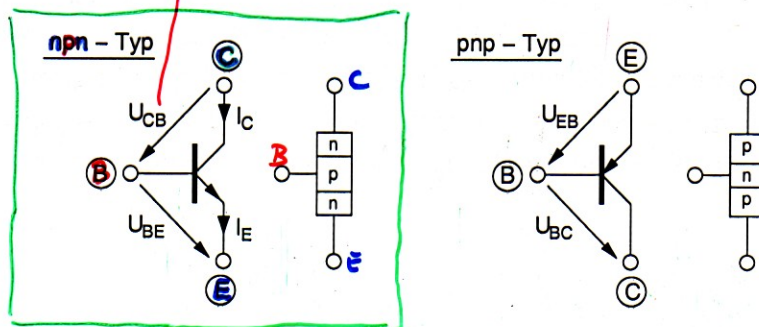
**$f_t = 40 \text{ GHz}$**

**10  $\mu\text{m}$**

Konvention  
(oft aber nicht immer)

$$U_{xy} > 0 \text{ von } x \text{ nach } y \text{ gemessen}$$

$$U_{BE} = -U_{EB}$$

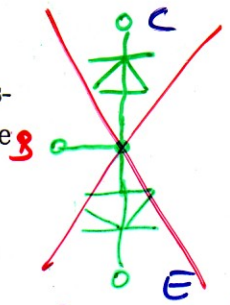


zwei in Reihe geschaltete Dioden

Abb. 4.1: Schaltungssymbole des Bipolar-Transistors mit Schichtenfolge für npn-Typ (links) und pnp-Typ (rechts).

ABER:

Basis zum Emmitter gepolt.  $|U_{BE}|$  liegt in der Größenordnung der Diffusionsspannung  $U_D$ , ist aber in jedem Fall kleiner als  $U_D$ . Die Transistoranschlüsse werden mit



funktioniert nicht als Transistor

- E: Emmitter** (engl: to emit = aussenden)
- B: Basis** (engl: base = Basis, da dieser Anschluß bei den ersten Prototypen die Grundplatte (Basis) war)
- C: Kollektor** (engl: to collect = einsammeln)

Aber gut zum Merken der Emmitterpfeilrichtung

bezeichnet. Die Richtung des Emmitterpfeils lässt sich leicht merken, berücksichtigt man die Schichtfolge. Beim npn-Typ zeigt der Emmitterpfeil von der Basis zum Emmitter, also vom p- in das n-Gebiet. Das ist die gleiche Richtung, den der Pfeil einer p-n-Diode hatte. Man stellt sich daher immer für die Schichtfolge die entsprechende Richtung des Diodenpfeils vor. Neben dem normal-aktiven Betriebsbereich gibt es noch eine Reihe anderer Betriebszustände des Transistors, die in Tab. 4.1 zusammengefasst sind. Sie ergeben sich durch eine entsprechende Einstellung der Spannungen und/oder Ströme am Transistor, die der Schaltungsentwickler vornehmen muss. Die Spannungen und Ströme, die den Transistor in den jeweiligen Betriebsbereich bringen, bezeichnen wir in ihrer Gesamtheit als Arbeitspunkt.

Verschiedene Betriebszustände

Wir konzentrieren uns im Folgenden ausschließlich auf den npn-Typ, im normal-aktiven Zustand. Abb. 4.2 zeigt schematisch die entsprechende Schichtfolge mit einer äußeren Arbeitspunkt-Beschaltung für den normal-aktiven Betrieb.

Die Dicke der Schichten bezeichnen wir näherungsweise mit  $w_e$ ,  $w_b$  und  $w_c$  wobei bei genauerer Betrachtung von den Weiten noch die Raumladungswei-

Arbeitspunkt



Betriebszustand	BE-Diode	BC-Diode	Anwendung
normal aktiv	leitend	gesperrt	Verstärker, Schalter, Logik
invers aktiv	gesperrt	leitend	-
normal gesättigt	leitend	schwach leitend (Flusspolung)	Low Power Elektronik, Gesättigte Logik
invers gesättigt	schwach leitend (Flusspolung)	leitend	-
gesperrt			Kapazitätsdioden, $C(U)$

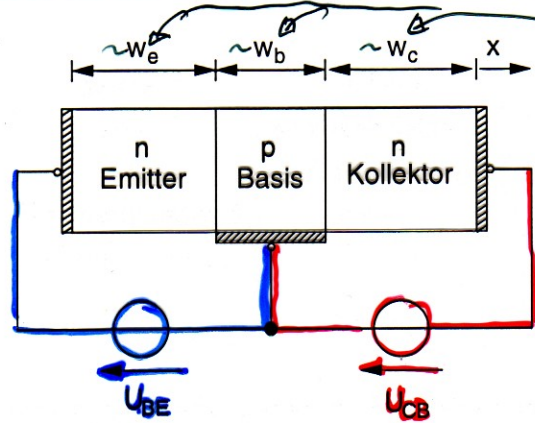
HIER:

> 90% aller Schaltungen  
(z.T. im Handy)

Tabelle 4.1: Einteilung der verschiedenen Betriebszustände des Bipolar-Transistors.

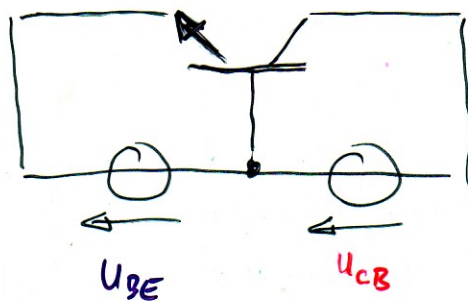
ten abgezogen werden müssen (vgl. z.B. Abb. 4.4). Es sei vorweggenommen, dass die Darstellung der Weite in Abb. 4.2 nicht maßstäblich ist. Insbesondere die Kollektorweite  $w_c$  ist in der Regel viel größer als  $w_b$ . Die Emitterweite ist bei integrierten Bipolar-Transistoren meist in der gleichen Größenordnung wie  $w_b$ , dies ist jedoch für den Transistoreffekt nicht unbedingt erforderlich.

$w_{p12}$  klein



Arbeitspunkt-Einstellung

Abb. 4.2: Prinzipieller Aufbau eines npn-Transistors mit einer Arbeitspunkt-Beschaltung für den normal-aktiven Bereich ( $U_{BE} \approx U_D, U_{CB} \geq 0$ ).



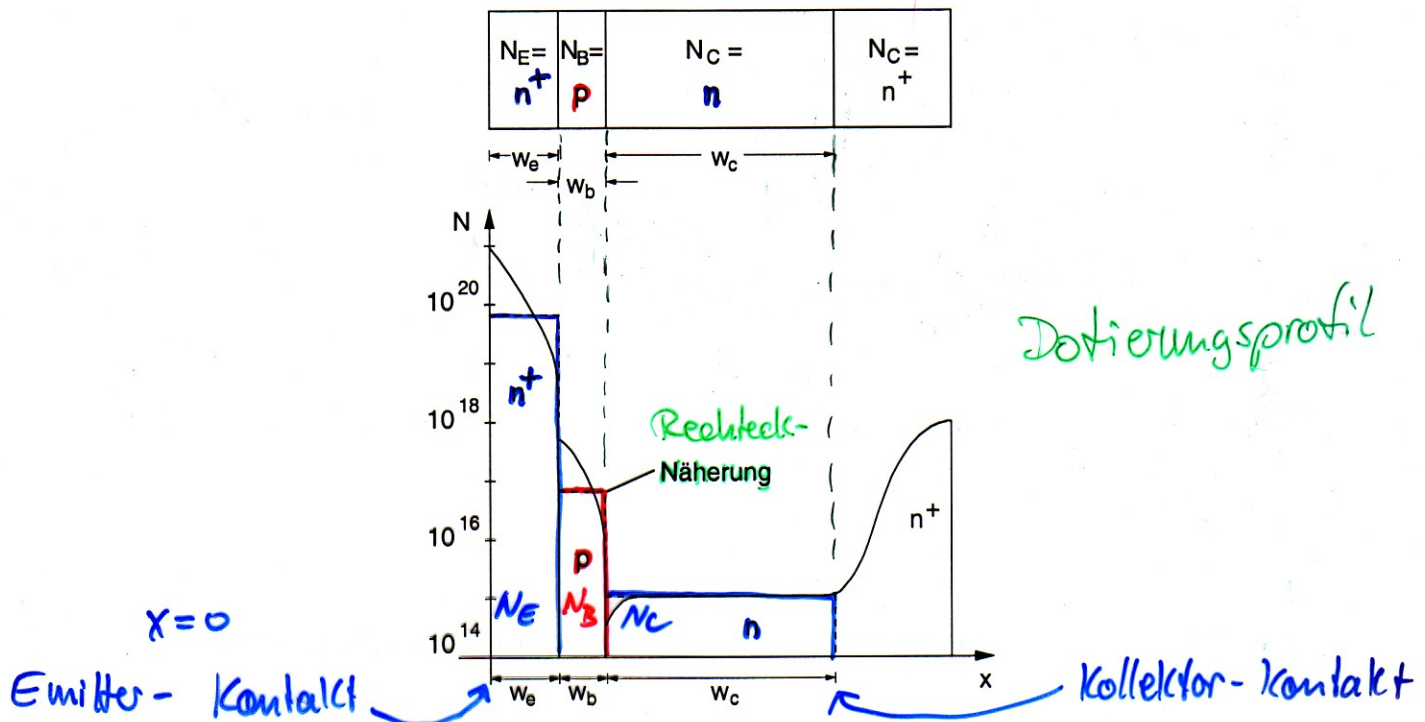


Abb. 4.3: Querschnitt durch den eigentlichen Transistor mit entsprechendem Dotierungsprofil.

Abb. 4.3 zeigt ein reales Dotierungsprofil der drei Bereiche für das Beispiel eines Hochfrequenztransistors für den GHz-Bereich. Wir nehmen zur Vereinfachung eine homogene Dotierung der drei Bereiche mit

$N_E(x)$ , Donatordotierung = const. in $w_e$ , sonst = 0	} Rechteck-Näherung für Dotierungsprofil
$N_B(x)$ , Akzeptordotierung = const. in $w_b$ , sonst = 0	
$N_C(x)$ , Donatordotierung = const. in $w_c$ , sonst = 0	

an. Weiterhin nehmen wir, wie bei der  $p-n$ -Diode, Störstellenerschöpfung und Rechteckprofil-Näherung für die ortsfeste Raumladung an den beiden  $p-n$ -Übergängen an.

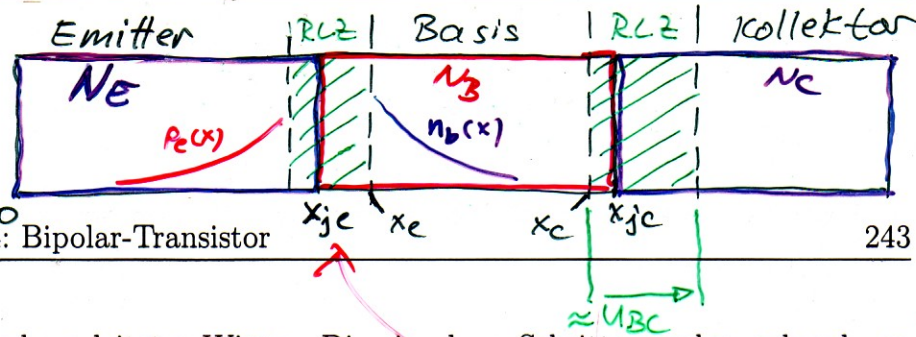
#### 4.2 Ladungsträgerdichten in einer npn-Schichtfolge

Um das prinzipielle Verhalten der npn-Schichtfolge zu verstehen, analysieren wir in einzelnen Schritten die Verhältnisse in den einzelnen Bahngebieten und Raumladungszonen. Wir benötigen dazu nur unser bereits für den  $p-n$ -

$n(x)$   
 $p(x)$

↓  
alles wie bei p-n-Diode

Bisherige Ergebnisse können verwendet werden!



Übergang hergeleitetes Wissen. Die einzelnen Schritte werden anhand von Abb. 4.4 illustriert.

1. Durch die Flusspolung der Basis-Emitter-Diode wird das Gleichgewicht zwischen Diffusions- und Driftstrom in der Basis-Emitter-Raumladungszone zugunsten des Diffusionsstroms verändert. Als Resultat diffundieren Löcher aus der Basis-Emitter-Raumladungszone in den Emittor und Elektronen in die Basis. Die Randkonzentrationen dieser Minoritätsträger sind entsprechend den Boltzmann-Randbedingungen (Gl. (3.41) und (3.42)) um den Faktor  $e^{\frac{U_{BE}}{U_T}}$  gegenüber den Gleichgewichtsdichten erhöht. Abb. 4.4b zeigt diese Verhältnisse.
2. Aufgrund der Flusspolung sind die Randkonzentrationen gegenüber der jeweiligen Gleichgewichtsdichte in den Bahngebieten erhöht. Hierdurch stellt sich ein Diffusionsstrom der Minoritätsträger in die Bahngebiete ein (vgl. Richtung der eingezeichneten Ladungsträger in Abb. 4.4b).
3. Die Minoritätsträgerkonzentration in den Bahngebieten können wir wie bei der  $p-n$ -Diode ermitteln. Als Randbedingung hatten wir bei der  $p-n$ -Diode angenommen, dass an den Enden der Diffusionsstrecke (in Abb. 4.4b bei  $x = 0$  für die Diffusion im Emittor-Bahngebiet) die Ladungsträgerdichten die Gleichgewichtsdichte annehmen. Dies ist aufgrund einer beliebig hohen Rekombinationsrate für den Emittorkontakt bei  $x = 0$  gewährleistet. Für das Ende der Diffusionsstrecke in der Basis (bei  $x_c$ ) ist dies für  $U_{BC} = 0$  erfüllt. Diese Randbedingung ist mathematisch äquivalent mit einem idealen Kontakt bei  $x_c$ . Jedoch besteht physikalisch der Unterschied, dass die bei  $x_c$  am Basis-seitigen Rand der BC-RLZ ankommenden Minoritätsträger nicht rekombinieren sondern durch die BC-RLZ driften und auf dem Kollektor-seitigen Rand als Majoritätsträger austreten.
4. Wir betrachten exemplarisch die Minoritätsträgerdichte in der Basis. Für den Verlauf der Minoritätsträgerdichte im Emittor, sowie die im weiteren Verlauf über eine Spannung  $U_{CB} \neq 0$  in Kollektor und Basis verursachten zusätzlichen Minoritätsträgerströme, gelten die gleichen Überlegungen.  
Nach Gl. (3.82) gilt für die Minoritätsträgerdichte in der Basis mit

DIODEN-ÜBERLEGUNGEN

BE-Flusspolung  
 ↓  
 Diffusionsstrom > Driftstrom  
 ↓  
 □ aus RLZ → E  
 ○ aus RLZ → B  
 ↓  
 Boltzmann RB  
 GG-Dichte  $\cdot e^{\frac{U_{BE}}{U_T}}$   
 ↓  
 Erhöhte Ladungsträgerdichte  
 ↓  
 Diffusionsstrom der Minoritätsträger i.d. Bahngebiete  
 ↓  
 RB: GG an den Kontakten  
 ↓  
 Emittorkontakt Kollektorkontakt bei  $U_{BC} = 0$   
 ↓  
 äquivalent zu idealem Kontakt bei  $x_c$   
 ↓  
 ABER: physikalisch:  
 Ladungsträger driften durch Kollektor RLZ  
 ⇒ Majoritätsträger im Kollektor

allgemein RB bei  $x_c$ :

$$n_b(x_c) = n_{b0} e^{\frac{U_{BC}}{U_T}}$$

(Steuerung der RB über  $U_{BC}$ )



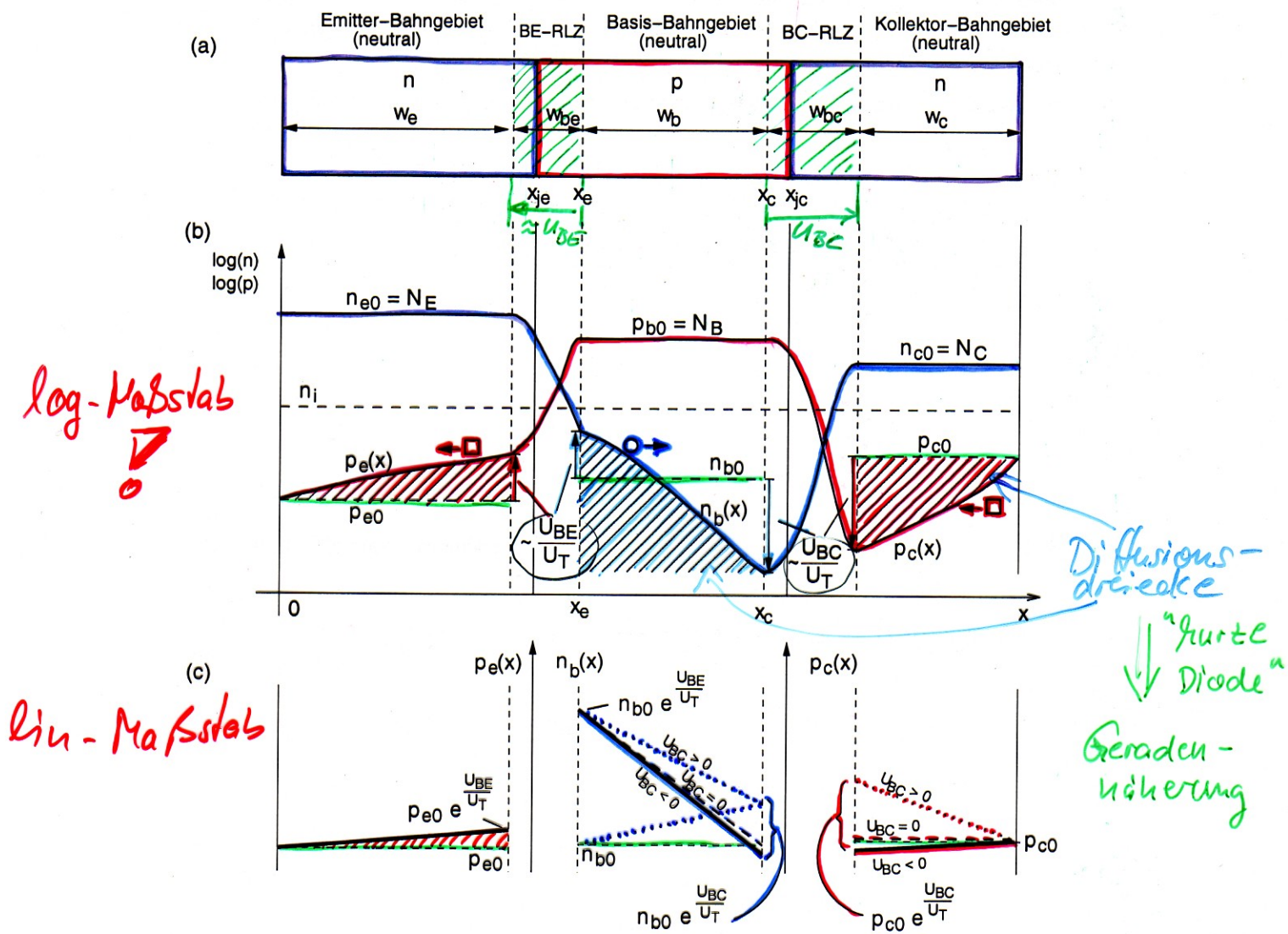


Abb. 4.4: Ladungsträgerdichten in einem npn-Bipolartransistor

- a) Definition der Raumladungszonen (RLZ) und Bahngebiete. Zur Beachtung: Die Spannungsabhängigkeit der BC-RLZ ist in der Darstellung nicht berücksichtigt.
- b) Ladungsträgerdichten bei normal-aktivem Betrieb (BC-Diode in Sperrpolung)
- c) Minoritätsträgerverteilung in den Bahngebieten bei Gerdennäherung für kurze Bahngebiete.

# Beispiel: Basis $\Rightarrow$ Minoritätsträgerverteilung $n_b(x)$

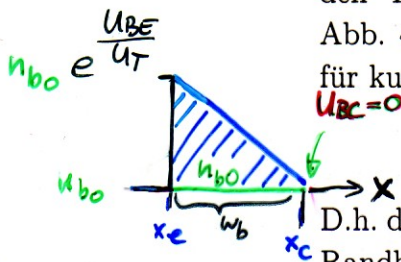
$x_e \leq x \leq x_c$  bei  $U_{BC} = 0$

$$n_b(x) = n_{b0} + n_{b0} \left( e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) \frac{\sinh\left(\frac{x_c - x}{L_{nb}}\right)}{\sinh\left(\frac{x_c - x_e}{L_{nb}}\right)} \quad (4.1)$$

Darin kann  $x$  maximal  $x_c$  annehmen (Ende der Diffusionsstrecke). Das Argument des  $\sinh$  kann damit maximal

Sinh-Argument  $\frac{x_c - x}{L_{nb}} \ll \frac{x_c - x_e}{L_{nb}} = \frac{w_b}{L_{nb}}$  (4.2)

betragen. Darin ist  $w_b = x_c - x_e$  die Weite der Basis zwischen den Raumladungszonen-Rändern zu Emitter und Kollektor (vgl. Abb. 4.4a). Für eine dünne Basis mit  $\frac{w_b}{L_n} \ll 1$  (entspricht Näherung für kurze Diode) gilt dann mit der Näherung  $\sinh(x) \approx x$  für  $x \ll 1$



$$n_b(x) = n_{b0} + n_{b0} \left( e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) \frac{x_c - x}{w_b} \quad (4.3)$$

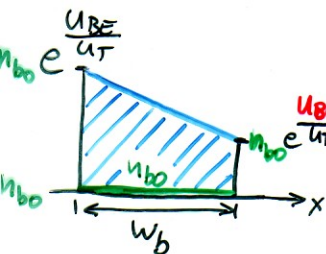
D.h. die Ladungsträgerdichte fällt linear von dem, über die Boltzmann-Randbedingung eingestellten Maximalwert von dem Rand der in Flussrichtung gepolten Raumladungszone ab, auf die Gleichgewichtsdichte am Ende der Diffusionszone. Abb. 4.4c zeigt diese Geradennäherung in Form der dicken, durchgezogenen, fallenden Kurve.

Ebenfalls dargestellt sind ein Fall für Vorspannung der Basis-Kollektordiode in Sperrpolung  $U_{BC} < 0$  sowie für den normal gesättigten Betriebsfall mit  $U_{BC} > 0$ .

DIFFUSIONS-DREIECK



$U_{BC} \neq 0$

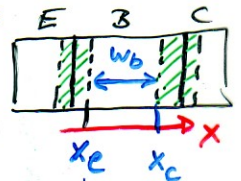


- Für lange Bahngebiete (gilt niemals für die Basis) muss anstelle der Geradennäherung Gl. (4.1) oder die Näherung für die lange Diode verwendet werden, wodurch  $\sinh(x) = \frac{1}{2} e^x$  gesetzt werden kann. Bei einem langen Bahngebiet (gilt unter Umständen für Emitter und Kollektor) ist das Bahngebiet viel länger als die Diffusionslänge der Minoritäten. D.h. die Minoritäten sind länger als ihre mittlere Lebensdauer in den Bahngebieten unterwegs. Sie rekombinieren daher mit den Majoritäten. Durch die Rekombination geht der Minoritätsträgerstrom in einen Majoritätsträgerstrom über. Die Summe beider Ströme über dem Ort bleibt wegen der Aussage der Kontinuitätsgleichung konstant.

- In einem kurzen Bahngebiet (gilt immer für die Basis) verweilen die Minoritäten nur kurze Zeit, verglichen mit ihrer (mittleren) Lebensdauer. Es kommt daher nur zu einer geringen (für die Basis im Idealfall

wie p-n Diode

( $U_{BC} = 0$ )



Für  $\frac{w_b}{L_{nb}} \ll 1$

Näherung für kurze (dünne) Basis

Lineare Verteilung

Einfache Schlussfolgerung (ohne Rechnung)

Boltzmann RB  
Kollektor-seitiger  
Rand der Basis

Basis: dünn  $\Rightarrow$  (sehr) geringe Nettorekomb.  
Emitter/kollektor  $w_e, w_c \gg L_e, L_c$  möglich  
 $\Rightarrow$  Näherungen für lange Dioden

# Beispiel: Basis $\Rightarrow$ Minoritätsträgerverteilung $n_b(x)$

$x_e \leq x \leq x_c$  bei  $U_{BC} = 0$

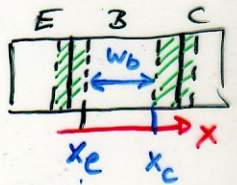
$$n_b(x) = n_{b0} + n_{b0} \left( e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) \frac{\sinh\left(\frac{x_c - x}{L_{nb}}\right)}{\sinh\left(\frac{x_c - x_e}{L_{nb}}\right)} \quad (4.1)$$

Darin kann  $x$  maximal  $x_c$  annehmen (Ende der Diffusionsstrecke). Das Argument des  $\sinh$  kann damit maximal

Sinh-Argument

$$\frac{x_c - x}{L_{nb}} \ll \frac{x_c - x_e}{L_{nb}} = \frac{w_b}{L_{nb}} \quad (4.2)$$

wie p-n Diode ( $U_{BC} = 0$ )

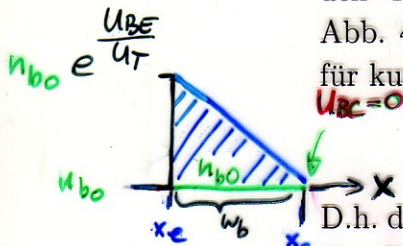


betragen. Darin ist  $w_b = x_c - x_e$  die Weite der Basis zwischen den Raumladungszonen-Rändern zu Emitter und Kollektor (vgl. Abb. 4.4a). Für eine dünne Basis mit  $\frac{w_b}{L_n} \ll 1$  (entspricht Näherung für kurze Diode) gilt dann mit der Näherung  $\sinh(x) \approx x$  für  $x \ll 1$

Für  $\frac{w_b}{L_{nb}} \ll 1$

$$n_b(x) = n_{b0} + n_{b0} \left( e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) \frac{x_c - x}{w_b} \quad (4.3)$$

Näherung für kurze (dünne) Basis



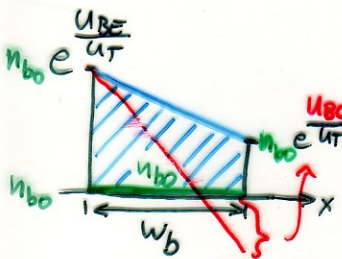
D.h. die Ladungsträgerdichte fällt linear von dem, über die Boltzmann-Randbedingung eingestellten Maximalwert von dem Rand der in Flussrichtung gepolten Raumladungszone ab, auf die Gleichgewichtsdichte am Ende der Diffusionszone. Abb. 4.4c zeigt diese Geradennäherung in Form der dicken, durchgezogenen, fallenden Kurve.

Ebenfalls dargestellt sind ein Fall für Vorspannung der Basis-Kollektordiode in Sperrpolung  $U_{BC} < 0$  sowie für den normal gesättigten Betriebsfall mit  $U_{BC} > 0$ .

DIFFUSIONS-DREIECK



$U_{BC} \neq 0$



5. Für lange Bahngebiete (gilt niemals für die Basis) muss anstelle der Geradennäherung Gl. (4.1) oder die Näherung für die lange Diode verwendet werden, wodurch  $\sinh(x) = \frac{1}{2} e^x$  gesetzt werden kann. Bei einem langen Bahngebiet (gilt unter Umständen für Emitter und Kollektor) ist das Bahngebiet viel länger als die Diffusionslänge der Minoritäten. D.h. die Minoritäten sind länger als ihre mittlere Lebensdauer in den Bahngebieten unterwegs. Sie rekombinieren daher mit den Majoritäten. Durch die Rekombination geht der Minoritätsträgerstrom in einen Majoritätsträgerstrom über. Die Summe beider Ströme über dem Ort bleibt wegen der Aussage der Kontinuitätsgleichung konstant.

Lineare Verteilung

Einfache Schlussfolgerung (ohne Rechnung)

6. In einem kurzen Bahngebiet (gilt immer für die Basis) verweilen die Minoritäten nur kurze Zeit, verglichen mit ihrer (mittleren) Lebensdauer. Es kommt daher nur zu einer geringen (für die Basis im Idealfall

Boltzmann RB  
Kollektor-seitiger Rand der Basis

Basis: dünn  $\Rightarrow$  (sehr) geringe Nettorekomb. Emitter/kollektor  $w_e, w_c \gg L_e, L_c$  möglich  $\rightarrow$  Näherungen für lange Diode

vernachlässigbaren) Rekombination, wodurch am Ende der Diffusionsstrecke (Unterschied zu langem Bahngebiet) noch immer ein Strom aus Minoritätsträgern vorliegt. Eine Netto-Rekombination findet in diesem Fall erst an dem Kontakt statt. Für die über die Basis-Emitter-RLZ in die Basis injizierten Minoritätsträger ist das der Kollektor-Kontakt an der äußersten rechten Seite.

- Wir nehmen im Folgenden zur Vereinfachung kurze Bahngebiete in Emitter, Basis und Kollektor an, so dass die Minoritätsträgerkonzentrationen näherungsweise durch die in Abb. 4.4c gezeigten linearen Verläufe angenähert werden können. Es kann dann anstelle von Abb. 4.4b mit der linearen Approximation der Minoritätsträgerverläufe in 4.4c gearbeitet werden, wodurch die Ermittlung der Steigung der Minoritätsträgerverläufe sehr einfach wird. Aufgrund ihrer Form wird der Verlauf der Minoritätsträgerkonzentration als Diffusionsdreieck bezeichnet.



Annahme  
im Folgenden:  
kurze  
Bahngebiete  
↓  
Arbeiten  
mit  
Diffusions-  
dreiecken

### 4.3 Ströme in der *npn*-Schichtfolge ohne Rekombination

Wie bei der *p-n*-Diode ermitteln wir die Ströme in der *npn*-Schichtfolge über die Diffusionsströme der Minoritätsträger an den Grenzen der Bahngebiete zur jeweiligen Raumladungszone. Wir verwenden dabei die beiden schon bei der *p-n*-Diode angewandten Annahmen.

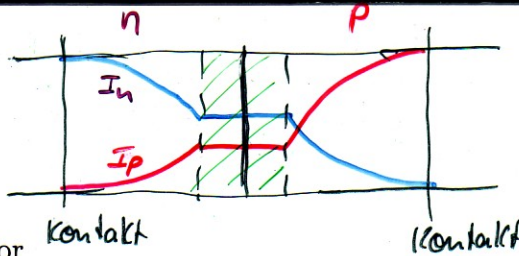
- Die Feldstärke in den Bahngebieten ist so gering, dass die Minoritätsträger-Feldströme wegen der geringen Minoritätsträgerkonzentration vernachlässigbar sind. Es existieren daher nur Minoritätsträger-Diffusionsströme.
- Der Netto-Rekombinationsstrom in der Raumladungszone überlagert sich den anderen Stromkomponenten. Er kann und wird daher zur Vereinfachung für die folgenden Betrachtungen zu Null gesetzt werden. Seine Wirkung kann im Nachhinein durch das Hinzufügen eines Netto-Rekombinationsstrom-Terms in den Gleichungen bzw. eines zusätzlichen Bauelements in den Ersatzschaltbildern berücksichtigt werden.

Ziel:  
Strom-  
Spannungs-  
Grenzwerte  
  
Annahmen:  
→  $E \approx 0$  in  $w_e, w_b, w_c$   
⇒ Minoritätsträger-  
Diffusionsstrom  
↓  
Majoritätsträger  
Erfüllungs-  
gehälften  
für  $I = \text{const.}$

Wegen der zweiten Annahme ermitteln wir die Ströme in den Schichten für den Fall, dass keine Netto-Rekombination der beiden Raumladungs-

+  
 $I_{rg}$  in RLZ  
zunächst = 0  
später hinzusetzen  
durch Überlagerung

Bspl bei langer  
Diode:



ohne Rekomb.  
in der RLZ  
⇒ Ströme i.d.  
RLZ konstant!

zonen stattfindet. Ein Elektronen- oder Löcherstrom bleibt daher in den Raumladungszonen konstant. Er hat daher an der Grenze zur Raumladungszone, wo er ein Majoritätsträgerstrom ist, den gleichen Wert, wie an der anderen Grenze der Raumladungszone, wo er wegen Annahme 1) ein Minoritätsträger-Diffusionsstrom ist.

Diese Überlegungen gelten unabhängig von der Länge der Bahngebiete. Die Minoritätsträger-Diffusionsströme ergeben sich allgemein aus der Transportgleichung

An den Grenzen der Basis-Emitter-Raumladungszone ergeben sich die Diffusionsströme zu:

Diffusionsstr.  
BE-RLZ:  
allgemein

$$I_{ep}(x_e - w_{be}) = -e A D_p \left. \frac{dp_e(x)}{dx} \right|_{x_e - w_{be}} \quad (4.4)$$

$$I_{bn}(x_e) = e A D_n \left. \frac{dn_b(x)}{dx} \right|_{x_e} \quad (4.5)$$

An den Grenzen der Basis-Kollektor-Raumladungszone gilt:

BC-RLZ:

$$I_{bn}(x_c) = e A D_n \left. \frac{dn_b(x)}{dx} \right|_{x_c} \quad (4.6)$$

$$I_{cp}(x_c + w_{bc}) = -e A D_p \left. \frac{dp_c(x)}{dx} \right|_{x_c + w_{bc}} \quad (4.7)$$

Im allgemeinen Fall muss für die Ableitung der Ladungsträgerverteilung die entsprechende Beziehung wie z.B. in Gl. (4.1) für  $n_b(x)$  bei  $U_{BC} = 0$  eingesetzt werden. Für  $I_{bn}(x) = e A D_n \frac{dn_b}{dx}$  ergibt sich dann direkt der bereits für die p-n-Diode bei der Randbedingung  $n_b(x_c) = n_{b0}$  also für  $U_{BC} = 0$  ermittelte Stromverlauf

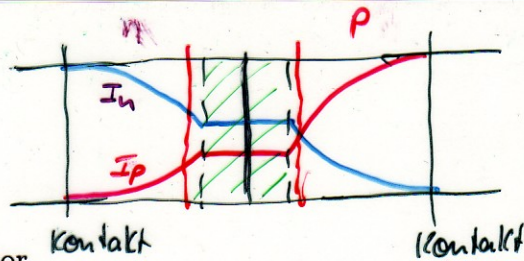
$$I_{bn}(x) = -e A D_n n_{b0} \left( e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) \frac{1}{L_n} \frac{\cosh\left(\frac{x_c - x}{L_{nb}}\right)}{\sinh\left(\frac{w_b}{L_{nb}}\right)} \quad (4.8)$$

wodurch sich für  $x = x_e$  und  $x = x_c$  die gesuchten Werte nach Gl. (4.5) und Gl. (4.6) ergeben. Für unsere vereinfachende Annahme kurzer Bahngebiete können wir die Steigung einfach an den Diffusionsdreiecken in Abb. 4.4 ablesen. Es ergibt sich unter Berücksichtigung der Boltzmann-Randbedingung für den Kollektor-seitigen Rand der Basis An den Grenzen der Basis-Emitter-

↓ zusätzlich nur bei  
bei kurzer Diode:  
↓  
Linearer Verlauf  
 $n(x), p(x)$   
(Diffusionsdreieck)  
↓  
 $I_n(x), I_p(x)$   
= const  
↓  
Strom an RLZ-Rändern  
=  
Strom i.d. Bahngebieten  
  
führt bei allgemeiner  $n_b(x)$  auf Strom p-n Diode im p-Bahngebiet



Bspl bei langer Diode:



ohne Netzkomb. in der RLZ  
 $\Rightarrow$  Ströme i.d. RLZ konstant!

zonen stattfindet. Ein Elektronen- oder Löcherstrom bleibt daher in den Raumladungszonen konstant. Er hat daher an der Grenze zur Raumladungszone, wo er ein Majoritätsträgerstrom ist, den gleichen Wert, wie an der anderen Grenze der Raumladungszone, wo er wegen Annahme 1) ein Minoritätsträger-Diffusionsstrom ist.

zusätzlich nur bei  
 bei kurzer Diode:

Diese Überlegungen gelten unabhängig von der Länge der Bahngelände. Die Minoritätsträger-Diffusionsströme ergeben sich allgemein aus der Transportgleichung

Linearer Verlauf  $n(x), p(x)$  (Diffusionsdriegen)  
 $\Rightarrow I_n(x), I_p(x) = \text{const}$

An den Grenzen der Basis-Emitter-Raumladungszone ergeben sich die Diffusionsströme zu:

Diffusionsstr. BE-RLZ: allgemein

$$I_{ep}(x_e - w_{be}) = -e A D_p \left. \frac{dp_e(x)}{dx} \right|_{x_e - w_{be}} \quad (4.4)$$

$$I_{bn}(x_e) = e A D_n \left. \frac{dn_b(x)}{dx} \right|_{x_e} \quad (4.5)$$

Strom an RLZ-Rändern = Strom i.d. Bahngelände

An den Grenzen der Basis-Kollektor-Raumladungszone gilt:

BC-RLZ:

$$I_{bn}(x_c) = e A D_n \left. \frac{dn_b(x)}{dx} \right|_{x_c} \quad (4.6)$$

$$I_{cp}(x_c + w_{bc}) = -e A D_p \left. \frac{dp_c(x)}{dx} \right|_{x_c + w_{bc}} \quad (4.7)$$

führt bei allgemeiner  $n_b(x)$  auf Strom p-n Diode im p-Bahngelände

Im allgemeinen Fall muss für die Ableitung der Ladungsträgerverteilung die entsprechende Beziehung wie z.B. in Gl. (4.1) für  $n_b(x)$  bei  $U_{BC} = 0$  eingesetzt werden. Für  $I_{bn}(x) = e A D_n \frac{dn_b}{dx}$  ergibt sich dann direkt der bereits für die p-n-Diode bei der Randbedingung  $n_b(x_c) = n_{b0}$  also für  $U_{BC} = 0$  ermittelte Stromverlauf

$$I_{bn}(x) = -e A D_n n_{b0} \left( e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) \frac{1}{L_n} \frac{\cosh\left(\frac{x_c - x}{L_{nb}}\right)}{\sinh\left(\frac{w_b}{L_{nb}}\right)} \quad (4.8)$$

wodurch sich für  $x = x_e$  und  $x = x_c$  die gesuchten Werte nach Gl. (4.5) und Gl. (4.6) ergeben. Für unsere vereinfachende Annahme kurzer Bahngelände können wir die Steigung einfach an den Diffusionsdriegen in Abb. 4.4 ablesen. Es ergibt sich unter Berücksichtigung der Boltzmann-Randbedingung für den Kollektor-seitigen Rand der Basis An den Grenzen der Basis-Emitter-

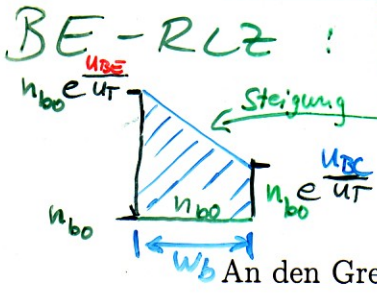
$$I_{ep} = -eAD_p \frac{dp_e}{dx}$$

$$I_{cp} = -eAD_p \frac{dp_c}{dx}$$

$$I_{bn} = eAD_n \frac{dn_b}{dx}$$

Raumladungszone:

DIFFUSIONSSTRÖME für die Bahnggebiete



$$I_{ep}(x_e - w_{be}) = -eAD_p \frac{p_{e0}(e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1)}{w_e} \quad (4.9)$$

$$I_{bn}(x_e) = eAD_n \frac{n_{b0}(e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - e^{\frac{U_{BC}}{U_T}})}{w_b} \quad (4.10)$$

An den Grenzen der Basis-Kollektor-Raumladungszone:

$$I_{bn}(x_c) = I_{bn}(x_e) \quad (4.11)$$

$$I_{cp}(x_c + w_{bc}) = eAD_p \frac{p_{c0}(e^{\frac{U_{BC}}{U_T}} - 1)}{w_c} \quad (4.12)$$

( $\Delta$ -Näherung)

$I_{bn} = \text{const. in } w_b$   
 $\Downarrow$   
 gleiche Ströme bei  $x_e$  und  $x_c$

BC-RLZ:

Dies sind die gleichen Ergebnisse, wie sie zuvor auch für die kurze p-n-Diode erhalten wurden. Wir definieren zur Abkürzung der Schreibweise die Sättigungsströme

$$I_{es} := eAD_p \frac{p_{e0}}{w_e} \quad (4.13)$$

$$I_{bs} := eAD_n \frac{n_{b0}}{w_b} \quad (4.14)$$

$$I_{cs} := eAD_p \frac{p_{c0}}{w_c} \quad (4.15)$$

Minoritätsträgerdichte  
 Sättigungsströme

Aufgrund des linearen Verlaufs der Minoritätsträgerkonzentration in den Diffusionsdreiecken sind die Diffusionsströme in ihrem gesamten Bahnggebiet konstant. Wir benötigen sie für die weitere Rechnung zwar nur an den Rändern der Raumladungszonen, lassen aber aufgrund der Konstanz die Angabe der Ortsabhängigkeit im Folgenden weg. Mit den zuvor definierten Sättigungsströmen lassen sich Gl. (4.9) bis (4.12) schreiben

$$I_{ep} = -I_{es}(e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1) \quad (4.16)$$

$$I_{bn} = -I_{bs}(e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1) + I_{bs}(e^{\frac{U_{BC}}{U_T}} - 1) = I_{bcn} - I_{ben} \quad (4.17)$$

$$I_{cp} = I_{cs}(e^{\frac{U_{BC}}{U_T}} - 1) \quad (4.18)$$

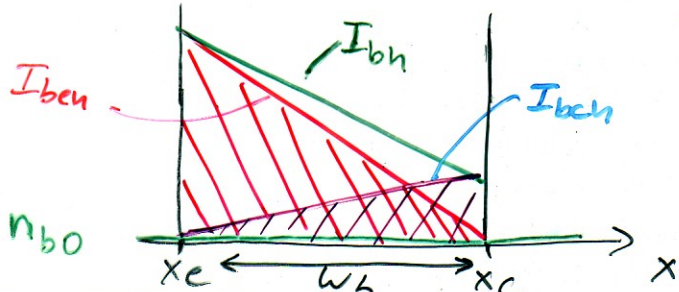
"Trick":

Umformen, so das

$$I_{bn} = I_{bcn} - I_{ben}$$

Der Minoritätsträgerstrom in der Basis wurde in Gl. (4.17) so umgeformt (die -1 in den beiden Klammern hebt sich weg), dass er sich aus einem von  $U_{BE}$  bei  $U_{BC} = 0$  gesteuerten Anteil  $I_{ben}$  und einem von  $U_{BC}$  bei  $U_{BE} = 0$

Die Grenz zweier Diodenströme mit



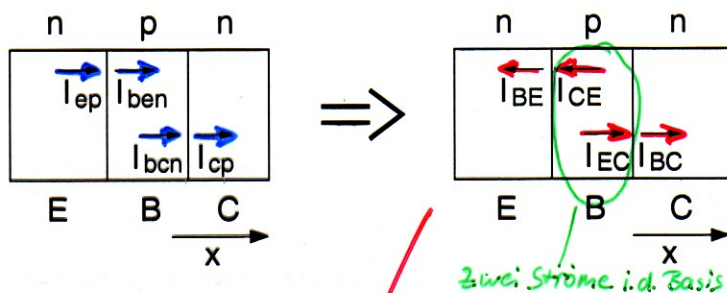
RB: Gitter-Dichten

(Ladungsträgerdichten der  $\Delta$  überlagern sich)

$I_{bcn}$  gesteuerten Anteil zusammensetzt. Jeder der beiden Terme steht für ein eigenes Diffusionsdreieck in der Basis, an dessen Ende die Gleichgewichtskonzentration  $n_{b0}$  erreicht wird. Abb. 4.4c zeigt dies für den Fall, dass das sich für  $U_{BC} > 0$  ergebende Viereck in das gepunktete Dreieck mit der kollektorseitigen Konzentration  $n_{b0}e^{\frac{U_{BC}}{U_T}}$  und das gestrichelte Dreieck mit der emitterseitigen Konzentration  $n_{b0}e^{\frac{U_{BE}}{U_T}}$  zerlegt werden kann.

Entsprechend der mathematischen Vorzeichendefinition in DDM sind Ströme mit positivem Vorzeichen in Richtung der positiven  $x$ -Achse gerichtet. Abb. 4.5 links zeigt die dementsprechenden Ströme aus Gl. (4.16) bis (4.18) an den Rändern der sie steuernden Raumladungszone. Im Folgenden wer-

Bisher:  
 mathematische  
 Stromrichtung  
 (in  $x$ -Richtung  
 positiv)



Definiere  
 physikalische  
 Stromrichtung  
 für  
 Flusspolung  
 positiv

Abb. 4.5: Links: Über die Minoritätsträger-Injektion von Basis-Emitter- und Basis-Kollektor- Raumladungszone gesteuerte Minoritätsträgerströme in den Bahngeländen von Emitter, Basis und Kollektor. Rechts: Die selben Ströme wie links, jedoch mit physikalisch orientierte Stromflussrichtung.

den wir anstelle der mathematischen Richtung ( $+x$ ) die Ströme physikalisch positiv orientieren. Das bedeutet, dass die von der Spannung über eine der beiden Raumladungszonen gesteuerten Ströme positiv gezählt werden, wenn diese Raumladungszonen in Flussrichtung gepolt ist. Wir definieren daher die auch in der Literatur üblichen Ströme

TRANSISTORSTRÖME

(ohne Rekombination  
 im Bahngeländen  
 und RLE)

$$I_{BE} := -I_{ep} = -I_{es} \left( e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) \quad (4.19)$$

$$I_{CE} := -I_{ben} = -I_{bs} \left( e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) \quad (4.20)$$

$$I_{EC} := I_{bcn} = I_{bs} \left( e^{\frac{U_{BC}}{U_T}} - 1 \right) \quad (4.21)$$

$$I_{BC} := I_{cp} = I_{cs} \left( e^{\frac{U_{BC}}{U_T}} - 1 \right) \quad (4.22)$$

die in Abb. 4.5 rechts dargestellt sind. Der Stromfluss (Transfer) vom Kollektor zum Emitter erfolgt über die Basis mit den beiden Strömen  $I_{CE}$  und

gleicher Sättigungsstrom  
 $\Rightarrow$  zusammen fassen  $\Rightarrow I_T$