

1 Halbleiterdioden

Dioden gehören zu der Gruppe der nichtlinearen Bauelemente. Nichtlinear heisst, dass der Stromfluss eine nichtlineare Funktion der Spannung ist. Wir erhalten bei einer Netzwerkanalyse mit solchen Elementen immer nichtlineare Gleichungssysteme.

Dioden werden hauptsächlich für Gleichrichtungs-, und Schaltzwecke eingesetzt. Neben den herkömmlichen Dioden für Gleichrichter- und Schaltzwecke existieren eine Reihe von Spezialdioden:

- Zener-Dioden, Avalanchedioden
- Gunn-Dioden
- Vierschichtdioden, Diacs
- Kapazitätsdioden
- PIN- Dioden
- Tunneldioden
- u. a.

Die Arbeitsweise der Spezialdioden beruht auf den gleichen theoretischen Grundlagen. Sie sind aber teilweise aus anderen Materialien, Dotierungen, etc. aufgebaut.

Wir betrachten in diesem Kapitel die Dioden für Gleichrichterzwecke und Zener-Dioden. Ebenso die dazu verwendeten Schaltungen. Spezialdioden werden kurz in gesonderten Kapitel behandelt.

Wir bauen hier auf den Kenntnissen der Halbleiterphysik auf, wobei zum Teil gewisse Begriffe repetiert werden.

1.1 Die ideale Diode

Sie kann als elektrisches Ventil angesehen werden. Die ideale Diode ist ein Zweipolelement mit den Anschlüssen A (*Anode*) und K (*Katode*). Der Stromfluss findet nur in *Durchlassrichtung* statt. In *Sperrichtung* erfolgt kein Stromfluss.

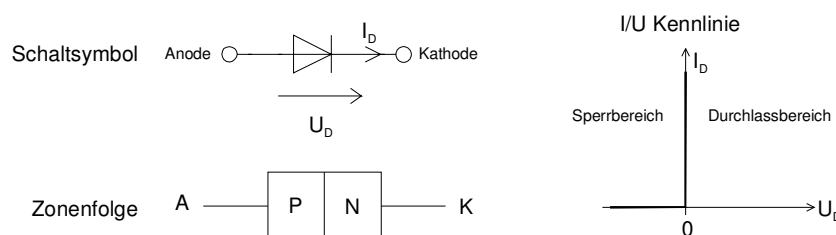


Bild 1.1: Schaltsymbol, Zonenfolge und I/U-Kennlinie einer idealen Diode.

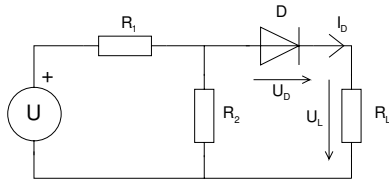
Die ideale Diode hat also zwei Betriebszustände:

1. In Durchlassrichtung, also $U_D > 0$, kann Sie als Kurzschluss angesehen werden.
2. In Sperrichtung, also $U_D < 0$, kann sie als offene Verbindung angesehen werden.

Da die ideale Diode in der Praxis als einzelnes Bauteil nicht existiert und sie auch für mathematische Betrachtungen ungeeignet ist, hat sie dementsprechend wenig Bedeutung. Jedoch kann sie als einfaches Modell zur Analyse einer Schaltung dienen, wenn die obigen Aussagen 1.) und 2.) angewandt werden:

Beispiel 1.1:

Bestimmen Sie die Spannung U_L , wenn D eine ideale Diode ist!



Lösung:

Da die Diode in Durchlassrichtung arbeitet, wird sie durch einen Kurzschluss ersetzt. Danach erhalten wir:

$$U_L = \frac{U \cdot R_L \parallel R_2}{R_1 + R_L \parallel R_2} = \frac{U \cdot R_L R_2}{R_L R_1 + R_L R_2 + R_1 R_2} \quad (1.1)$$

$$I_D = \frac{U_L}{R_L} = \frac{U \cdot R_2}{R_L R_1 + R_L R_2 + R_1 R_2} \quad (1.2)$$

1.1.1 Verbesserung des idealen Diodenmodells

Eine wesentliche Verbesserung des idealen Modells wird erreicht, wenn das Diodenmodell mit einer Spannungsquelle in Grösse der Flussspannung ausgestattet wird. Die Flussspannung ist diejenige Spannung U_D , die an der Diode abfällt, wenn sie mit einem bestimmten Strom I_D in Durchlassrichtung betrieben wird. Sie liegt in den Grössenordnungen von 0.7V für Si- und 0.3V für Ge- und Schottky-Dioden:

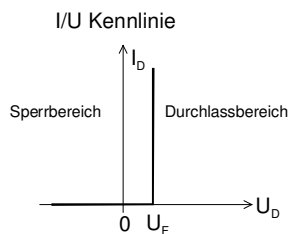
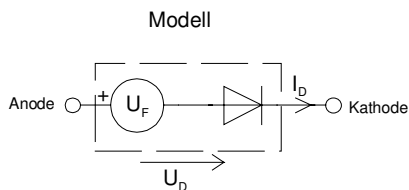
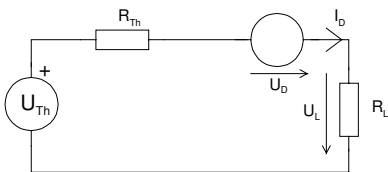


Bild 1.2: Verbessertes ideales Diodenmodell.
Durch Zufügen einer Spannungsquelle U_f nähert das Modell eine reale Diode wesentlich besser an.

Durch Einbezug dieser Flussspannung erhalten wir eine verbesserte Formel für den Strom I_D . Unter Verwendung einer Substitution für die Quelle U mit den Widerständen R_1 und R_2 nach Thévenin erhalten wir für das Beispiel 1.1:



$$R_{Th} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (1.3)$$

$$U_{Th} = \frac{U R_2}{R_1 + R_2} \quad (1.4)$$

Bild 1.3: Analyse der Schaltung nach Beispiel 1.1 mit verbessertem Diodenmodell.

Wir bestimmen nun U_L und I_D und machen die Substitution rückgängig:

$$U_L = \frac{(U_{Th} - U_D)R_L}{R_{Th} + R_L} = \frac{R_L(U R_2 - U_D(R_1 + R_2))}{R_L R_1 + R_L R_2 + R_1 R_2} \quad (1.5)$$

$$I_D = \frac{U_L}{R_L} = \frac{U R_2 - U_D(R_1 + R_2)}{R_L R_1 + R_L R_2 + R_1 R_2} \quad (1.6)$$

1.1.2 Zusammenfassung

Ideale Dioden dienen hauptsächlich zur Verständnissförderung der Arbeitsweise. Sie können weder zur Schaltungsanalyse noch in mathematischen Betrachtungen sinnvoll eingesetzt werden.

Da die Kennlinie eine Knickstelle aufweist, kann sie in diesem Punkt nicht differenziert werden. Die Differenzierbarkeit in allen Punkten ist aber Voraussetzung für eine weitergehende mathematische Betrachtung.

1.2 Das Shockley-Diodenmodell

Es beschreibt mit einer einfachen Exponentialfunktion die I/U-Kennlinie der Diode. Für die meisten Gleichstrombetrachtungen reicht dieses einfache Modell bereits aus.

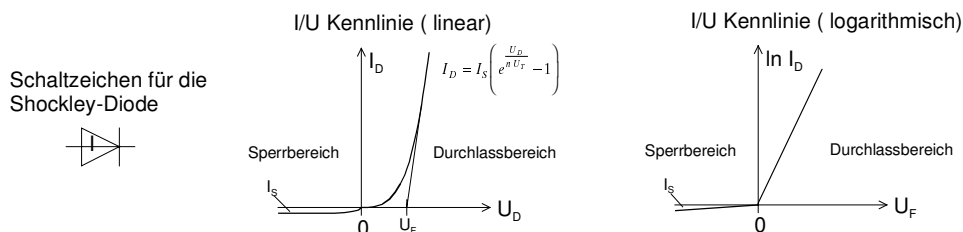


Bild 1.4: Kennlinie des Shockley-Diodenmodells.

Die I/U-Kennlinie wird mit einer Exponentialfunktion beschrieben. Bis auf das Durchbruchverhalten erlaubt dieses Modell eine präzise Beschreibung des statischen Verhaltens einer Diode.

Im Durchlassbereich erkennt man den Exponentiellen Anstieg des Stromes im Durchlassbereich. Im Sperrbereich nähert sich der Sperrstrom asymptotisch dem *Sättigungssperrstrom* I_S . Obwohl das Shockley-Modell zu den idealen Diodenmodellen gehört, beschreibt es in einem weiten Bereich sehr gut die Realität für den statischen Betrieb.

Formal gilt für den Stromfluss durch die Diode die *Shockley-Gleichung*:

$$I_D = I_S \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \quad \begin{array}{l} U_T: \text{Temperaturspannung } \frac{kT}{q} (\approx 25\text{mV bei } 20^\circ\text{C}) \\ n: \text{Emissionskoeffizient (1..4)} \end{array} \quad \text{Shockley Diodengleichung} \quad (1.7)$$

Im Sperrbereich $U_D < 0$ geht der Diodenstrom asymptotisch in einen konstanten Minoritätsträgerstrom, den Sättigungssperrstrom I_S über. Der Wert für I_S ist vom verwendeten Halbleitermaterial, der Fläche der Sperrschicht und der Temperatur abhängig. Die Werte liegen in der Größenordnung:

Germanium: $I_S \approx 100\text{nA}$

Silizium: $I_S \approx 10\text{pA}$

Der Sättigungssperrstrom I_S ächst mit den durch Eigenleitung erzeugten Minoritätsträgerdichten n_{p0} und p_{n0} (thermische Ionisation). Da diese Dichten aber stark temperaturabhängig sind, wächst der Sperrstrom stark mit steigender Temperatur.

Im Durchlassbereich überwiegt der Majoritätsträgerstrom, welcher für $U_D \gg U_T$ exponentiell anwächst.

Beispiel 1.2: Bestimmung des Diodenstromes I_D und Temperaturspannung U_T .

Für die links tabellierten Vorgaben sind die Temperaturspannung U_T und den Diodenstrom I_D zu bestimmen:

$$\begin{aligned}
 q &= 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \\
 k &= 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \\
 n &= 1.0 \\
 T &= 300 \text{ K} \\
 U_D &= 0.65 \text{ V} \\
 I_S &= 10 \text{ pA}
 \end{aligned}
 \quad
 \begin{aligned}
 U_T &= \frac{kT}{q} = \frac{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \text{ [J]}}{1.6 \cdot 10^{-19} \text{ [KC]}} = 25.875 \text{ mV} \\
 I_D &= I_S \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) = 10 \cdot 10^{-12} \left(e^{\frac{0.65}{1.0 \cdot 0.025875}} - 1 \right) = 812.5 \mu\text{A}
 \end{aligned}$$

1.2.1 Bestimmen der Diodenparameter mittels Regressionsverfahren

Mit Hilfe von Messwerten kann über eine Regressionsfunktion auf die Grössen I_S und n geschlossen werden.

Für die Shockley-Diode gilt wenn $U_D \gg U_T$ vereinfacht:

$$I_D \approx I_S e^{\frac{U_D}{U_T}} \quad (1.8)$$

Die vereinfachte Gleichung kann im Gegensatz zu Gl. (1.7) logarithmiert werden. Wir erhalten dann für I_D eine lineare Regressionsaufgabe mit den Substitutionen:

$$\ln I_D = \frac{U_D}{nU_T} + \ln I_S \quad \rightarrow \quad Y = aX + b \quad \begin{aligned} a &= \frac{1}{nU_T} & \Rightarrow n &= \frac{1}{aU_T} \\ b &= \ln I_S & \Rightarrow I_S &= e^b \end{aligned} \quad (1.9)$$

Die Parameter a und b können einfach bestimmt werden. Daraus folgen die gesuchten Grössen n und I_S über eine Rücksubstitution.

Beispiel 1.3: Bestimmung der Diodenparameter I_S und n mit Regression.

An einer Kleinsignaldiode wurden bei Zimmertemperatur die folgenden Ströme gemessen. Zu bestimmen sind die Parameter n und I_S .

U_D [V]	0.536	0.524	0.55	0.565	0.576	0.585	0.62	0.63	0.65	0.673	0.708
I_D [mA]	0.112	0.087	0.158	0.222	0.296	0.348	0.742	0.957	1.42	2.35	4.82

Wir erfassen die Werte in einer EXCEL-Tabelle und bestimmen die zugehörige lineare Ausgleichsfunktion. Die Resultate werden:

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L
1	Bestimmen einer Diodenkennlinie aus Messwerten:											
2												
3	Vorgaben:	k =	1.38E-23	(Boltzmann-Konstante)								
4		q =	1.60E-19	(Elementarladung)								
5		T =	293	(Temperatur in K)								
6	Messwerte:											
7	U_D [V]	0.536	0.524	0.55	0.565	0.576	0.585	0.62	0.63	0.65	0.673	0.708
8	I_D [mA]	0.112	0.087	0.158	0.222	0.296	0.348	0.742	0.957	1.42	2.35	4.82
9												
10	Lineare Regressionsaufgabe: $\text{Log } I_D = a \cdot U_D + b$											
11	U_D	0.536	0.524	0.55	0.565	0.576	0.585	0.62	0.63	0.65	0.673	0.708
12	$\text{Log } I_D$	-2.189	-2.442	-1.845	-1.505	-1.217	-1.056	-0.298	-0.044	0.351	0.854	1.573
13												
14	a =	21.904		U_T [V] =	2.53E-02							
15	b =	-13.887		I_S [mA] =	9.31E-07							
16				n =	1.8066							
17												
18	Grafische Auswertung:											
19	U_D [V]	$I_{D\text{Mess}}$ [mA]	$I_{D\text{Reg}}$ [mA]									
20	0.524	0.112	0.090									
21	0.536	0.087	0.117									
22	0.55	0.158	0.159									
23	0.565	0.222	0.221									
24	0.576	0.296	0.281									
25	0.585	0.348	0.342									
26	0.62	0.742	0.736									
27	0.63	0.957	0.916									
28	0.65	1.42	1.420									
29	0.673	2.35	2.350									
30	0.708	4.82	5.058									
31												
32												
33												
34												

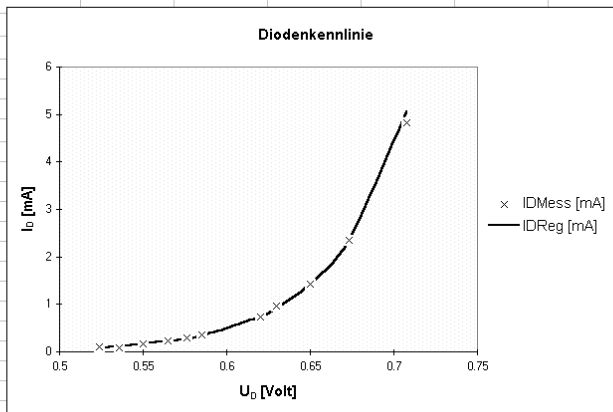


Bild 1.5: Auswertung und Bestimmung der Diodenparameter mit EXCEL aus Beispiel 1.3.

Das Resultat zeigt, dass mit einfachen Mitteln bereits präzise eine Diodenkennlinie beschrieben werden kann.

1.2.2 Differenzieller Widerstand der Shockley-Diode

Der differenzielle Widerstand verkörpert den wechselstrommässigen Widerstand r_D der Diode. Er unterscheidet sich hochgradig vom statischen Widerstand der Diode $R_D = \frac{U_D}{I_D}$.

Der differenzielle Widerstand r_D nimmt umgekehrt proportional zum Diodenstrom I_D ab. Man erhält den differenziellen Widerstand r_D durch Differenziation der Diodenkennlinie.

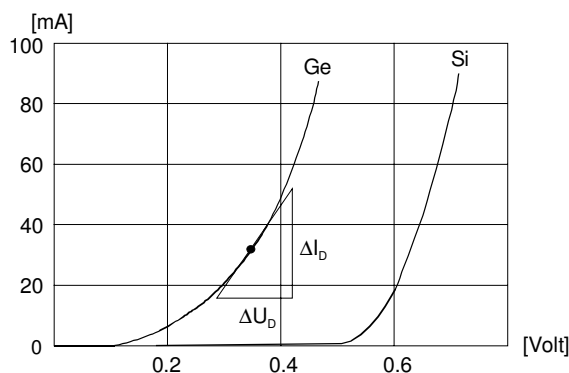


Bild 1.6: Differenzieller Widerstand einer Diode.

Typische Diodenkennlinien für Ge- und Si-Dioden mit Näherung des differenziellen Widerstandes durch einen Differenzenquotienten.

Für die Shockly-Diode wird dies:

$$r_D = \frac{dU_D}{dI_D} = \frac{nU_T}{I_D}$$

**Differenzieller
Widerstand r_D** (1.10)

Begründung:

Über den differentiellen Leitwert erhalten wir:

$$\frac{1}{r_D} = \frac{dI_D}{dU_D} = \frac{d}{dU_D} \left(I_S e^{\frac{U_D}{nU_T}} \right) = \frac{I_S}{nU_T} e^{\frac{U_D}{nU_T}} = \frac{I_D}{nU_T} \quad (1.11)$$

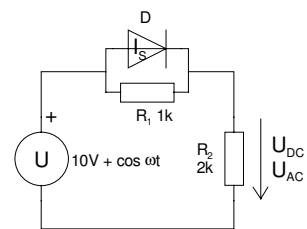
$$\rightarrow r_D = \frac{nU_T}{I_D}$$

Der differentielle Widerstand einer Diode im Durchlassbereich liegt Bereich Ω bis einige 100Ω , je nach Durchlassstrom. Daher haben grosse Stromänderungen ΔI_D nur kleine Spannungsänderungen ΔU_D zur Folge.

Konkret bewirkt eine Verzehnfachung des Durchlassstromes ein Ansteigen der Durchlassspannung um ca. 0.1V. Dieser Umstand wird häufig zur Stabilisierung kleiner Spannungen benutzt. (vgl. auch Beispiel 1.5 und Beispiel 1.6.)

Beispiel 1.4: Berechnung des differentiellen Widerstandes einer Diode.

Zu berechnen sind die Gleich- und Wechselspannungen, die über R_2 gemessen werden! ($I_S=10\text{pA}$, $n=1$, $T=20^\circ\text{C}$)



Vorgehen:

Wir bestimmen die Gleich- und Wechselspannung in separaten Rechnungen. Dazu verwenden wir für jede Rechnung ein eigenes Ersatzschaltbild, das jeweils die relevanten Komponenten enthält:

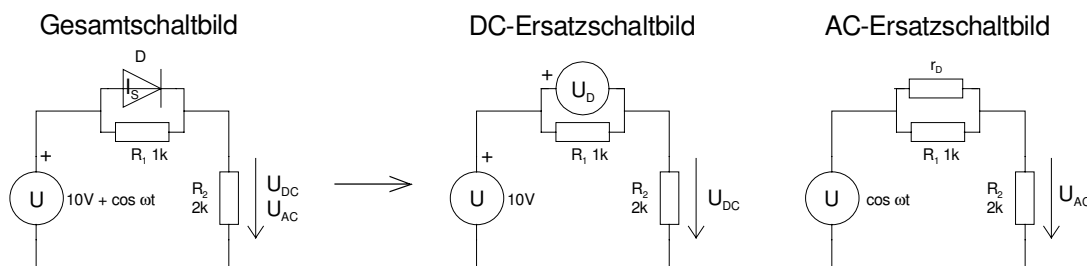


Bild 1.7: Ableitung der DC- und AC-Ersatzschaltbilder aus dem Gesamtschaltbild.

DC Ersatzschaltbilder:

Alle Induktivitäten werden als Kurzschlüsse, alle Kondensatoren als offene Verbindung gezeichnet. Die Widerstände bleiben unverändert. Dioden im Durchlassbetrieb werden mit einer idealen Spannungsquelle in der Grösse der Flussspannung modelliert.

AC-Ersatzschaltbilder:

Alle aktiven Kondensatoren und DC-Spannungsquellen werden gegen Kurzschlüsse ersetzt. Alle aktiven Induktivitäten und DC-Stromquellen gegen offene Verbindungen. Dioden werden mit einem Widerstand in Grösse des differentiellen Widerstandes modelliert.

Somit erhalten wir für die DC-Betrachtung den Ansatz:

$$I_S e^{\frac{U_D}{nU_T}} + \frac{U_D}{R_1} - \frac{U - U_D}{R_2} = 0 \quad (1.12)$$

Wir sehen bereits hier, dass eine analytische Auflösung nach U_D nicht möglich ist. Dies ist typisch für nichtlineare Systeme. Man behilft sich durch Bestimmen einer numerischen Lösung mit einem Iterationsverfahren. Hier erfolgt dies durch Bestimmen der Nullstelle der Gleichung (1.12).

Mit einem Newton-Verfahren und einem Startwert von $U_D=0.4$ erhalten wir:

$$U_D = 0.502061V \\ \rightarrow U_{DC} = U - U_D = 10 - 0.502061 = 9.497939V$$

Nun können wir den Durchlassstrom I_D bestimmen:

$$U = \frac{kT}{q} = \frac{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 293}{1.6 \cdot 10^{-19}} \left[\frac{VAsK}{AsK} \right] = 25.27 \text{ mV} \\ I_D = I_S e^{\frac{U_D}{nU_T}} = 10 \cdot 10^{-12} e^{\frac{0.502061}{0.02527}} \quad [A] = 4.24691 \text{ mA}$$

Für die AC-Betrachtung bestimmen wir nun den dynamischen Widerstand r_D der Diode in diesem Arbeitspunkt und erhalten schlussendlich die gesuchte Wechselfspannung:

$$r_D = \frac{nU_T}{I_D} = \frac{25.27}{4.24691} \left[\frac{mV}{mA} \right] = 5.9505 \Omega \\ \rightarrow U_{AC} = \frac{U \cdot R_2}{r_D | R_1 + R_2} = \frac{1 \cdot 2000}{5.9153 + 2000} \left[\frac{V\Omega}{\Omega} \right] = 0.99705V$$

Moderne Schaltungsanalyse- und Simulationsprogramme arbeiten ebenfalls mit diesem Vorgehen. Zuerst werden die Knotengleichungen aufgestellt, nachher erfolgt iterativ das Bestimmen der Ströme (Arbeitspunkte). Erst danach werden die AC-Analysen ausgeführt.

Beispiel 1.5: Zusammenhang U_D - I_D .

Zu zeigen ist, dass die Erhöhung der Durchlassspannung ΔU_D um 0.1V zirka eine Verzehnfachung des Durchlassstromes I_D bewirkt.

Vorgehen:

Wir beschreiben das Stromverhältnis

$$\frac{I_{D2}}{I_{D1}} = \frac{e^{\frac{U_{D2}}{nU_T}}}{e^{\frac{U_{D1}}{nU_T}}} = e^{\frac{U_{D2}-U_{D1}}{nU_T}}$$

und lösen die Gleichung nach $\Delta U_D = U_{D2} - U_{D1}$ auf:

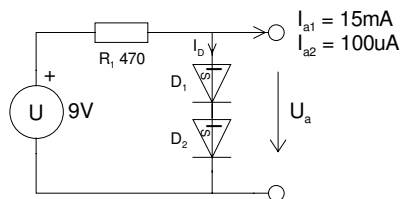
$$\Delta U_D = U_{D2} - U_{D1} = nU_T \ln \left(\frac{I_{D2}}{I_{D1}} \right)$$

In diese allgemeine Lösung setzen wir $I_{D2}/I_{D1} = 10$, $U_T = 26\text{mV}$ ein und erhalten:

$$\Delta U_D = U_T \ln(10) \approx 2.3nU_T \rightarrow \approx 0.06V \dots 0.11V$$

Beispiel 1.6: Einfacher Stabilisator für kleine Spannungen.

Wie gross wird die Änderung der Spannung ΔU_a zwischen den beiden Belastungen I_{a1} und I_{a2} ? Wie gross wäre die Änderung ohne Dioden?



Vorgaben:

$U_T = 26\text{mV}$
 $n = 1.5$
 $I_S = 1\text{E-}9\text{A}$
 $T = 300\text{K}$

Analog dem vorherigen Beispiel 1.5 wird:

$$\Delta U_a = 2(U_{Da2} - U_{Da1})$$

U_{Da1} : Spannung über eine Diode beim Strom I_{a1}
 U_{Da2} : Spannung über eine Diode beim Strom I_{a2}

$$U_{Da1} = nU_T \ln \left(\frac{U - 2U_{Da1} - I_{a1}R}{I_S} \right) \quad U_{Da2} = nU_T \ln \left(\frac{U - 2U_{Da2} - I_{a2}R}{I_S} \right)$$

Wir erhalten als numerische Lösungen (mit einem Newton-Verfahren und Startwert $U_{D1} = U_{D2} = 0.5\text{V}$):

$$U_{D1} = 0.56899\dots\text{V}$$

$$U_{D2} = 0.647644\dots\text{V}$$

$$\rightarrow \Delta U_D = 0.173489\text{V}$$

Ohne Dioden wäre die Ausgangsspannungsänderung:

$$U_{a1} = U - R \cdot I_{a1} = 9 - 470 \cdot 0.015 \quad [\text{V} - \Omega\text{A}] = 1.95\text{V}$$

$$U_{a2} = U - R \cdot I_{a2} = 9 - 470 \cdot 100 \cdot 10^{-6} \quad [\text{V} - \Omega\text{A}] = 8.953\text{V}$$

$$\rightarrow \Delta U_a = U_{a2} - U_{a1} = 8.953 - 1.95 \quad [\text{V} - \text{V}] = 7.003\text{V}$$

1.2.3 Sperrbereich

Im Sperrbereich $U_D < 0V$ geht der Diodenstrom asymptotisch als Sperrstrom I_R in den konstanten Sättigungssperrstrom I_{RS} über. Der Diodenstrom im Sperrbereich ist ein reiner Minoritätsträgerstrom. I_{RS} ist der negative Wert von I_S .

Im Sperrbereich gilt also:

$$I_R = I_{RS} \quad , \text{ wenn } e^{\frac{U_D}{nU_T}} \ll 1 \quad (U_D \text{ ist als negative Zahl einzusetzen}) \quad (1.13)$$

Für ein $U_T = 26mV$ ist diese Bedingung schon bei einem $U_D = -0.2V$ hinreichend gut erfüllt.

Wird bei einer realen Diode (Flächendiode) die Sperrspannung U_R erhöht, bleibt der Sperrstrom bis zum Erreichen der Durchbruchspannung U_{BR} praktisch konstant. Beim Überschreiten der Durchbruchspannung U_{BR} des pn-Überganges steigt der Sperrstrom rasch an. Wird dieser Stromanstieg nicht begrenzt, führt dies zur Zerstörung der Diode.

Das Durchbruchverhalten wird in den Kapiteln 1.4.1 und 1.7.1 weiterführend behandelt.

1.3 Temperaturabhängigkeit

Praktisch alle an der Diode erscheinenden Größen sind ausgeprägt temperaturabhängig. Vor allem der Sperrstrom und die Durchlassspannung zeigen eine starke Temperaturabhängigkeit. In der Praxis müssen daher diese Temperatureinflüsse berücksichtigt werden.

Wir zeigen anhand vereinfachter Betrachtungen die wesentlichen Temperatureffekte an der Diode. In der Vereinfachung berücksichtigen wir nicht, dass die Temperaturabhängigkeit selbst temperaturabhängig ist.

1.3.1 Temperaturabhängigkeit des Sperrstromes

Der Sperrstrom ist als Minoritätsträgerstrom proportional zur Minoritätsträgerdichte. Sie ist ihrerseits proportional zur Inversionsdichte.

Für den temperaturabhängigen Sperrstrom $I_R(T)$ erhalten wir:

$$I_R(T) = I_{RT_0} e^{C(T-T_0)} \quad \begin{array}{l} I_{RT_0}: \text{ Sperrstrom bei } T=T_0 \\ C: \text{ Temperaturkonstante } C = \frac{q \Delta W}{2kTT_0} \approx \frac{q \Delta W}{2kT_0^2} \\ \Delta W: \text{ Bandabstand} \end{array} \quad (1.14)$$

Die Temperaturkonstante C wird für Zimmertemperatur (300K) für Germanium $C=0.049K^{-1}$ und für Silizium $C=0.071 K^{-1}$.

Beispiel 1.7: Sperrstromänderung bei Temperaturerhöhung.

Berechnen Sie die Erhöhung des Sperrstromes einer Silizium- und einer Germaniumdiode, wenn die Temperatur von 300K auf 310K erhöht wird!

Lösung:

Mit der Gl.(1.14) bestimmen wir das Verhältnis der Stromerhöhung für die Siliziumdiode:

$$\frac{I_R}{I_{RT_0}} = e^{C(T-T_0)} = e^{0.071 K^{-1}(310K-300K)} = 2.07$$

Für die Germaniumdiode erhalten wir analog:

$$\frac{I_R}{I_{RT_0}} = e^{C(T-T_0)} = e^{0.049 K^{-1}(310K-300K)} = 1.63$$

Die Rechnung zeigt, dass sich der Sperrstrom einer Halbleiterdiode pro 10° Temperaturerhöhung etwa verdoppelt. Richtigerweise müsste in dieser Rechnung berücksichtigt werden, dass der Faktor C auch temperaturabhängig ist.

1.3.1.1 Temperaturabhängigkeit der Durchlassspannung

Ist die Durchlassspannung $U_F \gg U_T$, so gilt nach Gl. (1.8):

$$I_D \approx I_S e^{\frac{U_D}{nU_T}}$$

Wir setzen für den Sättigungssperrstrom I_S nun den temperaturabhängigen Sperrstrom $I_R(T)$ ein und erhalten den temperaturabhängigen Durchlassstrom $I_F(T)$:

$$I_F(T) = -I_{RT_0} e^{C(T-T_0) + \frac{U_F}{nU_T}} \quad \text{Temperaturabhängiger Durchlassstrom } I_F(T) \quad (1.15)$$

Uns interessiert nun, wie sich die Durchlassspannung U_F bei konstantem Diodenstrom I_F bezüglich der Temperatur verhält. Wir bilden dazu die Ableitung:

$$\frac{dI_F(T)}{dT} = -I_{RT_0} \left(C + \frac{1}{nU_T} \frac{dU_F}{dT} \right) e^{C(T-T_0) + \frac{U_F}{nU_T}} \quad C: \text{Temperaturkonstante} \quad (1.16)$$

Bei konstantem Durchlassstrom gilt $\frac{dI_F(T)}{dT} = 0$ und wir lösen nach der Änderung der Durchlassspannung auf:

$$\frac{dU_F(T)}{dT} = -CnU_T \quad (I_F = \text{konstant}) \quad \text{Änderung der temperaturabhängigen Durchlassspannung } dU_F(T)/dT \quad (1.17)$$

Bei der Ableitung wurde U_T als Konstante behandelt. Da U_T selber temperaturabhängig ist, ist dies nur korrekt solange die Temperaturänderung ΔT nicht zu gross wird.

Beispiel 1.8: TK-Bestimmung einer Si- und Ge-Diode.

Zu bestimmen sind der Temperaturkoeffizienten für Silizium- und Germaniumdiode mit Emissionskoeffizient $n=1.5$ bei Zimmertemperatur.

Vorgehen:

Mit der Temperaturkonstanten $C=0.071\text{ K}^{-1}$ und $n=1.5$ erhalten wir für die Siliziumdiode:

$$\frac{dU_F(T)}{dT} = -C n U_T = -0.071\text{ K}^{-1} \cdot 1.5 \cdot 26\text{ mV} = \underline{\underline{-2.775 \frac{\text{mV}}{\text{K}}}}$$

und mit $C=0.049\text{K}^{-1}$ für die Germaniumdiode:

$$\frac{dU_F(T)}{dT} = -C n U_T = -0.049\text{ K}^{-1} \cdot 1.5 \cdot 26\text{ mV} = \underline{\underline{-1.905 \frac{\text{mV}}{\text{K}}}}$$

Über einen kleinen Bereich nimmt die Durchlassspannung an einer Diode mit steigender Temperatur linear ab. Als **Richtwert** wird in der Praxis **2mV/K** genommen.

1.3.2 Zusammenfassung:

Für Abschätzungen können folgende Aussagen gemacht werden:

1. Der Diodenstrom I_D steigt im Durchlassbereich näherungsweise exponentiell mit U_D an.
2. Im Sperrbereich ist der Sperrstrom ab $U_D < -0.2\text{V}$ bis zum Erreichen der Durchbruchsspannung näherungsweise konstant. Der Wert entspricht dem Sättigungssperrstrom I_S .
3. Alle Ströme und Spannungen an einer Diode sind temperaturabhängig:
Faustregeln: Der Sperrstrom verdoppelt sich etwa pro 10° Temperaturerhöhung.
 Die Durchlassspannung sinkt bei Zimmertemperatur mit etwa $2\text{mV}/^\circ$

1.4 Die reale Diode

Das Shockley-Diodenmodell verkörpert eine ideale Diode. Durch die Eigenschaften der Halbleitermaterialien und des Aufbaus der Diode wird der Gültigkeitsbereich der Shockley-Gleichung im statischen Betrieb eingeschränkt.

Daher müssen in der Praxis zusätzliche Parameter berücksichtigt werden. Besonders wichtig wird eine präzise Modellierung, wenn die Diode in den Grenzen betrieben wird (hohe Frequenzen, Ströme, Spannung, etc.).

Für die Praxis sind dabei folgende zusätzliche Parameter von Bedeutung:

- Sperrschichtkapazität, Diffusionskapazität
- Durchbruchspannung (max. Sperrspannung)
- Bahnwiderstände
- Maximalstrom, max. Verlustleistung

Nachfolgend einige erklärende Aussagen zu den obigen Begriffen:

Die **Durchbruchspannung** bestimmt den Wert der maximal zulässigen Sperrspannung. Sie liegt bei Kleinsignaldioden bei 50-100V. Bei HV-Gleichrichterioden sind Sperrspannungen bis zu einigen kV üblich.

Die **Bahnwiderstände** werden durch den ohmschen Widerstand der Halbleiterschichten, sowie den elektrischen Anschluss am Diodenkristall eingebracht. Bei Kleinsignaldioden liegen die Bahnwiderstände im Ohmbereich, für Leistungsdioden im Miliohmbereich.

Die **Sperrschichtkapazität** beeinflusst das wechselstrommässige Verhalten der Diode. Die Sperrschichtkapazität erscheint im Sperrbetrieb und beträgt typisch einige pF.

Die **Diffusionskapazität** erscheint im Durchlassbetrieb. Sie ist verantwortlich für die Sperrverzögerungszeit der Diode. Sie ist hochgradig vom Durchlassstrom abhängig.

Der **maximale Durchlassstrom** ist durch die maximale Stromdichte im Halbleiterkristall und dem thermischen Widerstand des Halbleiterkristalls zur Umgebung gegeben. Die max. Stromdichte liegt in der Grössenordnung von $100\text{A}/\text{cm}^2$. Ferner darf im Betrieb die maximale Verlustleistung nicht überschritten werden, da die Diode sonst zerstört wird. Kleinsignaldioden haben ein I_{Fmax} von ca. 100mA. Leistungsdioden werden bis einige 100A gefertigt.

1.4.1 Durchbruchspannung

Die maximale Sperrspannung ist durch die Diodentechnologie beschränkt. In der Praxis setzt bei einer bestimmten Sperrspannung ein **Durchbrucheffect** ein, wo der Sperrstrom rasch ansteigt. Die Durchbruchspannung U_{BR} ist durch die Dotierung und Geometrie der n- und p-Regionen im Halbleiterkristall gegeben.

Für ein Diodenmodell kann mit genügend guter Näherung der Durchbrucheffect beschrieben werden:

$$I_R = \frac{-I_S}{1 - \left(\frac{|U_R|}{U_{BR}}\right)^m} \quad (-U_{BR} < U_R < -10U_T \text{ und } 3 < m < 6) \quad (1.18)$$

I_S : Sättigungssperrstrom
 U_R : Diodensperrspannung
 U_{BR} : (Theor.) Durchbruchspannung
 I_R : Diodensperrstrom bei U_R

Leider ist diese Gleichung numerisch etwas problematisch zu handhaben, da der Stromfluss sehr rasch von nahe Null bis nach unendlich läuft (Nenner wird Null bei $-U_R = U_{BR}$). Die Spannung stellt U_{BR} eine theoretische Durchbruchspannung dar. Der Durchbrucheffect beginnt bereits bei einer kleineren Spannung, die häufig mit U_{BD} bezeichnet wird.

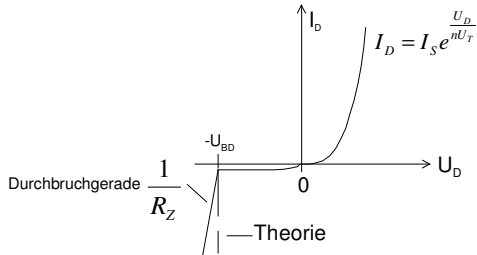
Für Simulationen werden deshalb verschiedene Modelle benutzt um den gesamten Arbeitsbereich einer Diode zu beschreiben. Dabei werden zwei Gruppen unterschieden:

- Stückweise stetiges Modell
- Nichtlinear stetiges Modell

1.4.1.1 Stückweise stetiges Modell

Dieses Modell wird unter anderem vom Simulationsprogramm Microcap II benutzt. Es zerlegt die Kennlinie der Diode in einen Durchbruch- und einen Arbeitsbereich. Der Durchbruchbereich wird ab der Durchbruchspannung U_{BD} als Gerade modelliert. Im Arbeitsbereich wird das Verhalten mit der vereinfachten Shockley-Gleichung beschrieben:

Stückweise stetiges Diodenmodell (Microcap II)



$$I_D = I_S e^{\frac{U_D}{nU_T}} \quad U_D > -U_{BD} \quad (1.19)$$

$$I_D = \frac{U_D + U_{BD}}{R_Z} \quad U_D \leq -U_{BD} \quad (1.20)$$

Bild 1.8: Diodenkennlinie mit stückweise stetigem Modell.

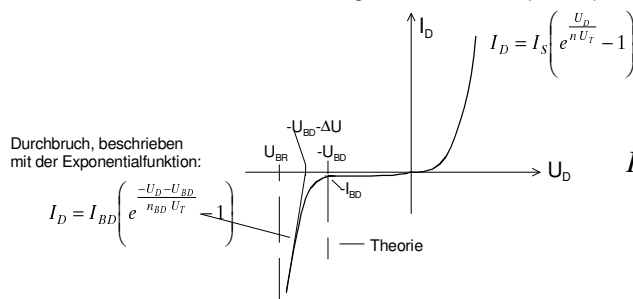
Der Durchbruch wird hier mit einer Geraden modelliert.

Im Durchbruchbereich bestimmt der Widerstand R_Z die Steigung von I_D .

1.4.1.2 Nichtlinear stetiges Modell

Dieses Modell wird von SPICE benutzt. Der Unterschied besteht in der Modellierung des Durchbruchbereiches, der hier ebenfalls mit einer Exponentialfunktion beschrieben wird. Der Diodenstrom wird durch zwei Teilströme beschrieben, die sich in der Praxis nicht gegenseitig beeinflussen. Der Vorteil liegt darin, dass der gesamte Arbeitsbereich mit einer Gleichung beschrieben werden kann.

Nichtlinear-stetiges Diodenmodell (SPICE)



$$I_D = I_S \left(e^{\frac{U_D}{nU_T}} - 1 \right) + I_{BD} \left(e^{\frac{-U_D - U_{BD}}{n_{BD}U_T}} - 1 \right) \quad (1 < n_{BD} < 2) \quad (1.21)$$

Bild 1.9: Diodenkennlinie des stetigen Modells.

Die I/U-Kennlinie wird durch zwei überlagerte Exponentialfunktionen beschrieben.

I_{BD} ist der *Durchbruchkniestrom* und verkörpert denjenigen Strom, der bei der Durchbruchspannung U_{BD} fließt. Er liegt einige Zehnerpotenzen über I_S in der Größenordnung von 10^{-10} A. (U_{BD} ist per Def. positiv)

1.4.2 Parameterbestimmung für Dioden

Für die meisten Dioden bieten die gängigen Simulationsprogramme entsprechend konfigurierte Modelle in der Bibliothek an. Versionsbezogen werden diese Bibliotheken immer umfangreicher. Deshalb muss die Parameterbestimmung für Standardkomponenten heute kaum mehr selbst vorgenommen werden.

Die Parameter für Diodenmodelle können aus Katalogwerten oder aus Messungen der entsprechenden Größen bestimmt werden. In der Regel werden diese Werte dann mit einem Parameterbestimmungsprogramm (Bsp.: PARTS für PSpice) zu einem gesamten Simulationsmodell aufgearbeitet.

Die Parameterbestimmung durch eine Handrechnung wird kaum praktiziert, da sie relativ aufwändig wird. Das Prinzip ist aber das Lösen eines überbestimmten Gleichungssystems mit einer vom Typ her vorgegebenen Lösungsfunktion.

1.4.3 Sperrschichtkapazität

Die Sperrschichtkapazität C_s der Diode tritt beim Betrieb der Diode in Sperrichtung ($U_D < 0V$) auf. Sie liegt im Bereich von einigen pF bis ca. 1nF, je nach Modell. Die Sperrschichtkapazität ist von der angelegten Sperrspannung abhängig. Diese Spannungsabhängigkeit der an sich parasitären Kapazität, wird für die Praxis bei Kapazitätsdioden ausgenutzt.

Aus der Halbleiterphysik erhalten wir die Formel für die in der Verarmungszone eingespeicherte Ladung Q_s :

$$Q_s = \sqrt{U_J} A \sqrt{\frac{2q \epsilon_0 \epsilon_r N_A N_D}{N_A + N_D}} \quad (1.22)$$

U_J ist das Potenzial, das über Sperrschicht wirksam ist. Es setzt sich aus der inneren Spannung (Diffusionsspannung) U_{diff} und der äusseren angelegten Spannung U_R zusammen. $U_J = U_{diff} - U_D$. Daraus folgt dass die über der Sperrschicht für die Kapazität wirksame Spannung immer um U_{diff} negativer ist.

$$U_{diff} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \quad \text{Diffusionsspannung} \quad (1.23)$$

Beispiel 1.9 Bestimmung der Diffusionsspannung U_{diff} einer Sperrschicht.

Eine Si-Sperrschicht wird mit den Dotierungskonzentrationen $N_A = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ und $N_D = 10^{15} \text{cm}^{-3}$ gefertigt. Man bestimme die Diffusionsspannung bei $T=300K$.

$$U_D = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A + N_D}{n_i^2}\right) = \frac{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1.6 \cdot 10^{-19}} \ln\left(\frac{10^{17} \cdot 10^{15}}{2.25 \cdot 10^{20}}\right) \left[\frac{J}{CK} \ln[\]\right] = 0.694V$$

Eine Kapazität ist per Definition $C = \frac{dQ}{dU}$. Wir erhalten durch Ableiten die für die Sperrschichtkapazität C_s :

$$C_s = \frac{dQ_s}{dU_J} = A \sqrt{\frac{q \epsilon N_A N_D}{2(N_A + N_D)}} \sqrt{\frac{1}{U_J}} \quad \text{Sperrschichtkapazität} \quad (1.24)$$

Die Sperrschichtkapazität nimmt mit dem Faktor $\sqrt{\frac{1}{U_J}}$ bei zunehmender Sperrspannung ab. So wird der Kapazitätsverlauf für die Diode in Beispiel 1.11.

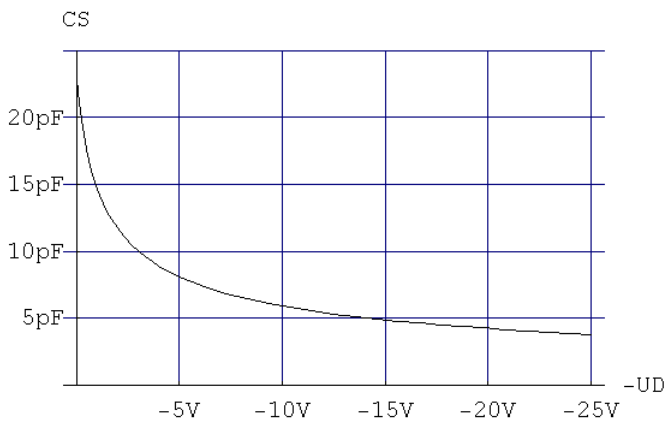


Bild 1.10: Verlauf der Sperrschichtkapazität bei steigender Sperrspannung.

Das Zahlenmaterial basiert auf Beispiel 1.11.

Die Sperrschichtdicke d_s bei gegebener Sperrschichtkapazität C_s ergibt sich nach der Formel für den Plattenkondensator:

$$d_s = \frac{\epsilon A}{C_s} = \sqrt{\frac{2\epsilon(N_A + N_D)U_J}{qN_A N_D}} \quad \text{Sperrschichtdicke} \quad (1.25)$$

Beispiel 1.10: Berechnung einer Sperrschichtdicke.

Eine Si-Diode besitzt die Akzeptorenkonzentration von $N_A=5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ auf der p -Seite und die Donatorenkonzentration von $N_D=1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ auf der n -Seite. Die Inversionsdichte beträgt für Si $n_i=1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ bei $T=300\text{K}$. Die angelegte Sperrspannung U_s beträgt $U=-25\text{V}$. Zu bestimmen ist die Sperrschichtdicke d_s !

$$U_J = U_{D\text{diff}} - U = 0.73614 + 25 = 25.7356\text{V}$$

$$d_s = \sqrt{U_J} \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r(N_A + N_D)}{qN_A N_D}} = \sqrt{25.7356} \sqrt{\frac{2 \cdot 8.84 \cdot 10^{-14} \cdot 12(5 \cdot 10^{16} + 1 \cdot 10^{16})}{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 10^{16} + 1 \cdot 10^{16}}} \left[\sqrt{V} \sqrt{\frac{\text{s cm}^3 \text{ cm}^3}{\text{AsW cm}^3 \text{ cm}^3}} \right]$$

$$= 2.02362 \cdot 10^{-6} \text{ m} \approx 2 \mu\text{m}$$

Beispiel 1.11: Berechnung einer Sperrschichtkapazität.

Bestimmen Sie die Werte der Sperrschichtkapazität für eine Si-Diode mit der Dotierung $N_A=1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_D=8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und einer Sperrschichtfläche $A=0.001 \text{ cm}^2$ für die angelegten Spannungen $U_D=0 \text{ V}$, -10 V und $+0.7 \text{ V}$ bei $T=300 \text{ K}$.

$$U_{Diff} = 0.709 \text{ V} \quad (300 \text{ K})$$

$$K = A \sqrt{\frac{\epsilon q N_A N_D}{2(N_A + N_D)}} = 0.001 \sqrt{\frac{8.84 \cdot 10^{-14} \cdot 12 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{16} \cdot 8 \cdot 10^{15}}{2(10^{16} + 8 \cdot 10^{15})}} \left[\text{cm}^2 \sqrt{\frac{\text{As As cm}^3}{\text{V cm cm}^3 \text{cm}^3}} \right] = 1.926 \cdot 10^{-11} \left[\sqrt{\frac{\text{As}^2}{\text{V}}} \right]$$

$$U_{D1} = 0 \text{ V}:$$

$$C_S = K \sqrt{\frac{1}{U_{J1}}} = 1.926 \cdot 10^{-11} \sqrt{\frac{1}{0.709 - 0}} \left[\sqrt{\frac{\text{As}^2}{\text{V}}} \sqrt{\frac{1}{\text{V}}} \right] = 22.86 \text{ pF}$$

$$U_{D2} = -10 \text{ V}:$$

$$C_S = K \sqrt{\frac{1}{U_{J2}}} = 1.926 \cdot 10^{-11} \sqrt{\frac{1}{0.709 + 10}} \left[\sqrt{\frac{\text{As}^2}{\text{V}}} \sqrt{\frac{1}{\text{V}}} \right] = 5.88 \text{ pF}$$

$$U_{D3} = 0.7 \text{ V}:$$

$$C_S = K \sqrt{\frac{1}{U_{J3}}} = 1.926 \cdot 10^{-11} \sqrt{\frac{1}{0.709 - 0.7}} \left[\sqrt{\frac{\text{As}^2}{\text{V}}} \sqrt{\frac{1}{\text{V}}} \right] = 201 \text{ pF}$$

Wir sehen, dass auch im Durchlassbereich eine Sperrschichtkapazität vorhanden ist. Allerdings fällt diese gegenüber der wesentlich grösseren Diffusionskapazität kaum ins Gewicht.

1.4.3.1 Zusammenfassung

Die Sperrschichtkapazität erscheint im Sperrbetrieb der Diode. Sie ist von der angelegten Sperrspannung und der Konstruktion der Diode abhängig (Sperrschichtfläche, Halbleitermaterial, Dotierung). Sie liegt typisch im pF – Bereich und verhält sich mit dem Faktor $U_R^{-0.5}$ zur angelegten Sperrspannung U_R .

Bei Kapazitätsdioden wird diese Spannungsabhängigkeit ausgenutzt, um spannungsabhängige Kapazitäten herzustellen.

1.4.4 Diffusionskapazität

Die Diffusionskapazität erscheint nur wenn die Diode in Durchlassrichtung betrieben wird. Sie ist von den Zahlenwerten her wesentlich grösser als die Sperrschichtkapazität und liegt in der Grössenordnung von einigen 100pF bis einigen 100nF.

Begründung

Im Durchlassbetrieb wird der pn-Übergang mit Ladungsträgern überschwemmt. Das hat zur Folge, das Majoritätsträger in des Gebiet entgegengesetzter Dotierung wandern. Sie halten sich dort als Minoritätsträger eine gewisse Zeit auf bis sie rekombinieren. Bis zur Rekombination wandern sie aber weiter und legen so die Rekombinationsweglänge zurück. Der pn-Übergang mit den so eingespeicherten Ladungsträgern stellt eine Kapazität dar.

Mit halbleiterphysikalischen Zusammenhängen finden wir die Diffusionskapazität wenn beide Schichten gleich dotiert sind:

$$C_D = \frac{2qALn_{p0}I_F}{nU_T I_S} = \frac{L^2 I_F}{D nU_T} = \frac{Q_F}{nU_T}$$

L = Rekombinationsweglänge [cm]
 n_{p0} = Ungestörte Dichte der Minoritätsträger [cm^{-3}]
 D = Diffusionskoeffizient [cm^2s^{-1}]
 A = Sperrschichtfläche [cm^2]
 Q_F = Eingespeicherte Ladung in der Sperrschicht [As]

(1.26)

Mit dem differentiellen Widerstand r_D können wir die Diffusionskapazität auch beschreiben:

$$C_D = \frac{L^2}{D} \frac{1}{r_D} = T \cdot \frac{1}{r_D} \quad T = \text{Zeitkonstante (Lebensdauer der Minoritätsträger) [s]} \quad (1.27)$$

In der Praxis ist die Diffusionskapazität grundsätzlich eine unerwünschte Kapazität. Die Diffusionskapazität ist zum grossen Teil für die sog. Sperrverzögerungszeit an der Diode verantwortlich. Die Sperrverzögerungszeit t_{rr} ist diejenige Zeit, die die Diode braucht, um bei einem Schaltvorgang vom Durchlasszustand in den Sperrzustand überzugehen.

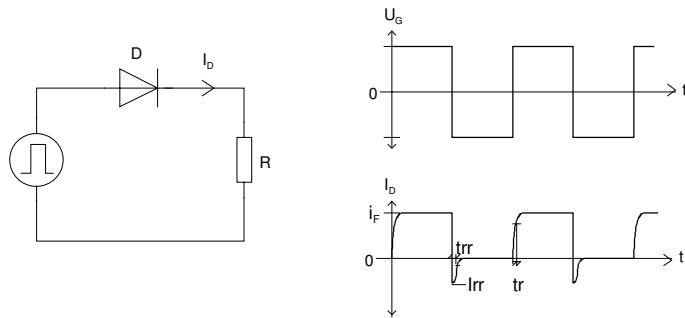


Bild 1.11: Einfluss der Sperrverzögerungszeit einer Diode.

Die Diode sperrt nicht augenblicklich, sondern lässt für kurze Zeit noch einen Rückwärtsstrom fließen.

t_r = Anstiegszeit (Rise Time)

t_{rr} = Sperrverzögerungszeit (Reverse Recovery Time)

Die Sperrverzögerungszeit ist stark vom Durchlassstrom I_F und von der Konstruktion der Diode (Halbleitermaterial, Dotierung, etc.) abhängig. Für schnelle Dioden liegt sie im ns-Bereich. 'Langsame' Typen (Bsp. Netzgleichrichter) bewegen sich im Bereich von einigen hundert ns.

Beispiel 1.12: Bestimmung der Diffusionskapazität einer Diode.

Bestimmen Sie den Diffusionskoeffizienten D und den Graph der Diffusionskapazität für eine in Durchlassrichtung betriebene Si-Diode mit dem Strom I_F von 0.1A bis 2A bei Zimmertemperatur. Die Rekombinationsweglänge ist mit $2 \cdot 10^{-4}$ cm und die Beweglichkeit mit $b=10^3 \text{cm}^2/\text{Vs}$ gegeben. Erstellen Sie den Graph aus einer Wertetabelle in Schritten $\Delta I=0.1\text{A}$

Der Diffusionskoeffizient wird nach der Einstein-Gleichung:

$$D = b \cdot U_T = 1 \cdot 10^3 \cdot 0.26 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \text{V} = 26 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$$

Die Wertetabelle und der Graph werden:

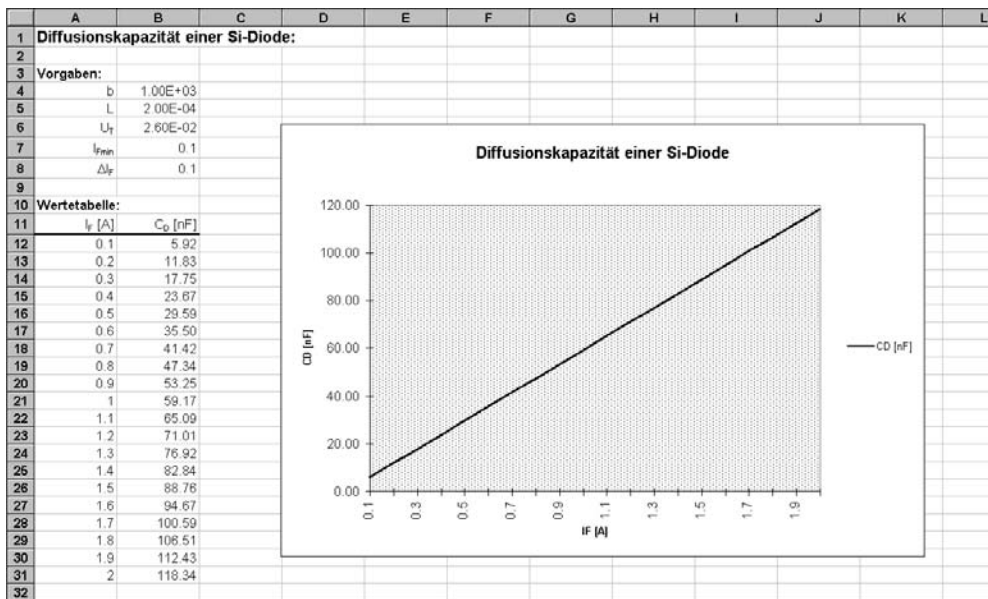


Bild 1.12: Auswertung und Graph der Diffusionskapazität aus Beispiel 1.12

Wir sehen, dass die Diffusionskapazität relativ grosse Werte annimmt. Bei einem Strom von 1A wird hier eine Kapazität von 59nF erreicht. Trotzdem sollte diese Kapazität in der Praxis nicht überbewertet werden, da zu ihr der relativ kleine differentielle Widerstand parallel liegt. Die daraus resultierende (konstante) Zeitkonstante ist in den meisten Fällen klein (ns-Bereich).

$$T = C_D r_D = \frac{L^2}{D} = const \tag{1.28}$$

1.4.5 Schaltverhalten der Diode

In vielen Anwendungen wird die Diode als Schalterelement eingesetzt. Aufgrund der in der Diffusionskapazität (einzulagernden) eingelagerten Ladungsträger wird jedoch das Schaltverhalten ungünstig beeinflusst. Durch die Wahl geeigneter Dioden (Schottky-Dioden, Fast Recovery-Dioden, etc.) können diese Nachteile in Grenzen gehalten werden.

Wir betrachten das Schaltverhalten einer Diode an einer Illustration:

Die Rechteckspannungsquelle mit $U_G = 10V$ speist das nachfolgende Netzwerk und wir betrachten den Diodenstrom über eine Periode:

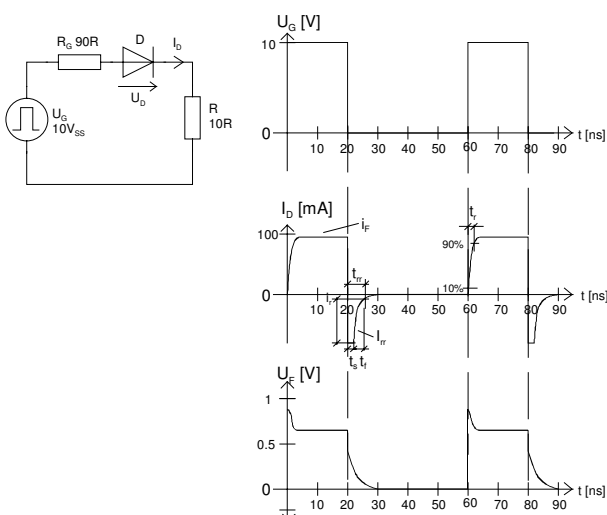


Bild 1.13: Sperrverzögerungszeiten in einer Diodenschaltung.

- t_r = Anstiegszeit (Rise Time)
- t_f = Abfallzeit
- t_s = Speicherzeit
- t_{rr} = Sperrverzögerungszeit (Reverse Recovery Time)

Im Zeitpunkt $t=0$ liegt die volle Generatorspannung von 10V über der Diode. Der pn-Übergang ist zu diesem Zeitpunkt ladungsträgerfrei, also hochohmig. Während der Anstiegszeit t_r wird am pn-Übergang die erforderliche Minoritätsträgerkonzentration aufgebaut. Der Durchlassstrom steigt an, bis er den Wert I_F erreicht. Die Durchlassspannung fällt auf den stationären Wert von $U_F \approx 0.7V$ ab.

Beim Zeitpunkt $t=20ns$ fällt die Generatorspannung U_G auf 0V. Der pn-Übergang wirkt als Diffusionskapazität, die über den Generatorwiderstand R_G und dem Strombegrenzungswiderstand R entladen wird.

Bei der Entladung während der Zeit t_{rr} fließt ein negativer Diodenstrom, der während dieser Zeit die gespeicherte Ladung im pn-Übergang ausräumt. Dieser Strom wird deshalb auch als Ausräumstrom I_{rr} bezeichnet (reverse recovery current).

Erst wenn sämtliche Minoritätsträger ausgeräumt sind, wird der pn-Übergang ladungsträgerfrei und die Diode sperrt wieder.

Die Ausräumzeitkonstante kann über die Diffusionskapazität grob abgeschätzt werden.

1.4.5.1 Definitionen für Verzögerungszeiten

Ausräumzeit t_{rr} (Rückwärtserholzeit, Sperrverzug, Sperrverzögerungszeit)

Zeitspanne, die der Strom benötigt, um einen festgelegten Sperrstrom I_R zu erreichen, wenn sprungartig von einem bestimmten Durchlassstrom auf eine gegebene Sperrbedingung umgeschaltet wird.

Anstiegszeit t_r (Durchlassverzögerungszeit, Vorwärtserholzeit, Durchlassverzug)

Zeitspanne, die der Strom benötigt um einen bestimmten festgelegten Durchlassstrom I_F zu erreichen, wenn sprungartig von der Spannung Null oder von einer bestimmten Sperrspannung auf eine angegebene Durchlassbedingung umgeschaltet wird. Gemessen wird t_r konventionsgemäss in den 10%-90%-Grenzen.

Speicherzeit t_s

In dieser Zeitspanne werden Ladungsträger aus der Diffusionskapazität ausgeräumt. In dieser Zeit ist kein nennenswerter Stromrückgang zu beobachten.

Die Speicherzeit kann über die eingebrachte Ladung nach [1] abgeschätzt werden:

$$t_s = T_V \ln \left(1 + \frac{I_F}{I_R} \right) \quad \text{wobei } T_V = \frac{Q_S}{I_F} \quad (1.29)$$

Abfallzeit t_f

Die verbleibende Restladung, die hauptsächlich aus der Sperrschichtkapazität stammt, wird ausgeräumt. Sie schliesst direkt an die Speicherzeitphase an. Der Stromfluss klingt exponentiell ab.

Für die Abfallzeit gilt näherungsweise nach [1]:

$$t_f = CR \ln 10 \quad (1.30)$$

Hierbei ist C der Mittelwert der Sperrschichtkapazität und R der für die Entladezeitkonstante relevante Widerstand.

1.5 Kennzeichnung von Halbleiterbauelementen

Leider gibt es für die Bezeichnung von Halbleiterbauelementen keine allgemein gültige internationale Normung. Es existieren jedoch weltweit 3 verschiedene Standards:

- Europäische JEDEC-Codierung (AA113, BC107)
- Amerikanische JEDEC-Codierung (Bsp: 1N4148, 2N3055)
- Japanische Codierung (Bsp. 2SA703, 1S34)

Weiter existieren eine Unzahl von firmeneigenen Halbleiterkennzeichnungen.

1.5.1 Europäische JEDEC-Codierung

Einzig die europäische JEDEC-Codierung erlaubt eine Zuordnung der Bauelementeigenschaften aufgrund der Typenbezeichnung. Sie besteht aus 2-3 Buchstaben gefolgt von 2-3 Ziffern. Die nachfolgende Tabelle zeigt die JEDEC-Codierung:

Erster Buchstabe: Basismaterial für den Halbleiter

A	Germanium (Bandabstand 0.6eV bis 1.0eV)
B	Silizium (Bandabstand 1.0eV bis 1.3eV)
C	Gallium-Arsenid oder anderes III-IV-Material (Bandabstand > 1.3eV)
D	Indium-Antimonid oder anderes Material mit einem Bandabstand von < 0.6eV
R	CdS oder anderes Halbleitermaterial für Fotoleiter und Hallgeneratoren

Zweiter Buchstabe: Funktion des Bauelementes

A	Diode (ausgenommen Tunnel-, Z-Diode, Kapazitätsdiode, strahlungsempfindliche Diode, Referenzdiode)
B	Kapazitätsdiode
C	Transistor für NF-Anwendungen (Kleinleistungstyp)
D	Leistungs transistor für NF-Anwendungen
E	Tunnel-Diode
F	Hochfrequenztransistor (Kleinleistungstyp)
H	Hall-Feldsonde
K	Hallgenerator im magnetisch offenen Kreis (z.B. Signalsonde)
L	Leistungs transistor für HF-Anwendungen
M	Hallgenerator im magnetisch geschlossenen Kreis (z.B. Hallmodulator oder -multiplikator)
P	Strahlungsempfindliches Halbleiterelement (z.B. Fotodiode, Fototransistor, Fotowiderstand)
Q	Strahlungserzeugendes Halbleiterbauelement (z.B. LED)
R	Elektrisch ausgelöster Halbleiterschalter mit Durchbruchcharakteristik für kleine Leistungen (z.B. Thyristor, TRIAC, DIAC)
S	Transistor für Schalteranwendungen
T	Elektrisch oder optisch ausgelöste Halbleiterschalter mit Durchbruchcharakteristik (z.B. Thyristor-Tetrode)
U	Leistungs transistor für Schalteranwendungen
X	Vervielfacherdiode (z.B. Varaktordiode oder Step-Recovery-Diode)
Y	Leistungsdiode
Z	Zenerdiode oder Spannungsreglerdiode

Dritter Buchstabe: Industriotyp

Der dritte Buchstabe ist nur bei *Industrietypen* verwendet. Es werden nur Y und Z benutzt. Sie bezeichnen Halbleiter die für industrielle Anwendungen vorgesehen sind, im Gegensatz zu den Halbleitern für die Unterhaltungselektronik.

Typennummer:

Sie ist eine laufende Kennzeichnung bestehend aus 2-3 Ziffern. Sie haben keine nähere technische Bedeutung. Jedoch kann aufgrund der Zahl in der Bezeichnungsgruppe eine relative Aussage zur Entwicklungszeit gemacht werden. So ist beispielsweise der Transistor BC843 sicher eine neuere Entwicklung als ein BC107.

Eine hohe Typennummer ist aber nicht überzubewerten. Tatsächlich werden heute nur noch wenige diskrete Si-Standardhalbleiter wirklich neu entwickelt, verglichen mit IC-Entwicklungen. Vielfach werden bestehende Typen nur in ein neues Gehäuse (z.B. SMD) verpackt.

Germanium, Selen, Kupferoxid sind „antike“ Halbleitermaterialien und werden überhaupt nicht mehr verwendet, da diese Stoffe wirklich nur Nachteile haben: Si hat eine etwa 3000fach höhere Stromdichte als Se oder Cu_2O . Dadurch wird der Kristallquerschnitt viel geringer. Ferner haben diese Stoffe ein schlechtes Temperatur- und Reststromverhalten.

Als Neuentwicklungen auf dem Gebiet der diskreten Halbleiter erscheinen vor allem Halbleiter mit speziellen Basismaterialien: z.B. GaAs-Transistoren, LED.

1.5.2 Amerikanische JEDEC-Typenbezeichnungen

Sie verkörpert die zweite grosse Gruppe der Halbleiterbezeichnungen. Sie unterteilt die Halbleiterbauelemente durch Codierung in drei grobe Gruppen:

Dioden:	1N... gefolgt von 3-4 Ziffern
Bipolartransistoren:	2N... gefolgt von 3-4 Ziffern
Feldeffekttransistoren:	3N... gefolgt von 3-4 Ziffern

Amerikanische Dioden im Glasgehäuse werden oft mit einer Farbcodierung, wie bei den Widerständen versehen. Der dicke Ring entspricht der Katode und ist die erste Ziffer nach „1N“. Die restlichen Ringe verkörpern die nachfolgenden Ziffern.

1.6 Bauformen von Dioden

Im Gegensatz zu der Vielfalt der Typenbezeichnungen werden praktisch alle Dioden in JEDEC-Standardgehäusen gefertigt. Die JEDEC-Normung wurde 1964 vorgelegt und umfasst 45 Diodengehäuse für konventionelle Montage. Sie wurde später für oberflächenmontierte Elemente erweitert.

Nachfolgend zeigen wir die vier meist verwendeten Diodengehäuse. Für Kleindioden werden vorwiegend die DO-7 oder DO-35 Glasgehäuse verwendet. Leistungsdioden werden im Metallgehäuse zwecks besseren Kühlmöglichkeiten und kleinerem Wärmewiderstand R_{j-c} gefertigt.

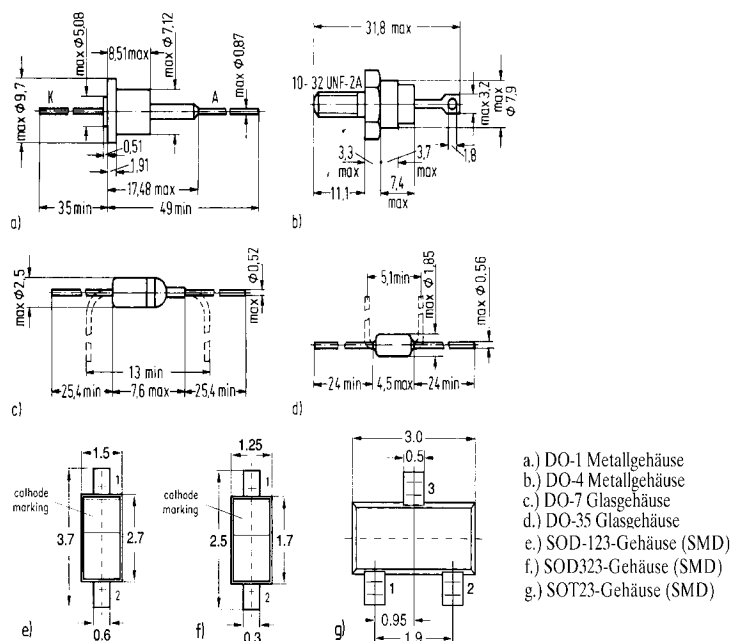


Bild 1.14: Beispiele einiger Gehäuseformen für Dioden.

Quelle: [6]

1.7 Gleichrichterdioden

Eine Gleichrichterdiode ist im einfachsten Fall ein pn-Übergang. Für die Gleichrichtung einer Wechselfpannung wird der Effekt ausgenutzt, dass aufgrund der starken Nichtlinearität der Kennlinie der Stromfluss nur in Durchlassrichtung erfolgen kann.

Für eine sinusförmige Spannung U_w erhalten wir am Widerstand R eine pulsierende Gleichspannung U_{DC} :

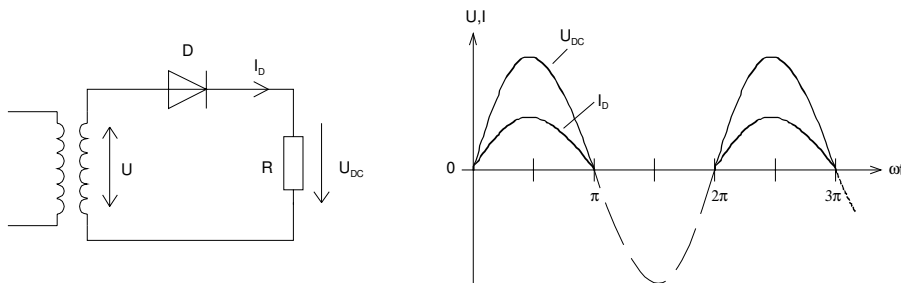


Bild 1.15: Prinzipschaltung des Einweggleichrichters.

Die Schaltung liefert am Widerstand R eine pulsierende Gleichspannung U_{DC} .

Die pulsierende Gleichspannung wird dann in der Regel mit geeigneten Mitteln weiter zu einer kontinuierlichen Gleichspannung aufbereitet.

1.7.1 Konstruktion und Aufbau

Gleichrichterdioden sind meist Leistungs- oder Kleinleistungsdioden in Si-Technologie. Andere Materialien werden kaum verwendet, da Silizium die grössten Stromdichten im Kristall und Temperaturen erlaubt. Somit werden selbst Leistungsdioden für mehrere 100A recht klein.

Die trotz der niedrigen Durchlassspannung $U_f=0.7..1.5V$ bei Silizium tritt an der Diode eine Verlustleistung von ca. 1W pro A Durchlassstrom auf. Diese muss abgeführt werden, damit der Kristall nicht überhitzt. Die absolute Grenze ist mit 150°C Kristalltemperatur anzusehen¹.

Wichtig: Bei erhöhter Temperatur nimmt die Lebensdauer generell ab, auch wenn die Bauelemente nicht an den Grenzwerten betrieben werden!

Um die auftretende Verlustleistung gut abführen zu können, werden Leistungsdioden in ein Gehäuse mit *niedrigem Wärmewiderstand* R_{th} eingebaut. Ein niedriger Wärmewiderstand bedeutet, dass die vom Kristall erzeugte Verlustwärme gut zur Gehäuseoberfläche abgeleitet wird. Im Betrieb können kurzzeitige Stromspitzen eine kurzzeitige Überhitzung des Kristalls bewirken. Deshalb verwendet man auch ein Gehäuse mit grosser Wärmekapazität.

Der prinzipielle Aufbau einer Leistungsdiode lässt sich am folgenden Bild zeigen:

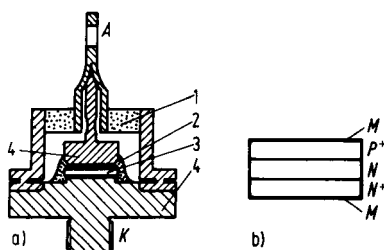


Bild 1.16: Aufbau einer Si-Leistungsdiode.

- a.) Querschnitt durch das Gehäuse
 1. Keramik (Isolation)
 2. Epoxidharz
 3. Si-Chip
 4. Kupferblock
- b.) Querschnitt durch den Si-Chip
 - M: Metallanschlüsse
 - N+: Stark dotierte N-Schicht
 - N: Schwach dotierte N-Schicht
 - P+: Stark dotierte P-Schicht

¹¹ Wird der Kristall durch Erhöhung des Stromes weiter erwärmt, so bleiben Schädigungen zurück. Oft wird der pn-Übergang durch lokale Überhitzung ganz zerstört. In harmlosen Fällen verschlechtern sich lediglich die Reststromeigenschaften.

Zu beachten ist, dass im Halbleiter der Stromfluss keinesfalls homogen stattfindet, sondern in „Schläuchen“ verläuft. Diese Bereiche weisen eine erhöhte Stromdichte auf und damit finden auch lokale Erwärmungen statt. Dadurch steigt in diesen Zonen die Inversionsdichte, was wiederum ein (lokales) Ansteigen des Stromes zur Folge hat. Dieser Prozess schaukelt sich bis zur Zerstörung des Halbleiters auf, sofern der Stromfluss nicht begrenzt wird (was bei Leistungsdioden in der Regel nicht der Fall ist).

Die N+-Schicht verkörpert eine hoch dotierte N-Schicht (Donatorkonzentration $N_D > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Die schwächer dotierte N-Schicht sorgt für eine ausreichende Sperrspannung. Die P+-Schicht verkörpert eine hoch dotierte P-Schicht.

Die N+ und P+ Schichten sorgen aufgrund ihrer hohen Dotierung für einen niedrigen Bahnwiderstand und tragen zu einer kleinen Durchlassspannung U_f bei.

Die **Sperrströme** liegen bei Si-Gleichrichterdiode bei Zimmertemperatur im μA -Bereich. Gleichrichter mit einer Sperrschicht können durch geeignete Dotierung und Schichtung bis auf **Sperrspannungen** U_{BR} von ca. 3kV gefertigt werden.

Das Einbringen einer zusätzlichen Schicht ist für Gleichrichterdiode mit höherer Sperrspannung notwendig, da mit einem reinen pn-Übergang keine grossen Sperrspannungen erreicht werden können. (Die Durchbruchspannung eines hoch dotierten pn-Übergangs liegt im Bereich von einigen 10V). Deshalb bringt man eine zusätzliche schwach dotierte oder eigenleitende Schicht zwischen die hoch dotierten Zonen, die dann die gesamte Sperrspannung aufnimmt. Somit sind Gleichrichterdiode höherer Spannung immer vom Typ P+ I N+ oder P+ N N+, wobei I für „intrinsic“ (eigenleitend) und N für „schwach dotiert“ steht.

Die beiden Diodentypen haben dann intern den Feldstärkeverlauf:

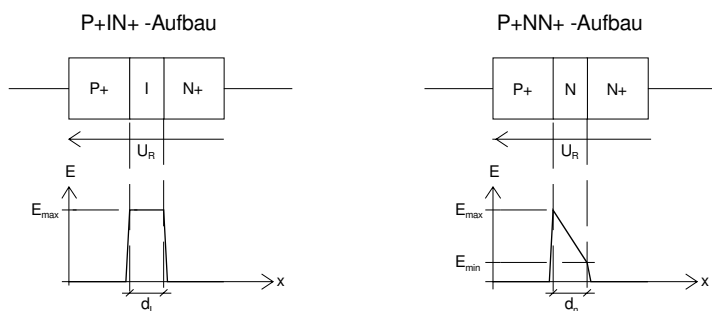
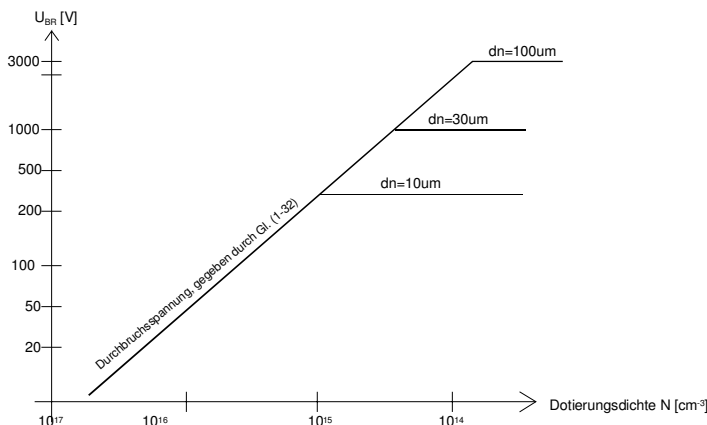


Bild 1.17: Zonenfolge und Feldstärkeverlauf bei Si-Leistungsdioden.

Der Durchbruch erfolgt bei der PIN-Diode wenn die Feldstärke E_{max} den kritischen Wert $E_{krit} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ erreicht. Die Durchbruchspannung wird dann:

$$U_{JBR} = E_{krit} d_i \quad \text{Durchbruch PIN-Diode} \quad (1.31)$$

Bei P+NN+-Dioden ist die Bestimmung der Durchbruchspannung aufwändiger. Interessierte Leser seien auf [1, S.79] verwiesen. Illustrativ ist aber eine Grafik, die zeigt, wie sich die Durchbruchspannung für P+NN+-Dioden bezüglich der Dicke der Mittelschicht verhält:



$$U_{JBR} = \frac{\epsilon}{2q} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} E_{krit}^2 \quad (1.32)$$

Bild 1.18: Durchbruchspannung bei PNN+-Dioden bezüglich Dotierungsdichte.

Noch höhere Sperrspannungen werden durch Kaskadieren von Sperrschichten erreicht. Mit dieser Technik werden HV-Gleichrichter bis über 100kV hergestellt.

Aufgrund der relativ grossen Sperrschichtfläche haben Gleichrichterdioden etwas **höhere Kapazitäten**. In der konventionellen Stromversorgung spielt dies aber keine Rolle. In getakteten Netzteilen sind normale Gleichrichterdioden hingegen ungeeignet. Solche Schaltungen verlangen spezielle, schnelle Dioden.

Dioden mit Dauerdurchlassströmen $< 3A$ werden ohne zusätzliche Kühlmassnahmen betrieben. Diese Typen werden in einem Bakelitgehäuse (1N5408, 3A, 800V) gefertigt oder für höhere Ansprüche in einem Glasgehäuse (teurer).

1.7.2 Diode als Gleichrichter

Wird eine P+NN+ oder P+IN+-Diode in einer Gleichrichterschaltung betrieben, so kann die Kennlinie mit der Shockley-Gleichung nach (1.7) genügend genau für Berechnungen im Arbeitsbereich angenähert werden:

$$I_D = I_S \left(e^{\frac{U_D}{2U_T}} - 1 \right)$$

Bei sehr hohen Stromdichten treten zusätzliche Spannungsabfälle über dem P+ und N+-Gebiet auf, die mit dem Emissionskoeffizient $n=2$ annähernd berücksichtigt werden.

Wir betrachten zuerst rechnerisch, wie sich die Ströme an einem Einweggleichrichter mit einer idealen Diode ($U_F=0V$) verhalten. Dazu speisen wir aus einer Wechselspannungsquelle eine Spannung $U_{AC} = \hat{u} \sin(\omega t)$ ein. Wir erhalten dann den Strom $I_D = \hat{i} \sin(\omega t) = \hat{u} / (R_Q + R_L)$:

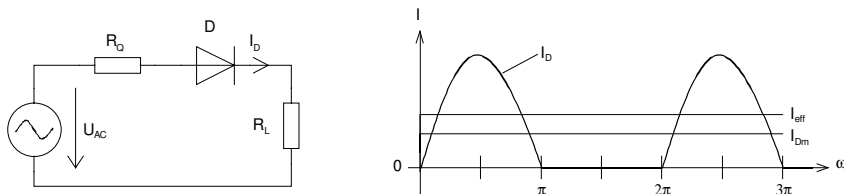


Bild 1.19: Resultierender Mittelwert und Effektivwert beim Gleichrichter.

Den **Mittelwert** $\bar{I}_D = I_{Dm}$ des Diodenstromes über eine Periode ist per Definition:

$$\bar{I} := \frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt \tag{1.33}$$

Wir setzen ein:

$$I_{Dm} = \bar{I}_D = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \hat{i} \sin(\omega t) d(\omega t) + \underbrace{\frac{1}{\pi} \int_{\pi}^{2\pi} 0 dt}_{=0} = -\frac{\hat{i}}{\pi} \cos(\omega t) \Big|_0^{\pi} = \frac{\hat{i}}{\pi} \tag{1.34}$$

**Mittelwert,
Gleichrichtwert**

Dieser Mittelwert wird auch **Gleichrichtwert** der Einweggleichrichtung bezeichnet.

Der **Effektivwert** I_{eff} ist per Definition die Wurzel aus dem quadratischen Mittelwert über eine Periode:

$$I_{eff} := \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T (I_D(t))^2 dt} \quad (1.35)$$

Auch hier erfolgt die Berechnung durch Aufteilung in zwei zu integrierende Teilfunktionen. Da nur für $\omega t = 0.. \pi$ ein Stromfluss erfolgt, wird der Effektivwert:

$$\begin{aligned} I_{eff} &= \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^\pi (\hat{i} \sin(\omega t))^2 d(\omega t)} = \frac{\hat{i}}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\int_0^\pi \sin^2(\omega t) d(\omega t)} \\ &= \frac{\hat{i}}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{1}{4} [2(\omega t) - \sin(2\omega t) \cos(\omega t)] \Big|_{\omega t=0}^\pi} = \frac{\hat{i}}{2} \end{aligned} \quad \text{Effektivwert} \quad (1.36)$$

Das Verhältnis zwischen Effektivwert und Gleichrichtwert wird **Formfaktor** genannt:

$$F = \frac{I_{eff}}{\hat{I}} = \frac{\frac{\hat{i}}{2}}{\frac{\hat{i}}{\pi}} = \frac{\pi}{2} \quad \text{Formfaktor Einweggleichrichter} \quad (1.37)$$

Für sinusförmige Spannungen wird der Formfaktor bei Einweggleichrichtung $F = \pi/2$.

1.8 Gleichrichterschaltungen

Mit Gleichrichterschaltungen werden aus Wechselspannungen entsprechende Gleichspannungen gewonnen. Die klassische Anwendung ist die Gleichrichtung von netzbezogenen Wechselspannungen für die Stromversorgung. Dabei wird die Wechselspannung aus einem Transformator gleichgerichtet und die pulsierende Gleichspannung mit geeigneten Massnahmen zu einer Gleichspannung mit geringer Restwelligkeit gesiebt.

Ein Spezialfall der Gleichrichtung ist die AM-Demodulation. Hier erfolgt durch Gleichrichtung einer HF-Spannung und geeigneter Siebung eine Demodulation, indem die Hüllkurve der HF-Spannung gewonnen wird.

Wir betrachten in erster Linie Gleichrichterschaltungen zur netzbezogenen Stromversorgung und unterscheiden folgende Gruppen:

- Gleichrichterschaltungen mit Ladekondensator
- Spannungsvervielfacherschaltungen

Gleichrichterschaltungen ohne Ladekondensator mit reiner Wirklast stellen einen Spezialfall des Gleichrichters mit Ladekondensator dar. Sie werden hier unter Verweis auf die einschlägige Literatur nicht näher betrachtet.

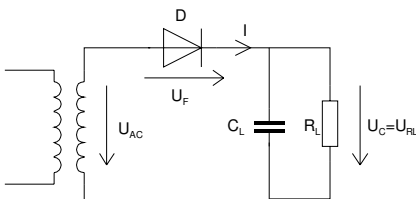
1.8.1 Gleichrichterschaltungen mit Ladekondensator

Grundsätzlich werden bei Gleichrichterschaltungen zwei Typen unterschieden:

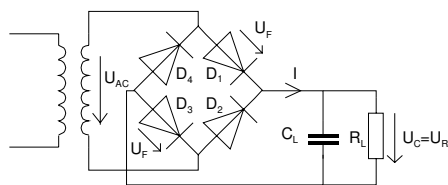
Einweggleichrichtung: Von der Speisewechselspannung wird nur eine Halbwelle (entweder die positive oder die negative) zur Erzeugung der Gleichspannung verwertet.

Zweiweggleichrichtung: (Vollweggleichrichtung) Hierbei werden beide Halbwellen zur Erzeugung der Gleichspannung verwertet. Hierunter fallen der klassische Zweiweggleichrichter wie auch die Brückenschaltung.

Einweggleichrichter mit Ladekondensator



Brückengleichrichter mit Ladekondensator



Zweiweggleichrichter mit Ladekondensator
(Mittelpunktschaltung)

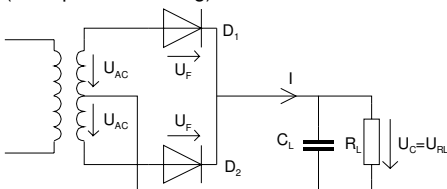


Bild 1.20: Grundsaltungen der Einweg- und Zweiweggleichrichter.

Zur Verringerung der Welligkeit wird ein Ladekondensator zugeschaltet. Er glättet die pulsierende Gleichspannung, indem er als Energiespeicher während der Sperrphase der Dioden wirkt.

Arbeitsweise

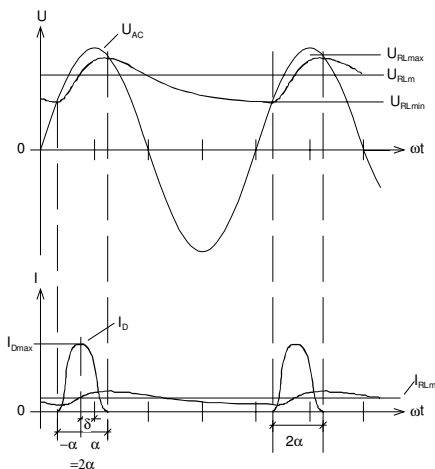
Die Dioden befinden sich in der Durchlassphase, wenn die Spannung am Ladekondensator $U_C < U_{AC}$ ist. In dieser Zeit der Periode, genannt Stromflusswinkel 2α , wird Strom zur Ladung des Kondensators und zur Last geführt.

Die beiden Teilwinkel α definieren die Zeitspanne des Stromflusses um den Mittelwert der Kondensatorspannung. In der Literatur wird der Stromflusswinkel auch mit Θ bezeichnet. Es gilt dann:

$$\Theta = 2\alpha \qquad \text{Stromflusswinkel } 2\alpha \qquad (1.38)$$

Ist $U_C > U_{AC}$, so sperren die Diode(n) und der Kondensator liefert alleine Strom an die Last. Dieser Ladungsverlust wird in der nächsten Ladeperiode wieder ersetzt.

Strom- und Spannungsverlauf am Einweggleichrichter mit Ladekondensator



Strom- und Spannungsverlauf am (Zweiweg-) Brückengleichrichter mit Ladekondensator

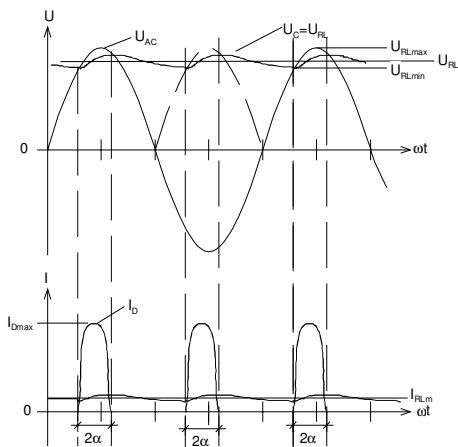


Bild 1.21: Strom und Spannungsverläufe am Gleichrichter.

Während der Ladezeit, dem Stromflusswinkel 2α , wird fast der gesamte durch die Diode fließende Strom zur Ladung des Kondensators verwendet. Wir erkennen dies an den kurzen und steilen Stromspitzen von I_D . Die Ladezeit und Stromflusswinkel stehen in Beziehung:

$$\Delta t = \frac{2\alpha}{\omega} \quad \begin{array}{l} \Delta t: \text{Ladezeit} \\ 2\alpha \text{ Stromflusswinkel} \\ \omega: \text{Kreisfrequenz } 2\pi f \end{array} \quad \text{Ladezeit } \Delta t \quad (1.39)$$

Je grösser der Ladekondensator, desto kleiner wird der Stromflusswinkel 2α und desto grösser wird der Spitzenstrom I_{Dmax} durch die Diode bei gleich bleibender Last. Der maximal mögliche Spitzenstrom wird allerdings durch den Innenwiderstand des Transformators und den Bahnwiderstand der Diode begrenzt.

Zu beachten ist auch, dass das Strommaximum I_{Dmax} nicht ganz mit dem Spannungsmaximum U_{ACmax} zusammenfällt. Diese Differenz ist der Unsymmetriewinkel δ .

Die sich am Kondensator aufbauende mittlere Gleichspannung wird umso grösser, je kleiner der Laststrom I_{RL} ist und je grösser der Ladekondensator C_L ist. Ebenso je grösser die Kreisfrequenz und je kleiner der Laststrom, desto kürzer werden die Entladephasen der Kapazität C_L .

1.8.2 Vereinfachte Berechnung der Welligkeit der Ausgangsspannung (Brummspannung)

Eine analytische Bestimmung der Brummspannung mit dem Ziel eine exakte Formel herzuleiten ist aufgrund der komplexen nichtlinearen Zusammenhänge nicht möglich. Für die Praxis können aber durch Vereinfachung Näherungsformeln bestimmt werden, die für eine Analyse und Dimensionierung hinreichend genau sind.

Wir betrachten exemplarisch das Vorgehen am Einweggleichrichter. Für Zweiwegschaltungen gilt ein analoges Vorgehen.

Zur Vereinfachung wird in einem ersten Schritt der nichtlineare Spannungsverlauf am Kondensator 'linearisiert':

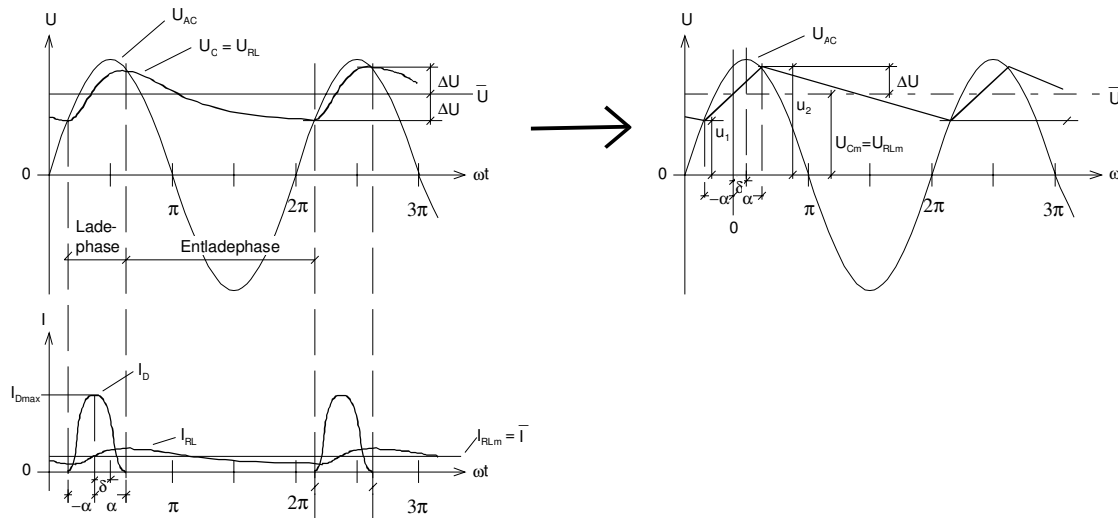


Bild 1.22: Vereinfachung der Zusammenhänge am Gleichrichter durch Linearisierung des Spannungsverlaufes am Kondensator.

Die Spannung über dem Kondensator wird durch eine Dreieckförmige Spannung angenähert.

Die Brummspannung liegt symmetrisch mit $\pm\Delta U$ um den Mittelwert der Gleichspannung $U_{Cm} = U_{RLm}$. Die Spannungen u_1 und u_2 werden:

$$u_1 = U_{AC} \cos(-\alpha - \delta) = U_{AC} \cos(\alpha + \delta) \quad (1.40)$$

$$u_2 = U_{AC} \cos(\alpha - \delta) \quad (1.41)$$

Der Mittelwert der Gleichspannung wird:

$$U_{RLm} = \frac{u_1 + u_2}{2} = \frac{\hat{U}_{AC}}{2} (\cos(\alpha + \delta) + \cos(\alpha - \delta)) = \hat{U}_{AC} \cos \alpha \cos \delta \quad (1.42)$$

Ebenso die Spannungsschwankung ΔU_C , und die Brummspannung U_{Brss} :

$$\Delta U_C = \frac{u_2 - u_1}{2} = \frac{\hat{U}_{AC}}{2} (\cos(\alpha - \delta) - \cos(\alpha + \delta)) = \hat{U}_{AC} \sin \alpha \sin \delta \quad (1.43)$$

$$U_{Brss} = 2 \Delta U_C \quad (1.44)$$

Die Brummspannung hängt stark vom Stromflusswinkel und Unsymmetriewinkel ab. Ist der Ladekondensator unendlich gross, so wird der Unsymmetriewinkel $\delta = 0$. In der Tat ist der Unsymmetriewinkel δ meist recht klein ($< 5^\circ$), so dass die Brummspannung praktisch nur vom Stromflusswinkel 2α abhängig ist.

Der Mittelwert des Gleichstromes \bar{I} ist konstant und berechnet sich:

$$\bar{I} = I_{RLm} = \frac{\bar{U}}{R_L} \quad (1.45)$$

Da die Spannungen u_1 und u_2 der Ladephase, der Stromflusswinkel 2α und R_i der Innenwiderstand des Transformators und des Gleichrichters bekannt sind, können wir den zufließenden mittleren Strom \bar{I} bestimmen.

$$\bar{I} = \frac{1}{2\pi R_i} \int_{-\alpha}^{+\alpha} \left(\hat{U}_{AC} - \frac{u_1 + u_2}{2} \right) dx \quad (1.46)$$

Mit Einsetzen von Gl. (1.42) erhalten wir:

$$\begin{aligned} \bar{I} &= \frac{\hat{U}_{AC}}{2\pi R_i} \int_{-\alpha}^{+\alpha} (\cos(x - \delta) - \cos(x + \delta)) dx \\ &= \frac{\hat{U}_{AC}}{2\pi R_i} (\sin(\alpha - \delta) + \sin(\alpha + \delta) - 2 \cos \alpha \cos \delta) \end{aligned} \quad (1.47)$$

Verallgemeinert man die Formel für einen allgemeinen k -pulsigen Gleichrichter, so erhält man:

$$\bar{I} = \frac{k \hat{U}_{AC}}{\pi R_i} (\sin \alpha - \alpha \cos \alpha) \cos \delta \quad \begin{array}{l} k: \text{Pulszahl (1 = Einweg, 2 = Zweiweg, etc.)} \\ \alpha: \frac{1}{2} \text{ Stromflusswinkel [rad]} \\ \delta: \text{Unsymmetriewinkel [rad]} \end{array} \quad \textbf{Mittelwert des Gleichstromes} \quad (1.48)$$

Aus Gründen der Energieerhaltung muss die zufließende Ladung gleich der abfließenden Ladung über den Lastwiderstand während der Entladephase ($2\pi - 2\alpha$) sein. Für den Einweggleichrichter gilt demnach:

$$2\Delta U_C C = \bar{I} \frac{2\pi - 2\alpha}{\omega} \quad \begin{array}{l} \alpha: \frac{1}{2} \text{ Stromflusswinkel [rad]} \\ \omega: \text{Kreisfrequenz} \end{array} \quad (1.49)$$

Unter der Voraussetzung, dass der Unsymmetriewinkel $\delta=0$ ist, erhalten wir durch Einsetzen und Umformen:

$$2\Delta U = \frac{\bar{I} \left(1 - \frac{\alpha}{\pi}\right)}{fC} \quad \alpha: \frac{1}{2} \text{ Stromflusswinkel [rad]} \quad (1.50)$$

Wenn ferner $\alpha \ll \pi$ ist, vereinfacht sich die Formel (1.50) zur recht brauchbaren Näherung für die Welligkeit:

$$2\Delta U \approx \frac{\bar{I}}{fC} \quad (1.51)$$

In der Praxis kann mit einem Stromflusswinkel $2\alpha=60^\circ..90^\circ$ gerechnet werden. Wir können nun eine allgemeine Näherungsformel für die Brummspannung $U_{Brss} = 2\Delta U$ darstellen:

$$U_{Brss} = \frac{\bar{I} \left(1 - \frac{\alpha}{\pi}\right)}{k f C} \approx \frac{0.8 \cdot I_{RLm}}{k f C} \quad \begin{array}{l} \alpha: \frac{1}{2} \text{ Stromflusswinkel [rad]} \\ k = 1 \text{ (Einweg)} \\ k = 2 \text{ (Zweiweg)} \end{array} \quad \textbf{Brummspannung} \quad (1.52)$$

Der Faktor 0.8 beruht auf dem Stromflusswinkel $2\alpha=75^\circ$.

Daraus ergibt sich die Formel zur Dimensionierung des Ladekondensators:

$$C \approx \frac{0.8 \cdot I_{RLm}}{k f U_{Brss}} \quad \begin{array}{l} k = 1 \text{ (Einweg)} \\ k = 2 \text{ (Zweiweg)} \end{array} \quad \text{Ladekondensator (Näherung)} \quad (1.53)$$

Bemerkenswert ist, dass die Brummspannung praktisch nur vom Ladekondensator und dem Laststrom abhängig ist. Dies gilt, solange der Stromflusswinkel ausreichend klein ist. In der Praxis ist unter Last mit Stromflusswinkeln $2\alpha=10^\circ..120^\circ$ zu rechnen.

Praxishinweis:

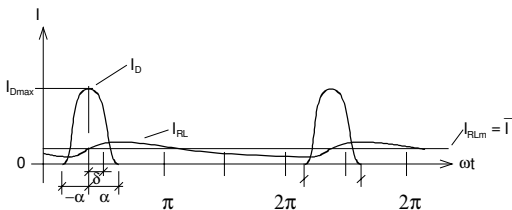
Zu beachten ist, dass bei grossen Stromflusswinkeln auch mit grossen Ladekondensatoren vielfach keine befriedigenden Brummspannungen erreicht werden. Dies tritt vielfach bei zu knapp dimensionierten Gleichrichterschaltungen auf. Unter Last ist die Brummspannung zu gross und der Spannungsmittelwert zu klein. Charakteristisch: Bei einer relativ grossen Brummspannung bringt auch eine starke Vergrösserung des Ladekondensators keine spürbare Erhöhung des Spannungsmittelwertes. Grund: I_{Dmax} müsste bei kleinerem Stromflusswinkel ansteigen, dies kann er aber nicht, weil R_i des Transformators zu gross ist.

1.8.3 Berechnung des Eingangstromes

Ziel ist die Ermittlung des Effektivwert des Stromes, den der Transformator an den Gleichrichter liefern muss. Diese Grösse bestimmt die Leistung P des Transformators.

Das Ziel ist die Herleitung eines Formelsatzes zur Dimensionierung, welcher mit hinreichender Genauigkeit die Stromverhältnisse zeigt.

Eine brauchbare Näherung für den pulsierenden Diodenstrom ist die Darstellung über eine cos-Funktion:



$$I_D = I_{Dmax} \cos\left(\frac{\pi\omega t}{2\alpha}\right)$$

Bild 1.23: Annäherung des Diodenstromes über eine Cosinus-Funktion

Dabei legt man wiederum eine ausgeglichene Ladungsbilanz zu Grunde: Die durch den Gleichrichter transportierte Ladungsmenge muss gleich der an den Lastwiderstand abgegebenen Ladung sein:

$$\int_{-\alpha}^{+\alpha} I_D(x) dx = \int_0^{2\pi} I_{RLm} dx \quad (1.54)$$

Nun können wir den Spitzenstrom durch die Diode I_{Dmax} bestimmen.

$$\int_{-a}^{+a} I_{Dmax} \cos\left(\frac{\pi \omega t}{2\alpha}\right) d(\omega t) = \int_0^{2\pi} I_{RLm} d(\omega t)$$

**Dioden-
spitzenstrom I_{Dmax}**

$$\Rightarrow I_{Dmax} = \frac{\pi^2 I_{RLm}}{2\alpha k} \quad \alpha: \frac{1}{2} \text{ Stromflusswinkel (in rad)}$$

$$k: \text{Pulszahl pro Periode (1 = Einweg, 2 = Zweiweg, etc)}$$
(1.55)

Wir sehen, dass diese Spitzenströme in der Praxis beträchtlich über dem Mittelwert des Gleichstromes liegen. So sind Faktoren von 6..10 I_{RLm} die Regel. Je nach Stromflusswinkel α werden Spitzenwerte:

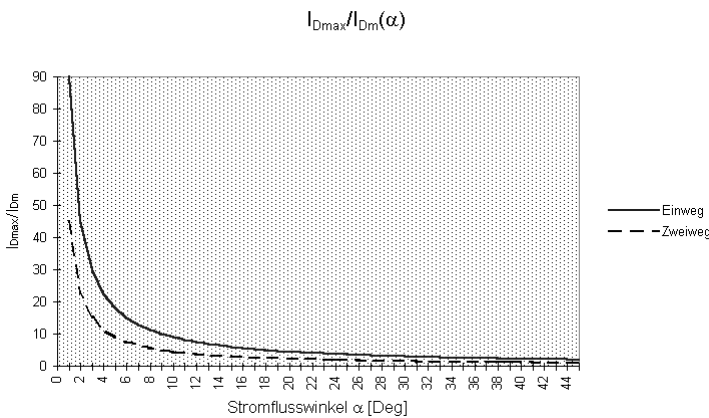


Bild 1.24: Verhältnis vom Diodenspitzenstrom I_{Dmax} zum Mittelwert des Diodenstromes I_{Dm} in Abhängigkeit des Stromflusswinkels 2α .

Der Strom I_{ACeff} den die Sekundärwicklung liefern muss, ist der Effektivwert des Diodenstromes. Wir erhalten ihn durch Integration über eine Periode:

$$I_{ACeff} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_D^2(t) dt} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_{-\alpha}^{+\alpha} \cos^2\left(\frac{\pi \omega t}{2\alpha}\right) d(\omega t)} = \bar{I} \sqrt{\frac{\pi^3}{8\alpha}} \quad (\text{Einwegschaltung, } \alpha: [\text{rad}])$$

$$= \bar{I} \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{180^\circ}{2\alpha}} \quad (\alpha: [\text{deg}])$$
(1.56)

Für die Mittelpunktschaltung halbiert sich der Strom, da beide Wicklungen gleichviel zur Speisung beitragen:

$$I_{ACeff} = \bar{I} \sqrt{\frac{\pi^3}{32\alpha}} \quad (\text{Zweiwegschaltung, } \alpha: [\text{rad}])$$

$$= \bar{I} \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{180^\circ}{2\alpha}} \quad (\alpha: [\text{deg}])$$

**Effektivwert
Transformatorstrom I_{ACeff}**

(1.57)

Für die Brückenschaltung gilt analog:

$$I_{ACeff} = \bar{I} \sqrt{\frac{\pi^3}{16\alpha}} \quad (\text{Brückenschaltung, } \alpha: [\text{rad}])$$

$$= \bar{I} \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{180^\circ}{2\alpha}} \quad (\alpha: [\text{deg}])$$
(1.58)

Setzt man in obige Gleichungen konkrete Zahlenwerte ein ($2\alpha=60^\circ..90^\circ$) so sieht man, dass der Effektivwert etwa den doppelten Mittelwert des Gleichstromes annimmt.

Beispiel 1.13: Berechnung des Effektivwertes des Transformatorstromes.

Bestimmen Sie den Effektivwert des Transformatorstromes (Eingangsstrom) für Einweg-, Zweiweg- und Brückenschaltung, wenn der Ausgangsleichstrom 1A bei einem Stromflusswinkel $2\alpha=75^\circ$ beträgt!

$$\text{Einweg: } I_{ACeff} = \bar{I} \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{180}{2\alpha}} = 1 \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{180}{75}} A \sqrt{\frac{\text{deg}}{\text{deg}}} = 2.433A$$

$$\text{Zweiweg: } I_{ACeff} = \bar{I} \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{180}{2\alpha}} = 1 \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{180}{75}} A \sqrt{\frac{\text{deg}}{\text{deg}}} = 1.217A \quad (\text{proWicklung})$$

$$\text{Brücke: } I_{ACeff} = \bar{I} \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{180}{2\alpha}} = 1 \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{180}{75}} A \sqrt{\frac{\text{deg}}{\text{deg}}} = 1.702A$$

Zusammenfassung:

Wir verfügen über einen Satz von Näherungsformeln zur Gleichrichterdimensionierung. Eine analytisch saubere Rechnung ist nicht möglich, da alle Ansätze nichtlineare Differenzialgleichungen liefern. Man behilft sich damit, dass die entstehenden Ströme und Spannungen idealisiert werden. Diese Ansätze liefern mehr oder weniger genaue Näherungsformeln, die für die Praxis unter Kenntnis der Einschränkungen durchaus brauchbar sind.

Die erarbeiteten Formelsätze dienen als Entwurfshilfsmittel zur konkreten Dimensionierung von Gleichrichterschaltungen. Die Abweichungen zur Praxis werden in der Regel kleiner sein als die Toleranzen der verwendeten Bauteile.

1.8.4 Rechnerische Bestimmung der Ausgangsspannung

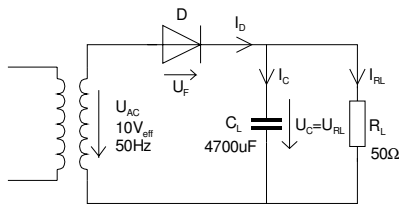
Leider gibt es keinen „Königsweg“ die Brummspannung rechnerisch exakt mit wenig Aufwand zu bestimmen. Vernünftig erscheint hier ein Knotenansatz aus der Schaltung. Die dabei entstehende Differenzialgleichung wird mit einem numerischen Verfahren gelöst (z.B. Runge-Kutta), und die erhaltenen Werte aufbereitet.

Hinreichend genau ist auch ein iterative Lösungsverfahren, das von einem Startwert aus systematisch die Ausgangsspannung zu bestimmen versucht.

Für eine praktische Dimensionierung genügen die Näherungsformeln. Kritische Fälle (Betrieb an Grenzen der Vorgaben und Bauteilewerte) sind mit einer Simulation zu verifizieren. Man beachte aber, dass auch die Simulation in Grenzbereichen nicht immer befriedigende, d.h. genaue, Resultate liefert.

1.8.4.1 Bestimmung durch Lösen der DGL

Das Vorgehen zeigen wir anhand eines Beispiels. Wir bestimmen die zu lösende DGL bezüglich nachfolgender Gleichrichterschaltung:



Mit den grundlegenden Zusammenhängen

$$\begin{aligned}
 I_D &= I_C + I_{RL} & U_D &= U_{AC} - U_C \\
 I_C &= C \frac{dU_C}{dt} & I_{RL} &= \frac{U_C}{R_L} \\
 I_D &= I_S \left(e^{\frac{U_D}{nU_T}} - 1 \right)
 \end{aligned}$$

erhalten wir die Differenzialgleichung:

$$\frac{dU_C}{dt} = \frac{1}{C} (I_D - I_{RL}) = \frac{1}{C} \left(I_S \left(e^{\frac{U_{AC} - U_C}{nU_T}} - 1 \right) - \frac{U_C}{R_L} \right) \quad (1.59)$$

Wobei zu beachten ist, dass alle Ströme und die Spannungen U_{AC} , U_C zeitabhängig sind.

Die Eingangsspannung definieren wir formal aufgrund der Vorgabe:

$$U_{AC}(t) = \hat{U}_{AC} \sin(\omega t) = 10\sqrt{2} \sin(100\pi t)$$

Die anderen noch benötigten Grössen werden, wie folgt, festgelegt:

$$\begin{aligned}
 T &= 20^\circ C & n &= 2 \\
 I_S &= 10 \text{ pA} & U_C(t_0) &= 12 \text{ V}
 \end{aligned}$$

Nun sind alle Vorbereitungen getroffen um die DGL numerisch zu lösen. Da die numerischen Verfahren mit einer bestimmten Schrittweite h die Lösungsfunktion (hier $U_C(t)$) bestimmen, ist die Wahl der Schrittweite von entscheidender Bedeutung: Wird die Schrittweite h zu gross gewählt, ist das Verfahren instabil und die Resultate sind falsch. Weniger problematisch ist die Wahl einer zu kleinen Schrittweite, da hier nur der Rechenaufwand und der schlussendliche Gesamtfehler als Abweichung ansteigt.

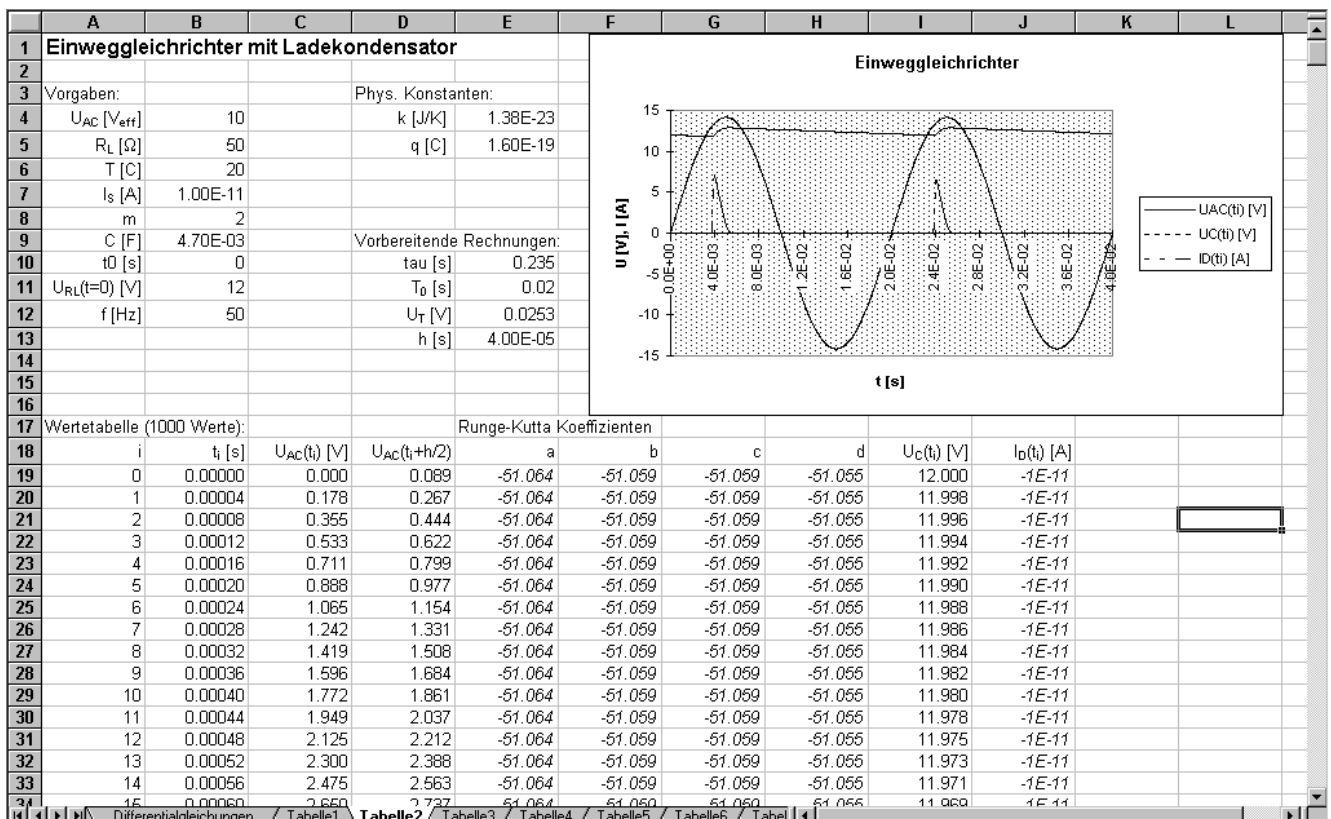
Es gilt aber grundsätzlich: Für eine Rechnung muss die Schrittweite wesentlich kleiner als die kleinste im System zu verrechnende Zeitkonstante und Periodendauer T_θ sein. Hier gilt also für ein einigermassen genaues Resultat:

$$T_0 = \frac{1}{f_0} = 0.02s \quad h \ll T_0$$

$$\tau = R_L C = 50\Omega \cdot 4.7 \cdot 10^{-3} F = 0.235s \quad h \ll \tau$$

Da die Lösungsfunktion ein ausserordentlich starkes Wachstumsverhalten zeigt, ist die Wahl der Schrittweite kritisch. Besser (aber aufwändiger) wäre es, in jedem Schritt den Arbeitspunkt, d.h. den Diodenstrom über ein Iterationsverfahren neu zu bestimmen.

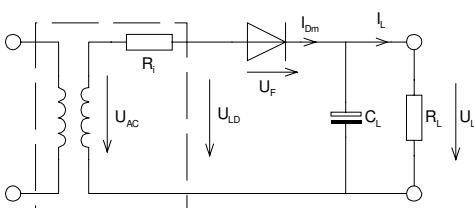
Eine mit EXCEL entwickelte Lösung, gerechnet mit 1000 Einzelwerten zeigt den Verlauf der Kondensatorspannung und des Diodenstromes. Die Werte entsprechen den Erwartungen, die mit Näherungsformeln bestimmt werden können:



Ohne auf die Details einzugehen erkennt man, dass eine einigermaßen exakte Rechnung mit sehr viel Aufwand verbunden ist.

1.8.4.2 Iterative Bestimmung der Ausgangsspannung:

Aus den vorgegebenen Grössen für den Transformator (U_{AC} , R_i) und Diode (U_F) und der Last R_L wird iterativ die mittlere Ausgangsspannung bestimmt.



Für die Iteration treffen wir zuerst die wesentliche Vorgabe, dass der Ladekondensator unendlich gross ist. Daher wird formal der Unsymmetriewinkel $\delta=0$, wenn R_i genügend klein ist. Unter diesen Bedingungen sind alle vorher gezeigten Vereinfachungen gültig.

Ungeeignet wird das hier benutzte Verfahren, wenn

$$R_L \cdot C_L < \frac{1}{kf} \quad \begin{array}{l} f: \text{Frequenz der Transformatorspannung} \\ k: \text{Pulszahl} \end{array}$$

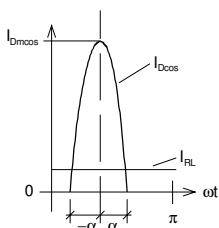
gilt.(D. h. „unvernünftig dimensioniert,, wurde)

Ausgangslage für die Iteration ist eine realistische Schätzung für den Stromflusswinkel. Daraus wird eine Näherung für die Ausgangsspannung bestimmt. Ein sinnvoller Initialwert für 2α liegt bei 75° .

Die konkrete Berechnung am Beispiel 1.14 gezeigt:

Grundlagen:

Der Diodenstrom wird als cos-Halbwellen über den Ladezyklus formuliert:



$$I_{D \cos}(\omega t) = I_{Dm \cos} \cos\left(\frac{\omega t}{2\alpha}\right)$$

Auch hier gilt die ausgeglichene Ladungsbilanz, d.h. alles was über den Lastwiderstand R_L während der gesamten Periode 2π abfließt, muss während des Stromflusswinkels $-\alpha, \dots, +\alpha$ zugeführt werden. Durch Auflösen der Integrale können wir den Spitzenstrom $I_{Dm \cos}$ bestimmen:

$$\int_{-\alpha}^{+\alpha} I_{Dm \cos} \cos\left(\frac{\omega t}{2\alpha}\right) d(\omega t) = \int_0^{2\pi} \bar{I} d(\omega t)$$

$$\rightarrow I_{Dm \cos} = \frac{\pi^2 \bar{I}}{2\alpha}$$

Der Stromflusswinkel 2α wird bei bekannten Spannungen U_{AC} , U_F und U_L :

$$2\alpha = 2 \arccos\left(\frac{U_L + U_F}{U_{AC}}\right)$$

U_{AC} : Spitzenwert der Transformatorspannung
 U_L : Mittelwert der Ausgangsspannung
 U_F : Spannungsabfall über der Diode im Durchlassbetrieb

Formelsatz

Die für die Berechnung notwendigen Formeln hier nochmals als Formelsatz zusammengestellt:

$$I_{Dm} = \frac{\pi^2 \bar{I}}{2\alpha} \quad I_{Dm}: \text{Spitzenwert des Diodenstroms (Cosinus – Modell) [A]}$$

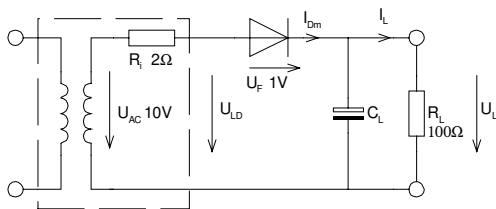
$$\alpha = \arccos\left(\frac{U_L + U_F}{U_{ACs}}\right) \quad \begin{array}{l} U_{AC}: \text{Spitzenwert der Transformatorspannung [V]} \\ U_L: \text{Mittelwert der Ausgangsspannung [V]} \\ U_F: \text{Spannungsabfall über der Diode im Durchlassbetrieb [V]} \end{array}$$

$$U_{Brss} = \frac{\bar{I} \left(1 - \frac{\alpha}{\pi}\right)}{kfC} \quad \begin{array}{l} \alpha: \frac{1}{2} \text{ Stromflusswinkel [rad]} \\ k: \text{Anzahl Ladezyklen pro Periode []} \end{array}$$

$$\bar{U} = \hat{U}_{ACs} \cos \alpha$$

Beispiel 1.14 Berechnung einer Ausgangsspannung am Gleichrichter.

Iterative Bestimmung der Ausgangsspannung U_L und des Stromflusswinkels 2α :



Iterationsvorbereitung:

$$2\alpha = 75^\circ$$

$$\hat{U}_{AC} = 10V\sqrt{2} = 14.1V$$

$$U_L = \hat{U}_{AC} \cos \alpha = 14.1 \cdot \cos(0.65449) \quad [V] = 11.186V$$

Iterationsschritt:

Der Ausgangsstrom wird aufgrund der bereits bekannten Ausgangsspannung:

$$I_L = \frac{U_L}{R_L} = \frac{11.186}{100} \quad \left[\frac{VA}{V} \right] = 111.86mA$$

Der zugehörige Laststrom und Diodenspitzenstrom werden demnach:

$$I_{Dm} = \frac{\pi^2 \cdot \bar{I}_L}{2\alpha} = \frac{3.1416^2 \cdot 0.11186}{1.309} = 0.8434A$$

Der zugehörige Stromflusswinkel wird:

$$\alpha = \arccos\left(\frac{U_L + U_F}{\hat{U}_{AC}}\right) = \arccos\left(\frac{11.186 + 1}{14.1}\right) = 0.52713 \quad (30.2^\circ)$$

Dieser Spitzenwert I_{Dp} fällt während des Ladevorganges an. Für die Masche gilt während des Ladevorganges:

$$U_L = \hat{U}_{AC} - I_{D_{max}} \cdot R_i - U_F = 14.1 - 0.843 \cdot 2 - 1 \left[V - A \frac{V}{A} - V \right] = 11.413V$$

Den Iterationsschritt wiederholen wir so oft, bis die gewünschte Genauigkeit für U_L erreicht ist. Zu bemerken ist, dass das Verfahren nicht monoton konvergiert. Ebenso ist bei Extremwerten (sehr kleiner oder grosser Strom) ev. keine Konvergenz möglich.

Mit einer EXCEL-Tabelle erhalten wir die Werte:

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J
1	Iterative Gleichrichterberechnung									
2										
3	U_{AC} [Veff] =	10								
4	R_i [Ω] =	2								
5	R_L [Ω] =	100								
6										
7	U_F [V] =	1								
8	2α [deg] =	75								
9	U_{ACSS} [V] =	14.1421								
10										
11										
12	Iteration:	I_L [A]	I_{Dm} [A]	α [deg]	U_L [V]					
13	Vorgabe			37.5	11.220					
14	1	0.112	0.846	30.224	11.450					
15	2	0.115	1.071	28.314	11.000					
16	3	0.110	1.098	31.950	10.945					
17	4	0.109	0.969	32.365	11.205					
18	5	0.112	0.979	30.343	11.184					
19	6	0.112	1.042	30.507	11.058					
20	7	0.111	1.025	31.503	11.092					
21	8	0.111	0.996	31.233	11.151					
22	9	0.112	1.009	30.772	11.123					
23	10	0.111	1.022	30.992	11.098					
24	11	0.111	1.012	31.189	11.117					
25	12	0.111	1.008	31.040	11.126					
26	13	0.111	1.014	30.966	11.115					
27	14	0.111	1.015	31.056	11.112					
28	15	0.111	1.012	31.077	11.119					
29	16	0.111	1.012	31.027	11.119					
30	17	0.111	1.013	31.025	11.116					
31	18	0.111	1.013	31.051	11.116					
32	19	0.111	1.012	31.048	11.118					
33	20	0.111	1.012	31.035	11.117					
34	21	0.111	1.013	31.039	11.116					
35										

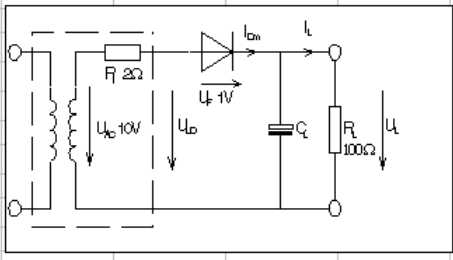


Bild 1.25: Iterative Berechnung der Ausgangsspannung am Gleichrichter nach Beispiel 1.14.

Dieses Verfahren lässt sich leicht in einem Kleinprogramm auscodieren. Eine programmierte Lösung dieses Verfahrens ist als Win32-Anwendung erhältlich (GLWIN.EXE).

Weiterführende Informationen zu dieser Methode wurden in einem Paper "Iterative Bestimmung von Gleichrichterdaten", G. Krucker, 1996 zusammengestellt. Diese sind auf Anfrage hin beim Autor erhältlich.

1.8.5 Gleichrichterschaltungen mit Drossel

Die Verminderung der Welligkeit (Brummspannung) kann alternativ oder in Kombination mit einer Drossel erfolgen. Hierbei wird der Umstand benutzt, dass die Drossel für die Gleichstromkomponente einen wesentlich kleineren Widerstand darstellt als für den Wechselstrom.

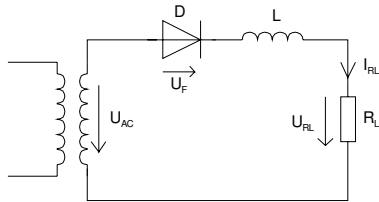


Bild 1.26: Gleichrichterschaltung mit Drossel.

Die Drossel L kann, je nach Dimensionierung, die Funktion einer Glättungsdrossel oder einer Energiespeicherdrossel erfüllen.

In der modernen Stromversorgung hat dieses Siebkonzept keine Bedeutung mehr, da die hierfür benötigten Induktivitäten für netzfrequente Wechselspannungen zu gross und teuer werden. Ebenso sind die Kupferverluste vor allem für Kleinspannungsgleichrichter bei grösseren Strömen beträchtlich.

Anders verhält es sich mit den **Energiespeicherdrosseln** in Schaltnetzteilen. Dort wird eine Spannungswandlung (Auf- oder Abwärtstransformation, je nach Schaltung) über das Magnetfeld der Drossel durchgeführt. Dazu wird die Drossel mit einer Rechteckspannung bestimmter Pulsbreite gespeisen. In der Aufbauphase steigt der Strom in der Induktivität weitgehend linear an und baut das Magnetfeld stetig auf. In der Abbauphase wird die Eingangsspannung $0V$. Der Stromfluss durch die Drossel kehrt um, indem über die Diode der Strom zum Verbraucher fliesst.

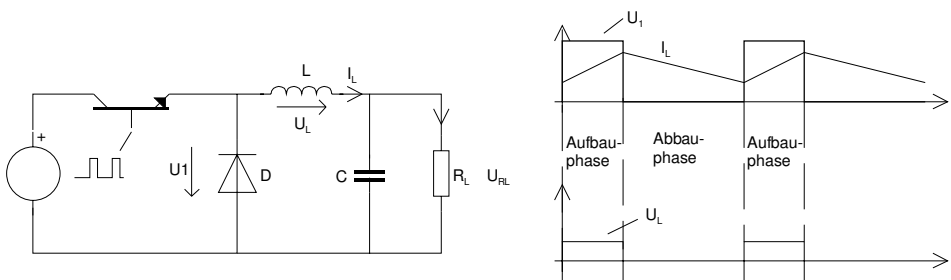


Bild 1.27: Strom- und Spannungsverläufe an einem Durchflusswandler mit Energiespeicherdrossel.

Da Schaltnetzteile mit Frequenzen im Bereich 30-100kHz arbeiten, werden die entsprechenden Drosseln klein und preisgünstig. Diese Technik der Spannungswandlung wird heute immer mehr in der Stromversorgung angewandt.

Selbstverständlich ist die Technik der Schaltnetzteile viel komplexer. So existieren verschiedene Wandlerprinzipien. Ferner muss die Rechteckspannung mit einer geeigneten Regelschaltung bezüglich Pulsbreite so geregelt werden, dass an der Last eine stabile Gleichspannung herrscht und die Drossel im Betrieb bei Laständerungen nie gesättigt wird. Trotz des erheblichen Aufwandes an Elektronik ist dies zur Zeit die preisgünstigste Methode stabile Gleichspannungen in höheren Strombereichen (bis > 1000A) zu erzeugen.

In diesen Schaltungen werden besonders hohe Anforderungen an die Diode gestellt. Hier muss die Sperrverzögerungszeit bei grossen Strömen ausserordentlich kurz sein (ns-Bereich). Ebenso soll die abfallende Flussspannung klein sein, damit die Verlustleistung klein gehalten wird. Deshalb werden hier vorwiegend Schottky-Dioden verwendet.

1.8.6 Formelsatz zur Dimensionierung von Gleichrichterschaltungen

Die nachfolgenden Formeln dienen zur überschlagsmässigen Dimensionierung einer Gleichrichterschaltung mit Ladekondensator für kleinere Ströme. Dabei wird vorausgesetzt, dass die Eingangsspannung U_{AC} sinusförmig und netzfrequenz ist.

Diode:

$$\text{Spitzenstrom: } I_{D_{\max}} = \frac{\pi^2 \bar{I}}{2\alpha} \left[\frac{A}{[rad]} \right] \quad \bar{I}: \text{Ausgangsgleichstrom}$$

$$\text{Sperrspannung: } U_{R_{\max}} = 2\sqrt{2} U_{AC_{\text{eff}}} \quad [V]$$

$$\text{Stromflusswinkel (pro Periode): } 60^\circ < 2\alpha < 90^\circ \quad \left(\frac{\pi}{3} < 2\alpha < \frac{\pi}{2} \right)$$

Transformator:

$$\text{Strom: } I_{AC_{\text{eff}}} = \begin{cases} \bar{I} \sqrt{\frac{\pi^3}{8\alpha}} \left[A \sqrt{\frac{1}{[rad]}} \right] = \bar{I} \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{180}{2\alpha}} \left[A \sqrt{\frac{\text{deg}}{\text{deg}}} \right] & \text{(Einwegschaltung)} \\ \bar{I} \sqrt{\frac{\pi^3}{32\alpha}} \left[A \sqrt{\frac{1}{[rad]}} \right] = \bar{I} \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{180}{2\alpha}} \left[A \sqrt{\frac{\text{deg}}{\text{deg}}} \right] & \text{(Zweiwegschaltung, 1 Wicklung)} \\ \bar{I} \sqrt{\frac{\pi^3}{16\alpha}} \left[A \sqrt{\frac{1}{[rad]}} \right] = \bar{I} \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{180}{2\alpha}} \left[A \sqrt{\frac{\text{deg}}{\text{deg}}} \right] & \text{(Brückenschaltung)} \end{cases}$$

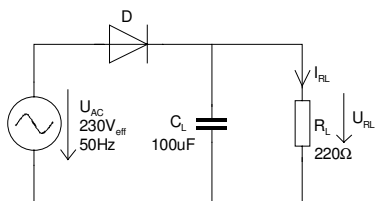
Allgemeine Grössen:

$$\text{Ausgangsgleichspannung: } \bar{U} = \hat{U}_{AC} \cos \alpha \approx 0.8 \hat{U}_{AC} \quad [V[rad]] \quad (1.60)$$

$$\text{Brummspannung: } U_{Brss} \approx \frac{0.8 \cdot \bar{I}}{k f C} \left[\frac{AV}{s^{-1}As} \right] \quad \begin{matrix} k = 1 \text{ (Einweg)} \\ k = 2 \text{ (Zweiweg, Brücke)} \end{matrix} \quad (1.61)$$

Beispiel 1.15: Bestimmung der Ströme an einer Gleichrichterschaltung.

Aus dem Lichtnetz wird über einen Gleichrichter mit Ladekondensator eine Last gespeist. Bestimmen Sie die Mittelwerte der Ströme und Spannungen an der Last, sowie die Brummspannung U_{Brss} und den Diodenspitzenstrom $I_{D_{\max}}$. Das Resultat ist mit einer Simulation zu vergleichen (Diode: 1N4007).



Mit den Näherungsformeln erhalten wir:

$$\begin{aligned} \bar{U} &\approx 0.8 \cdot \hat{U}_{AC} = 259.5V_S \\ \bar{I} &= \frac{\bar{U}}{R_L} \approx \frac{0.8 \cdot \hat{U}_{AC}}{R_L} = \frac{0.8 \cdot 1.41 \cdot 230}{220} \frac{[VA]}{[V]} = 1.18A \\ U_{Brss} &\approx \frac{0.8 \cdot \bar{I}}{k f C} = \frac{0.8 \cdot 1.18}{1 \cdot 50 \cdot 100 \cdot 10^{-6}} \frac{[AsV]}{[As]} = 188.8V_{ss} \end{aligned}$$

Den Diodenspitzenstrom bestimmen wir durch eine Näherung, indem wir einen mittleren Stromflusswinkel $2\alpha = 75^\circ$ einsetzen:

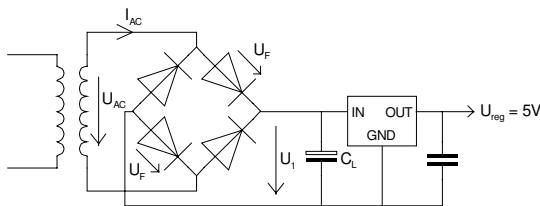
$$I_{\max} = \frac{\pi^2 \bar{I}}{2\alpha} = \frac{3.14^2 \cdot 1.18}{1.308} \left[\frac{A}{(rad)} \right] = 8.9A$$

Die Simulation liefert eine Brummspannung von ca. $160V_{ss}$ und einen Diodenspitzenstrom von ca. $11.6A$. Wir sehen, in welchen Größenordnungen die Fehler der Näherungen liegen.

Beispiel 1.16: Berechnung Transformatorstrom und Ladekondensator.

Eine Gleichrichterschaltung soll für einen Spannungsregler eine Gleichspannung aus einem Transformator aufbereiten. Gemäss Datenblatt des Spannungsreglers muss mindestens eine Spannungsdifferenz von $2V$ zwischen Ein- und Ausgang liegen. Ferner ist mit Netzspannungsschwankungen von $\pm 10\%$ zu rechnen. Da Sie mit Näherungsformeln dimensionieren, machen Sie noch einen Sicherheitszuschlag von 20% .

Bestimmen Sie mit diesen Vorgaben die notwendige Kapazität des Ladekondensators, sowie des benötigten Trafostromes I_{ACeff} bei einer Nominallast von $1A$!



$$\bar{U}_{1min} = U_{reg} + 2V = 7V$$

$$\bar{U}_{1norm} = \bar{U}_{1min} \cdot 1.1 \cdot 1.2 = 9.24V$$

$$\hat{U}_{AC} = \frac{1}{0.8} \cdot \bar{U}_{1norm} + 2U_F = 1.25 \cdot 9.24V + 1.4V = 12.95V_s \hat{=} 9.15V_{eff}$$

$$I_{ACeff} = \bar{I} \sqrt{\frac{\pi^3}{16\alpha}} \stackrel{2\alpha=75^\circ}{=} 1 \sqrt{\frac{3.14^3}{16 \cdot 0.65}} = 1.72A_{eff}$$

Die Transformatorspannung von $9.15V$ ist also diejenige Spannung, die der Transformator bei Vollast liefern muss. Die Leerlaufspannung (Transformator unbelastet) liegt in der Regel bei Kleintransformatoren aufgrund des Innenwiderstandes etwa $10-40\%$ höher als im belasteten Fall.

1.8.7 Spannungsvervielfacherschaltungen

Spannungsvervielfacherschaltungen werden grundsätzlich dazu verwendet, um aus einer kleineren Wechselspannung eine höhere Gleichspannung zu erzeugen, als mit einer normalen Ein- oder Zweiweggleichrichtung möglich wäre. Das Prinzip der Spannungsvervielfacher beruht in der Regel darauf, dass eine Wechselspannung mittels eines Kondensators auf eine bereits bestehende Gleichspannung aufgestockt wird.

Die Praxis unterscheidet meist zwischen:

- Spannungsverdopplerschaltungen
- Spannungsvervielfacher

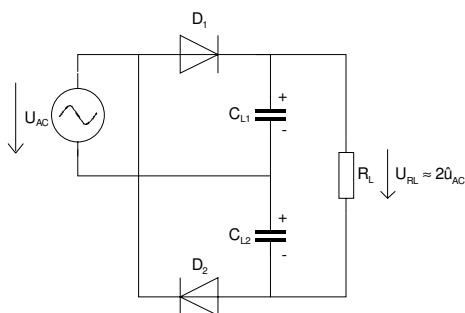
Spannungsverdoppler verkörpern einen Spezialfall der allgemeinen Spannungsvervielfacherschaltungen. Da aber besonders viele Standardschaltungen bekannt sind, werden diese in einem eigenen Kapitel behandelt.

Grundsätzlich sind Spannungsvervielfacher immer eine Notlösung. Besonders Kaskadenschaltungen haben einen relativ hohen Innenwiderstand, was sie für grössere Ströme ungeeignet macht. Meist werden sie für die Erzeugung von Hochspannung kleinster Leistung verwendet.

1.8.7.1 Spannungsverdopplerschaltungen

Die klassische Spannungsverdopplerschaltung ist die sog. Delon-Schaltung (auch Greinacher-Schaltung). Hier wird jede Halbwelle separat in Einwegschaltung gleichgerichtet. So erhält man zwei gleich grosse positive und negative Spannungen. Diese addiert, ergeben dann die doppelte Gleichspannung.

Ein Nachteil der Schaltung ist, dass ein eventueller Masse-Bezug der Gleichspannung zur Wechselspannung verloren geht.



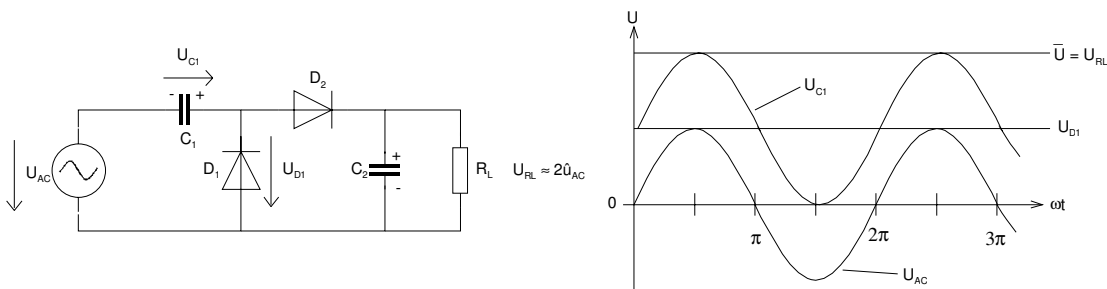
Delon-Schaltung

Bild 1.28: Delon-Schaltung zur Spannungsverdopplung.

Nachteilig ist der fehlende Massebezug der Ausgangsspannung.

Der Vorteil der Delon-Schaltung besteht gegenüber den Kaskadenschaltungen darin, dass aufgrund der konventionellen Einweggleichrichtung die Schaltung prinzipiell auch für höhere Lastströme geeignet ist. Selbstverständlich haben beide Ladekondensatoren dieselbe Kapazität.

Gänzlich anders arbeitet die Villard-Schaltung. Sie ist der einfachste Vertreter der sog. Kaskadenschaltung. Hier erfolgt ein Aufstocken (kaskadieren) der Wechselspannung auf eine bereits gleichgerichtete Gleichspannung.



Villard - Schaltung

Bild 1.29: Villard-Schaltung zur Spannungsverdopplung.

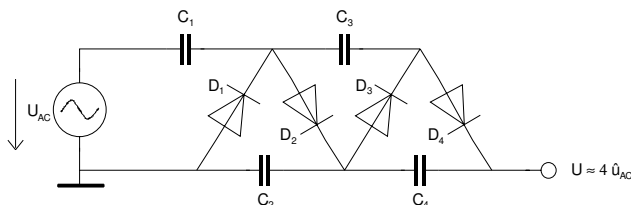
Die Villard-Schaltung ist ein einstufiger Spezialfall der Kaskadenschaltung. Nachteilig ist der höhere Innenwiderstand gegenüber der Delon-Schaltung.

Zu den Strom- und Spannungsverhältnissen wird im folgenden Kapitel als Spezialfall Stellung genommen.

1.8.7.2 Kaskadenschaltung

Die Kaskadenschaltung ist eine Kombination mehrerer Villard-Schaltungen. Im Prinzip sind mit der Kaskadenschaltung beliebige Vervielfachungen möglich, allerdings steigt mit jeder zusätzlichen Villard-Stufe der Innenwiderstand rasch an. Deshalb werden in der Praxis kaum mehr als 5 Stufen benutzt.

Eine Standardanwendung dieser Schaltung sind HV-Kaskaden für die Bildröhren. Dort wird eine Impuls-Wechselspannung von ca. $6kV_s$ durch Vervielfachung auf $25kV_{DC}$ gebracht.



Kaskadenschaltung

Bild 1.30: Kaskadenschaltung zur Spannungsvervielfachung.

Kombinationen mit halben Villard-Schaltungen sind auch möglich um beispielsweise eine Verdreifachung zu erreichen.

Die Schaltung ist insofern ökonomisch, weil die Kondensatoren und Dioden nur für die doppelte Eingangsspitzenspannung $2\hat{u}_{AC}$ ausgewählt werden müssen. Der Stromfluss in den Dioden ist hingegen unterschiedlich: In jeder vorherliegenden Stufe fließt aus Gründen der Energiebilanz der doppelte Diodenstrom.

Je grösser die Kondensatoren gewählt werden, desto grössere Ausgangsströme können entnommen werden, d.h. umso kleiner wird der Innenwiderstand der Quelle.

Nach [Nürmann, Werkbuch Elektronik, S.2207] kann die Brummspannung der Villard-Schaltung (eine Stufe) wie folgt abgeschätzt werden: (vgl. auch Beispiel 1.17.)

$$U_{Brss} \approx \frac{0.73 \cdot \bar{U}_L}{f C R_L} \quad (C: \text{Kapazität des Einzelkondensators } [F]) \quad (1.62)$$

Daraus können auch die Werte der Kondensatoren abgeleitet werden, wobei häufig alle Kondensatoren dieselbe Kapazität haben. Generell werden in solchen Schaltungen Über-

dimensionierungsfaktoren von (1.5.2) berücksichtigt.

Wir erhalten für eine grobe Abschätzung und Dimensionierung:

Ausgangsspannung (unbelastet): $\bar{U} \approx n\sqrt{2} \cdot U_{ACeff}$ (n : Anzahl der Dioden) (1.63)

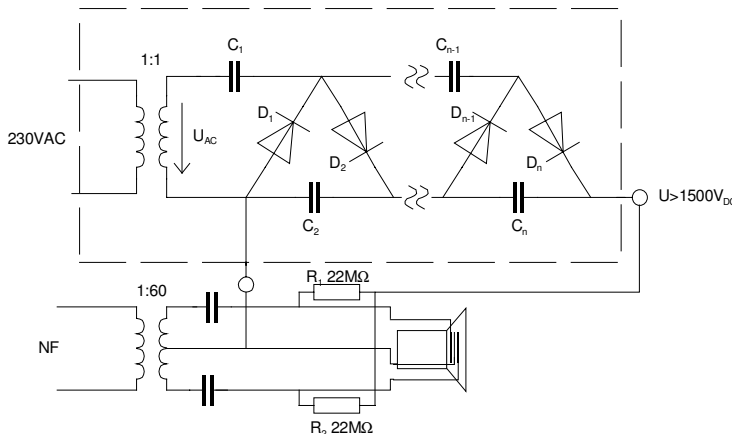
Sperrspannung der einzelnen Diode: $U_{Rmax} = 2.5 \cdot U_{ACeff}$ (1.64)

Betriebsspannung des einzelnen Kondensators: $U_{Cmax} = 2.5 \cdot U_{ACeff}$ (1.65)

**Kaskaden-
schaltung**

Beispiel 1.17: Dimensionierung einer Spannungsvervielfacherschaltung.

Für einen elektrostatischen Lautsprecher wird eine Polarisationsspannung von min. $1500V_{DC}$ benötigt. Aus Sicherheitsgründen wird die Hochspannung über Widerstände von $22M\Omega$ eingespiesen. Ferner ist im Aufsprechtransformator mit einem Isolationswiderstand von $100M\Omega$ zu rechnen. Die maximale Welligkeit der Polarisationsspannung darf $50V_{ss}$ betragen.



$$\bar{U} = \frac{U_{DC}(100M\Omega + R_1 \parallel R_2)}{100M\Omega} = \frac{1500 \cdot 111 \text{ VM}\Omega}{100 \text{ M}\Omega} = 1665V$$

$$R_L = 100M\Omega + R_1 \parallel R_2 = 111M\Omega$$

$$n \approx \frac{\hat{U}_{AC}}{U} = 5.11... \Rightarrow n = 6$$

$$C = \frac{0.73\bar{U}}{fU_{Brs}R_L} = \frac{0.73 \cdot 1665 \text{ VsA}}{50 \cdot 50 \cdot 111 \cdot 10^6 \text{ VV}} = 4.38nF \Rightarrow C = 4.7nF \text{ (Normwert)}$$

$$U_{Cmax} = 2.5 \cdot U_{ACeff} = 2.5 \cdot 230V = 572V_s \Rightarrow U_{Cmax} = 630V \text{ (Normwert)}$$

$$U_{Rmax} = 2.5 \cdot U_{ACeff} = 2.5 \cdot 230V = 572V_s \Rightarrow U_{Rmax} = 600V \text{ (Normwert)}$$

Da der Strom in jeder Villard-Stufe zunimmt, werden auch Kondensatoren progressiv vergrößert:

$$\begin{matrix} C_6 = 4.7n & C_5 = 4.7n & C_4 = 10n \\ C_3 = 10n & C_2 = 22n & C_1 = 22n \end{matrix}$$

Eine Simulation der Schaltung (Diode 1N4007) ergibt eine mittlere Ausgangsgleichspannung von $U=1500V_{DC}$ bei einer Welligkeit von ca. $120V_{ss}$. Die Abweichung von der Dimensionierung ist also etwas gross. In Anbetracht, dass eine Versechsfachung vorgenommen wurde, scheinen hier die Kondensatorwerte zu klein gewählt. Der Formelsatz müsste bezüglich Gültigkeit überprüft werden.

1.9 Dynamisches Modell der Diode

Das bis jetzt benutzte Shockley-Modell beschreibt nur die statische I/U-Kennlinie. Jedoch sind keine Aussagen zum dynamischen Verhalten (wechselstrommässiges Verhalten oder Impulsverhalten) möglich. Dieses einfache Modell beschreibt das Verhalten nur ungenügend, sobald sich die Spannung über der Sperrschicht rasch ändert.

Grundsätzlich werden bei dynamischen Betrachtungen zwei Fälle unterschieden:

Kleinsignalmodell: Es beschreibt das wechselstrommässige Verhalten bei einer infinitesimal kleinen Änderung um einen Arbeitspunkt. Die Parameter werden hier linearisiert, was die Rechnung sehr vereinfacht.

Grosssignalmodell: Es beschreibt das Verhalten bei grossen Änderungen um den Arbeitspunkt. Es ist komplexer als ein Kleinsignalmodell. Die Parameter werden in der Regel mit nichtlinearen Funktionen beschrieben.

1.9.1 Grosssignalmodell

Als wichtige Einflussgrössen müssen die Sperrschicht- und Diffusionskapazität berücksichtigt werden. Man ergänzt das statische Modell mit den beiden Kapazitäten C_D und C_J und erhält damit das dynamische Modell der Diode:

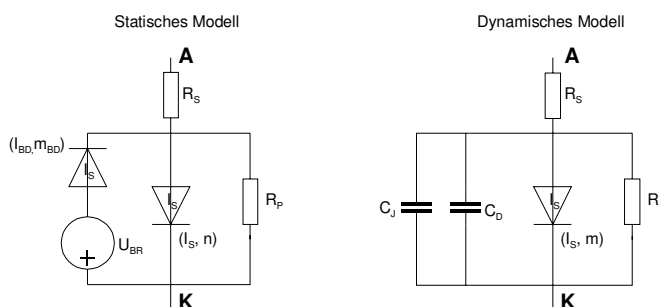


Bild 1.31: Statisches und dynamisches Grosssignalmodell der Diode.

Zur Vereinfachung wird im dynamischen Modell oft auf die Modellierung des Durchbruchverhaltens (U_{BR}) verzichtet. Es wäre aber analog dem statischen Modell einzufügen.

Die Diffusionskapazität C_D ist primär für den Speichereffekt verantwortlich. Sie ist proportional zum Durchlassstrom. Daher gilt für die eingespeicherte Ladung nach Kapitel 1.4.4:

$$Q_D = \tau I_F(U_F) \quad (1.66)$$

Die Zeitkonstante τ ergibt sich nach Gl. (1.28) aus der Diffusionskapazität C_D und dem differentiellen Widerstand r_D . Sie ist weitgehend konstant und stellt die kleinstmögliche Ausräumzeit dar.

PSpice modelliert diese Zeitkonstante mit der Grösse Tt . Ein Auszug aus der Komponentenbibliothek EVAL.LIB zeigt, wie dieser Parameter eingebracht wird:

```
.model D1N4148 D(Is=0.1p Rs=16 CJO=2p Tt=12n Bv=100 Ibv=0.1p)
```

Typischerweise ist diese Zeitkonstante sehr klein (ns-Bereich).

Mit dieser Zeitkonstante können wir die Diffusionskapazität aus der Ladung beschreiben:

$$C_D = \frac{dQ_D}{dU} = \tau \frac{I_S}{n U_T} e^{\frac{U_F}{n U_T}} \quad (1.67)$$

Im Sperrbetrieb ist die Sperrschichtkapazität C_J der Diode relevant. Sie entsteht durch die elektrostatische Potenzialdifferenz über der Sperrschicht. Die Sperrschichtkapazität ist gegenüber der Diffusionskapazität recht klein (pF-Bereich) und hat einen nichtlinearen Zusammenhang zur Sperrspannung. Die Grundlagen wurden eingehend in Kap. 1.4.3 behandelt.

Für ein Simulationsmodell einer Diode wird die näherungsweise Beschreibung des Kapazitätsverlaufs verwendet:

$$C_J = \frac{C_{J0}}{\left(1 - \frac{U_D}{\Phi_0}\right)^m} \quad \begin{array}{l} m: \text{Gradationskoeffizient (0.33, \dots, 0.5)} \\ C_{J0}: \text{Sperrschichtkapazität bei } U_D = 0V \\ \Phi_0: \text{Sperrschichtpotential } (\approx 1V) \end{array} \quad (1.68)$$

In Gl. (1.68) verkörpert m den Gradationsexponenten. Er ist abhängig vom Dotierungsverlauf ($m=0.5$ für einen abrupten PN-Übergang, $m=0.33$ für einen linearen PN-Übergang). C_{J0} ist die Sperrschichtkapazität bei $U_D=0V$ und Φ_0 verkörpert die Diffusionsspannung und wird in der Spice-Dokumentation als 'Sperrschichtpotential' V_j aufgeführt. Weitere Ausführungen sind in Kap. 1.17 und 1.4.3 zu finden.

Die gesamthaft wirksame Kapazität kann als Summe beider Einzelkapazitäten aufgefasst werden:

$$C = C_J + C_D \quad (1.69)$$

Zusammenfassend kann man festhalten, dass im Sperrbereich und bei kleinen U_D im Durchlassbereich die Sperrschichtkapazität massgeblich zur Diodenkapazität beiträgt. Bei grossen Durchlassströmen wird jedoch C_D dominant.

1.9.1.1 Formelsatz zur Handrechnung mit Grosssignalparameter:

In den nachfolgenden Rechnungen werden die nachfolgenden formalen Zusammenhänge verwendet. Sie sind gegenüber den Simulationsmodellen von SPICE oder Microcap etwas vereinfacht, indem Standardgrössen eingesetzt wurden: $\Phi_0=0.7V$, $m=0.5$.

$$I_D = I_S \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \quad (1.70)$$

$$C = C_D + C_J \quad (1.71)$$

$$C_J = \frac{C_{J0}}{\sqrt{1 - \frac{U_D}{0.7}}} \quad U_D \leq 0.35V \quad (1.72)$$

$$C_J = 2.83 C_{J0} \left(0.25 + \frac{U_D}{1.4} \right) \quad U_D > 0.35V \quad (1.73)$$

$$C_D = \tau \frac{I_S}{U_T} e^{\frac{U_D}{U_T}} \quad (1.74)$$

1.9.2 Kleinsignalmodell

Das Kleinsignalmodell beschreibt das dynamische Verhalten einer Diode in einem bestimmten Arbeitspunkt. Dabei wird vorausgesetzt, dass die Dynamik (wechselstrommässige Änderung) infinitesimal klein ist. Unter dieser Voraussetzung können die Parameter im Arbeitspunkt linearisiert werden. Bei grösserer Dynamik wird das Kleinsignalmodell fehlerhaft, weil sich in der Realität die Parameter verändern.

Die Linearisierung erfolgt immer durch Ableiten im Arbeitspunkt. So wird der differenzielle Widerstand im Arbeitspunkt I_D :

$$\frac{1}{r_D} = \left. \frac{dI_D}{dU_D} \right|_{U^*} = \frac{I_S}{nU_T} e^{\frac{U^*}{nU_T}} \quad U^*: \text{Spannung im Arbeitspunkt} \quad (1.75)$$

Wir erhalten für jeden Arbeitspunkt einen anderen differenziellen Widerstand r_D .

Das Kleinsignalmodell ist also ein **linearisiertes Modell** für eine Betrachtung in einem bestimmten Arbeitspunkt. Für jeden Arbeitspunkt existieren ein Satz linearisierter Parameter der das Verhalten beschreibt. Die Kleinsignalrechnung eignet sich nur dann, wenn die Aussteuerung nicht zu gross wird.

1.9.2.1 Formelsatz zur Handrechnung mit Kleinsignalparameter

Zur Handrechnung verwenden wir einen vereinfachten Formelsatz. Er beinhaltet eingesetzte Grössen für Φ_0, m (Gradationsexponent). Dies ist in der Regel für eine Handrechnung genügend genau.

$$r_D = \frac{U_T}{I_S} e^{\frac{U_D^*}{U_T}} \rightarrow \infty \quad (\text{Sperrbetrieb}) \quad (U_D^*, I_D^* \text{ Strom, Spannung im Arbeitspunkt}) \quad (1.76)$$

$$r_D = \frac{U_T}{I_D^*} \quad (\text{Durchlassbetrieb}) \quad (1.77)$$

$$C_D = \tau \frac{I_D^*}{U_T} \quad (\text{Durchlassbetrieb}) \quad (1.78)$$

$$C_J = \frac{C_{J0}}{\sqrt{1 - \frac{U_D^*}{0.7}}} \quad (\text{Sperrbetrieb}) \quad (1.79)$$

1.10 Zener-Dioden

Zener-Dioden sind Dioden mit einer genau definierten Durchbruchspannung. Sie werden also generell in Sperrichtung betrieben. Im Durchlassbetrieb unterscheiden sie sich nicht von gewöhnlichen Dioden.

Der Name *Zener-Diode* wird vielfach als Sammelbegriff für Dioden mit genau definierter Durchbruchcharakteristik verwendet, so finden unter diesem Begriff auch Dioden Einzug, die keine echten Zener-Dioden sind.

Zener-Dioden werden vorwiegend für Spannungsstabilisierung und Spannungsbegrenzerzwecke verwendet. Sie werden heute ausschliesslich in Si-Technologie gefertigt.

1.10.1 Grundlagen

Wird bei einer Halbleiterdiode im Sperrbetrieb die Spannung stetig erhöht, so setzt beim Erreichen der Durchbruchspannung fast plötzlich ein starker Stromfluss ein. Wird dieser Stromfluss nicht begrenzt, steigt der Strom so stark an, bis die Diode zerstört wird.

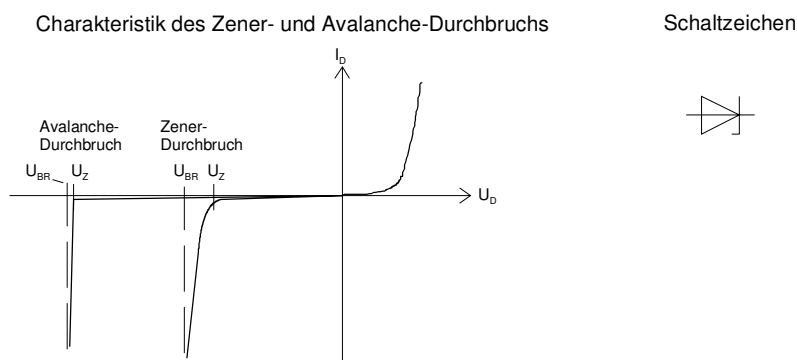


Bild 1.32: Kennlinie und Schaltzeichen der Zener-Diode.

Charakteristisch ist, dass der Durchbrucheffect beim Erreichen der Durchbruchspannung praktisch schlagartig einsetzt. Dafür sind im Wesentlichen zwei unterschiedliche physikalische Phänomene verantwortlich:

- Zener-Effekt
- Lawineneffekt (Avalanche-Effekt)

Beide Effekte sind unabhängig. Sie beruhen auf unterschiedlichen physikalischen Phänomenen, äussern sich aber in einer ähnlichen Wirkung. Ebenso sind beide mehr oder weniger ausgeprägt temperatur- und alterungsabhängig.

Hinweis:

In Datenbüchern wird nicht die Durchbruchspannung U_{BR} angegeben (sie ist ohnehin nur ein theoretischer Wert), sondern diejenige Spannung U_Z , bei der der Zener-Strom einen bestimmten Wert erreicht. (z.B. $I_Z = 1\text{mA}$)

1.10.1.1 Zener-Effekt

Der Zener-Effekt zeigt sich nur bei hoch dotierten Dioden ($N \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Aufgrund der hohen Dotierung wird die Sperrschicht sehr dünn. Wird die Diode nun in Sperrrichtung betrieben, findet der Feldaufbau praktisch nur über der Sperrschicht statt. Über den beiden hoch dotierten n- und p-Gebieten kann kein Feldaufbau erfolgen, da sie niederohmig sind.

Wegen der dünnen Sperrschicht wird die entstehende Feldstärke selbst bei kleinen Sperrspannungen sehr gross. Die elektrische Feldstärke über der Sperrschicht (PN-Übergang) kann über die Sperrschichtdicke abgeschätzt werden: (Homogene Feldverteilung angenommen)

$$E = \frac{|U_D|}{d_s} = \sqrt{\frac{|U_D| q N_A N_D}{2 \epsilon (N_A + N_D)}} \quad (1.80)$$

Für eine in Sperrrichtung betriebene Diode mit $U_D = -5 \text{ V}$, den Dotierungsdichten $N_A = N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und der relativen Dielektrizitätskonstanten für Si $\epsilon_r = 12$ beträgt die Sperrschichtdicke $5.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ und die Feldstärke wird $E = 1.16 \cdot 10^6 \text{ Vcm}^{-1}$.

Bemerkenswert ist die dünne Sperrschicht in der Grössenordnung von 500 \AA . Hier wird selbst bei kleinen Sperrspannungen die Feldstärke über der Sperrschicht sehr gross. Die Valenzelektronen werden so stark gestört, dass die Bindungen spontan aufgebrochen werden. Elektronen "tunneln" aus dem Valenzband in das Leitungsband.

Dieser *Tunnel-Effekt* setzt bei der **Zener-Feldstärke $E \approx 1 \cdot 10^6 \text{ Vcm}^{-1}$** abrupt ein. Auf die physikalische Erklärung des Tunnel-Effektes sei auf die Literatur der Halbleiterphysik verwiesen.

Die Durchbruchspannung einer Zener-Diode durch die Dotierung bestimmt. Je höher die Dotierung, desto dünner die Sperrschicht und demzufolge kleiner die Durchbruchspannung. Typische Dotierungen liegen bei 10^{18} cm^{-3} . Diese hohe Dotierung ist Bedingung, damit der Tunnel-Effekt überhaupt stattfinden kann. Daher beschränkt sich der Zener-Effekt bis etwa 5 V bei Si und ca. 19 V bei Ge.

Trotz des abrupt einsetzenden Stromflusses ist der Stromanstieg eines Zener-Durchbruchs weniger steil als der eines Avalanche-Durchbruchs.

1.10.1.2 Avalanche-Effekt (Lawineneffekt)

Wir haben bemerkt, dass die Durchbruchspannung den Zener-Dioden (Si) bei ca. $5..7 \text{ V}$ an eine gegebene Grenze stösst. Ab dieser Spannung wird die Sperrschicht so dick, dass der Tunnel-Effekt nicht mehr stattfinden kann. "Zener-Dioden" mit höherer Spannung werden daher als Avalanche-Dioden gefertigt.

Der Avalanche-Effekt beruht auf einer elektrischen *Stossionisation* und hat überhaupt nichts mit dem Tunnel-Effekt gemeinsam:

Wird, zwecks Erhöhung der Durchbruchspannung, die Sperrschicht durch eine schwächere Dotierung verbreitert ($N < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), so durchwandern gleichwohl Minoritätsträger (Sperrstrom) die Sperrschicht und nehmen kinetische Energie auf. Je mehr kinetische Energie sie aufnehmen, desto wahrscheinlicher ist, dass sie beim Zusammenstoss mit einem Gitteratom in der Lage sind durch Stossionisation ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband zu schlagen. Bei diesem Vorgang wird ausser dem stossenden Elektron ein weiteres Elektron erzeugt, das seinerseits wieder stossen kann. Dadurch steigt der Strom lawinenartig an. Zusätzlich erzeugen die beim Ionisationsvorgang im Valenzband zurückbleibenden positiven Löcher durch Stossionisation erneut Löcher und Elektronen, die ihrerseits wiederum ionisieren.

Wie bereits erwähnt, erfolgt der Stromanstieg beim Avalanche-Durchbruch wesentlich steiler als beim

Zener-Effekt. Dadurch haben Avalanche-Dioden in der Regel eine bessere Stabilisierungswirkung.

Die Durchbruchspannung U_{BR} von Avalanche-Dioden ist durch Dotierung in weiten Grenzen beeinflussbar (4V..600V)

1.10.2 Differenzieller Widerstand (Zener-Widerstand)

Der differenzielle Widerstand einer Z-Diode ist massgebend für die stabilisierenden Eigenschaften beim Einsatz als Spannungsstabilisator.

Wie im Durchlassbereich, kann man auch im Durchbruchbereich einen differenziellen Widerstand r_z definieren. Wir benutzen als Grundlage das nichtlinear stetige Diodenmodell nach Kap. 1.4.1.2 und benutzen den für das Durchbruchverhalten relevante Term in Gl. (1.21). Wir erhalten durch Ableiten den differenziellen Widerstand:

$$\frac{dI_D}{dU_D} = \frac{1}{r_z} = \frac{-e^{-\frac{U_D - U_{BD}}{n_{BD} U_T}} \cdot I_{BD}}{n_{BD} U_T} \approx \frac{I_Z}{n_{BD} U_T}$$

Zener-Widerstand

$$\Rightarrow r_z \approx \frac{n_{BD} U_T}{I_Z} \tag{1.81}$$

Die unterschiedlichen Durchbruchverhalten werden mit dem Faktor n_{BD} berücksichtigt. Ist r_z bei einem Strom I_z bekannt, so kann unter Anwendung der obigen Formel r_z bezüglich eines neuen Stromes bestimmt werden:

$$n_{BD} = \frac{r_{z1} \cdot I_{z1}}{U_T} \Rightarrow r_{z2} = \frac{n_{BD} \cdot U_T}{I_{z2}} = \frac{r_{z1} \cdot I_{z1}}{I_{z2}} \tag{1.82}$$

Den kleinsten Zener-Widerstand haben Zener-Dioden mit Zener-Spannungen $U_z \approx 7V$, also im Übergangsbereich vom Zener- zum Avalanche-Durchbruch. Ein Bild zeigt den typischen Verlauf des Zener-Widerstandes r_z für unterschiedliche Zener-Spannungen U_z und Ströme I_z :

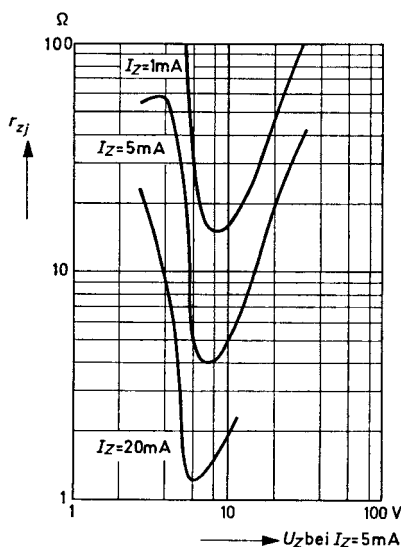


Bild 1.33: Zener-Widerstand in Abhängigkeit der Zener-Spannung

Quelle: ITT Intermetall Datenbuch 1971/72
Dioden, Z-Dioden

1.10.3 Temperaturabhängigkeit der Zener-Spannung

Da Zener-Dioden häufig für Stabilisierungszwecke eingesetzt werden, ist die Temperaturabhängigkeit der Zener-Spannung besonders zu betrachten.

Mit dem Temperaturkoeffizienten α kann die Änderung der Zener-Spannung beschrieben werden:

$$\Delta U_Z = \alpha \cdot U_Z \cdot \Delta T \quad \alpha: [K^{-1}] \quad (1.83)$$

Die Änderung der Zener-Spannung wird dabei umso grösser, je grösser die Temperaturänderung ΔT wird und je grösser die Zener-Spannung U_Z ist. Der Temperaturkoeffizient α ist für den Zener-Effekt ($< 6V$) negativ und für den Avalanche-Effekt ($> 6V$) positiv und zudem leicht vom Strom abhängig.

In der Regel wird nicht der Temperaturkoeffizient α , sondern die Grösse $\frac{\Delta U_Z}{\Delta T}$ spezifiziert:

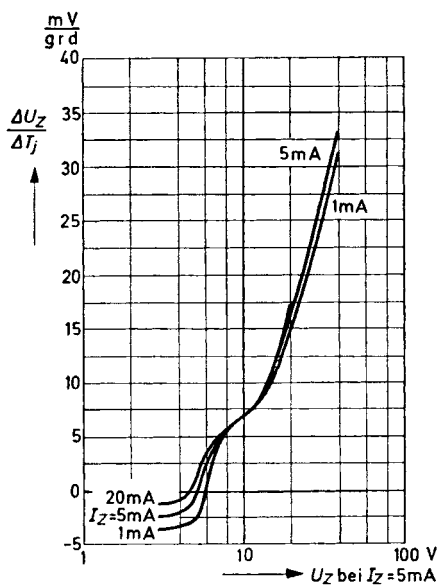


Bild 1.34: Relative Temperaturabhängigkeit der Zener-Spannung.

Quelle: ITT Intermetall Datenbuch 1971/72
Dioden, Z-Dioden

Angewandt auf verschiedene Normwerte von Zener-Dioden erhalten wir die folgenden Temperaturverläufe der Zener-Spannung

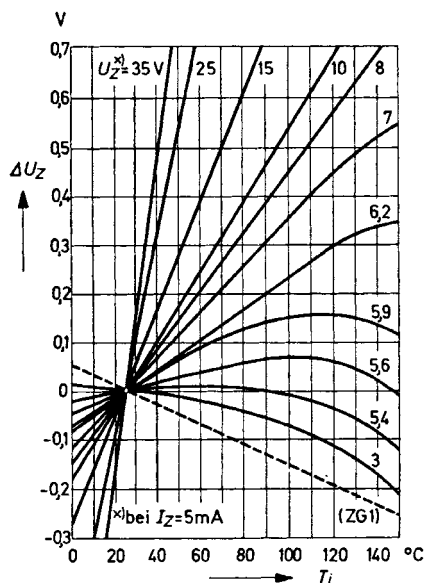


Bild 1.35: Temperaturgänge von Zener-Dioden-Normspannungen.

Quelle: ITT Intermetall Datenbuch 1971/72
Dioden, Z-Dioden

Man erkennt, dass die 5.6V-Diode die geringsten Temperaturabweichungen zeigt, da sich hier Zener- und Avalanche-Effekt im Temperaturkoeffizienten gegenseitig aufheben. Für eine temperaturstabile Stabilisierung wird man also zweckmässigerweise eine Schaltung mit 5.6V Z-Dioden wählen.

1.10.4 Referenzdioden

Es werden auch temperaturkompensierte Z-Dioden gefertigt, sog. *Referenzdioden*. Diese Dioden sind intern weitgehend temperaturkompensiert und haben genau definierte Zener-Spannungen, in der Regel 6.2V.

Während 6.2V-Dioden durch geeignete Dotierung und Selektion gefertigt werden, werden Referenzdioden für andere Spannungen durch schaltungstechnische Kombinationen von Dioden oder sogar als IC gefertigt. Referenzdioden sind aufgrund der Selektion und Kontrolle recht teuer. Vielfach werden diese Dioden auch künstlich gealtert um eine bessere Langzeitstabilität zu erreichen.

Beispiel 1.18: Temperaturkoeffizient einer Zener-Diode.

Bestimmen Sie:

- Den Temperaturkoeffizienten α für eine Z-Diode mit $U_z=15V$.
- Die Änderung der Zener-Spannung ΔU_z einer Z-Diode mit der Zener-Spannung von $U_z=15V$, wenn die Temperatur von 300K auf 373K erhöht wird.
- Wie gross wird die relative Änderung der Zener-Spannung in b.)?

Lösung:

Wir lesen aus dem Diagramm in Bild 1.34 für ein $U_z=15V$ die Änderung $\Delta U_z/\Delta T=10mV/K$. Der Temperaturkoeffizienten α und damit die Änderung der Zener-Spannung wird absolut und relativ:

$$\alpha = \frac{1}{U_z} \frac{\Delta U_z}{\Delta T} = \frac{1}{15} \frac{10}{1} \left[\frac{mV}{V K} \right] = 6.66 \cdot 10^{-4} K^{-1}$$

$$\Delta U_z = \alpha U_z \Delta T = \frac{\Delta U_z}{\Delta T} \Delta T = \frac{10}{1} (373 - 300) \left[\frac{K mV}{K} \right] = 730 mV$$

$$\frac{\Delta U_z}{U_z} = \frac{0.73}{15} \left[\frac{V}{V} \right] = 0.04866 \dots \hat{=} 4.86\%$$

1.10.5 Bauformen und Eigenschaften

Zener-Dioden werden praktisch ausnahmslos nach JEDEC-Norm bezeichnet und für kleine Leistungen im Allglasgehäuse DO-35, DO-41, Kunststoffgehäuse DO-7 oder SMD gefertigt.

Die Zener-Spannungen werden in E24-Abstufung und für Kleinleistungsbereich in zwei Leistungsklassen (0.4W, 1W) angeboten. Für Leistungsanwendungen werden auch Z-Dioden mit höheren Verlustleistungen hergestellt (bis $P_v > 100W$).

Um die verschiedenen Z-Dioden bezüglich Toleranz und Spannungen voneinander unterscheiden zu können, wird die Typenbezeichnung des Grundtyps (Bsp: BZX85) durch eine Zusatzbezeichnung erweitert. Diese Zusatzbezeichnung wird durch einen Schrägstrich abgetrennt. Der erste Buchstabe definiert die Toleranz, die restliche Information verkörpert die Zener-Spannung:

Toleranzen:

- B=±2%
- C=±5%
- D=±10%

Bsp.: BZX85 /C 5V6

Liegt die Zener-Spannung zwischen zwei ganzen Zahlenwerten, so wird das V an Stelle des Komma gesetzt.

Beispiel 1.19: Eigenschaften einiger gängiger Zener-Dioden.

Nachfolgend eine tabellarische Übersicht der Eigenschaften einiger Zener-Dioden: (nach Datenblatt)

Typ	U_z [V]	r_z [Ω]	I_z [mA]	$\Delta U_z / \Delta T_z$ [mV/K]	P_v [W]	Gehäuse
BZX79 /C 2V7	2.7	75	5	-2	0.5	DO-35
BZX79 /C 6V8	6.8	6	5	-2.3	0.5	DO-35
BZX85 /C 6V8	6.8	3.5	35	1.3	1.3	DO-41
BZX85 /C 33	33	45	8	24.8	1.3	DO-41
1N829 (Ref.-Diode)	6.2	15	7.5	0.5	0.4	DO-35

1.10.6 Zusammenfassung:

Zener-Dioden

Echte Zener-Dioden sind hoch dotierte Dioden mit Dotierungsdichten $\approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Der Durchbruch findet aufgrund des Tunnel-Effektes statt, der bei einer Feldstärke $E \approx 10^6 \text{ Vcm}^{-1}$ über der Sperrschicht einsetzt. Die Sperrschicht ist extrem dünn und liegt in der Grössenordnung von $0.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$.

Aufgrund der für den Tunnel-Effekt erforderlichen hohen Dotierung können Zener-Dioden nur bis etwa 5..7V gefertigt werden. Zener-Dioden höherer Spannung sind daher Avalanche-Dioden. Der Zener-Knick (Stromanstieg beim Durchbruch) ist weniger steil als bei einer Avalanche-Diode. Der Temperaturkoeffizient des Zener-Effektes ist negativ.

Avalanche-Dioden

Der Durchbruch erfolgt aufgrund eines Stossionisationseffektes. Avalanche-Dioden sind etwas schwächer dotiert und werden für Durchbruchspannungen von 5V..ca. 600V gefertigt. Sie haben einen ausserordentlich steilen Stromanstieg im Durchbruchbereich.

Der Avalanche-Effekt ist bezüglich Durchbruchspannung temperaturabhängig mit positivem TK. Eine Z-Diode zeigt einen minimalen Temperaturkoeffizienten bei $U_z \approx 7\text{V}$, da sich hier Zener- und Avalanche-Effekt im Temperaturkoeffizient gegenseitig aufheben.

Für Stabilisierungszwecke eignen sich Z-Dioden mit Spannungen zwischen 5..6V am besten, da sie einerseits den kleinsten Zener-Widerstand haben und andererseits den kleinsten Temperaturkoeffizienten aufweisen.

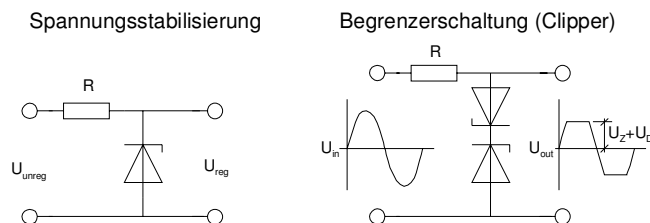
Zener- und Avalanche-Dioden rauschen beim Durchbruch ausserordentlich stark (typisch einige 10uV, AV-Dioden bis einige mV), vor allem bei kleinen Strömen. Deshalb werden Z-Dioden auch als Rauschquellen verwendet. Sie erzeugen ein sauberes Rauschspektrum bis in den GHz-Bereich.

1.10.7 Anwendungen

Zener-Dioden werden vorwiegend zur Spannungsstabilisierung für Gleichspannungen eingesetzt. Sie erlauben mit einfachen Schaltungen das Erzeugen stabiler, weitgehend belastungsunabhängiger, Gleichspannungen.

Weiter werden Z-Dioden zur Begrenzung von Spannungen, sowie in seltenen Fällen zur DC-mässigen Potenzialverschiebung eingesetzt.

Typische Grundsaltungen:



Die Thematik der Spannungsstabilisierung mit Zener-Dioden wird in den folgenden Kapitel eingehend behandelt.

1.11 Spannungsstabilisierung

Die Spannungsstabilisierung bezweckt das Konstanthalten einer Spannung bei sich ändernden Einflussgrößen wie Last, Eingangsspannung und andere. Die Stabilisierung kann entweder mit diskreten Zener-Diodenschaltungen oder mit ICs erfolgen. Die integrierten Spannungsregler sind sicherlich die modernere Lösung, wenn auch nicht immer die Bessere.

1.11.1 Spannungsstabilisierung mit Zener-Dioden

Die Grundsaltung für eine einfache Spannungsstabilisierung einer Z-Diode ist die Parallelschaltung der Diode zur Last (R_L). Aufgrund der relativ konstanten Zener-Spannung U_Z ist auch die Spannung an der Last konstant, auch wenn der Strom I_L durch die Last verändert wird.

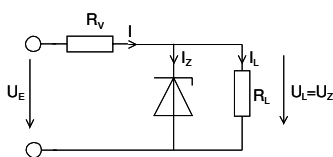


Bild 1.36: Grundsaltung der Zener-Diodenstabilisierung.

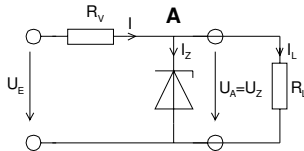
Die Zener-Diode wird parallel zur Last R_L geschaltet.

Im Extremfall bei $I_L=0$ fließt der gesamte Strom I durch die Zener-Diode. Deshalb hat die Parallelschaltung zur Last einen schlechten Wirkungsgrad und eignet sich nicht für Schaltungen mit grossen Ausgangsströmen. Zur Stabilisierung von Spannungen bei kleineren Strömen ist sie jedoch sehr gut geeignet.

1.11.1.1 Bestimmung der Stabilisierungseigenschaften

Wir bestimmen wie gross die Änderung der Ausgangsspannung ΔU_A wird, wenn sich der Ausgangsstrom I_L oder die Eingangsspannung U_E ändert. Man drückt die Güte der Stabilisierung über den *Stabilisierungsfaktor* S aus. Er besagt als relative Grösse wie sich Änderungen der Eingangsspannung auf die Ausgangsspannung auswirken.

Zur Analyse benutzen wir die Grundschialtung und arbeiten mit einem Knotenansatz:



$$I = I_Z + I_L = \frac{U_E - U_Z}{R_V} \quad (1.84)$$

Wir formen nach der Eingangsspannung U_E um und erhalten:

$$U_E = U_Z + R_V I_Z + R_V I_L \quad (1.85)$$

Wir bilden Differenzen und erhalten die Eingangsspannungsdifferenz ΔU_E :

$$\Delta U_E = \Delta U_Z + R_V \Delta I_Z + R_V \Delta I_L \quad (1.86)$$

Wir setzen nun für ΔI_Z nach dem ohmschen Gesetz $\Delta U_Z / r_Z$ ein.

$$\Delta U_E = \Delta U_Z \left(1 + \frac{R_V}{r_Z} \right) + R_V \Delta I_L \quad (1.87)$$

Nun können wir untersuchen, wie sich die Schaltung bei Änderungen des Laststromes ΔI_L und Eingangsspannungen ΔU_E verhält. Wir erhalten die Änderung der Ausgangsspannung durch Umformen von Gl. (1.87):

$$\Delta U_A = \Delta U_Z = \frac{r_Z}{r_Z + R_V} \Delta U_E - \frac{r_Z R_V}{r_Z + R_V} \Delta I_L \quad (1.88)$$

1.11.1.2 Stabilisierung von Eingangsspannungsänderungen

Wir benutzen Gl. (1.88) und setzen für die Laststromänderung $\Delta I_L = \Delta U_Z / R_L$ ein. Wir erhalten dann die Änderung der Zener-Spannung in Abhängigkeit der Eingangsspannungsänderung:

$$\Delta U_A = \Delta U_Z = \frac{r_Z}{r_Z + R_V} \Delta U_E - \frac{r_Z}{r_Z + R_V} \frac{R_V}{R_L} \Delta U_Z \quad (1.89)$$

Nun fassen wir ΔU_Z zusammen und erhalten :

$$\Delta U_Z = \Delta U_A = \frac{r_Z \Delta U_E}{r_Z + R_V + \left(\frac{r_Z R_V}{R_L} \right)} \approx \frac{r_Z}{R_V} \Delta U_E \quad \text{Änderung der Zener-Spannung bezüglich der Eingangsspannungsänderung} \quad (1.90)$$

Die Vereinfachung gilt wenn $r_Z \ll R_V$ ist.

Die Stabilisierung wird also umso besser, je kleiner der Zener-Widerstand r_Z ist und je grösser der Vorwiderstand R_V ist.

Üblicherweise benutzt man den **Stabilisierungsfaktor S**. Er besagt um welchen Faktor die relativen Schwankungen der Eingangsspannung $\Delta U_E / U_E$ reduziert werden:

$$S = \frac{\frac{\Delta U_E}{U_E}}{\frac{\Delta U_A}{U_A}} \quad (1.91)$$

eingesetzt in Gl. (1.90) erhalten wir den Stabilisierungsfaktor S für die einfache Parallelstabilisierung:

$$S = \frac{r_Z + R_V \left[1 + \left(\frac{r_Z}{R_L} \right) \right]}{r_Z} \frac{U_A}{U_E} \approx \frac{R_V}{r_Z} \frac{U_A}{U_E} \quad \text{Stabilisierungsfaktor S (Einfache Parallelstabilisierung)} \quad (1.92)$$

1.11.1.3 Stabilisierung von Laststromänderungen

Wir untersuchen, wie sich Änderungen des Laststromes ΔI_L auf die Ausgangsspannung U_A auswirken, unter der Voraussetzung, dass die Eingangsspannung U_E konstant bleibt.

Aufgrund der konstanten Eingangsspannung wird $\Delta U_E = 0$ und wir erhalten durch Einsetzen in Gl. (1.89):

$$\Delta U_A = \Delta U_Z = - \frac{r_Z R_V}{r_Z + R_V} \Delta I_L \approx - r_Z \Delta I_L \quad (1.93)$$

Die Vereinfachung gilt wenn $r_Z \ll R_V$ ist.

Das negative Vorzeichen besagt, dass bei positiver Laststromänderung eine negative Ausgangsspannungsänderung erfolgt. Auch hier gilt grundsätzlich je kleiner der Zener-Widerstand der Diode ist, umso besser ist die Stabilisierung.

Die Stabilisierungsschaltung stellt eine Spannungsquelle mit relativ geringem Innenwiderstand dar. Der Ausgangswiderstand der Schaltung wird demnach:

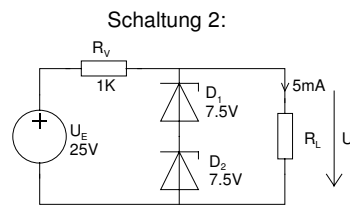
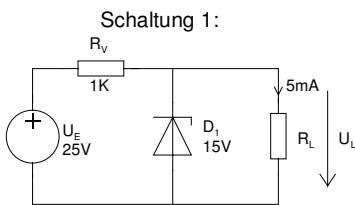
$$r_A = \frac{dU_A}{dU_E} \Big|_{\Delta U_E=0} \approx \frac{\Delta U_A}{\Delta U_E} \Big|_{\Delta U_E=0} = \frac{r_Z R_V}{r_Z + R_V} \approx r_Z \quad (1.94)$$

Mit geeigneter Wahl von Zener-Dioden sind Ausgangswiderstände im Ohmbereich und demzufolge eine gute Stabilisierung gegenüber Lastschwankungen erreichbar. Besonders Zener-Dioden mit Spannungen um 6..7V eignen sich hierzu hervorragend. Sie weisen einerseits den kleinsten Temperaturkoeffizienten auf und haben auch einen kleinen dynamischen Widerstand.

Sollen nun höhere Spannungen als $\approx 6V$ mit einem guten Temperaturgang und kleinem r_A stabilisiert werden, so ist vorteilhaft die Zener-Spannung aus einer Serieschaltung einzelnen Zener-Dioden zu $\approx 6V$ zusammensetzen. Die Serieschaltung weist in der Regel wesentlich bessere Eigenschaften bezüglich r_d und Temperaturgang auf.

Beispiel 1.20: Zener-Dioden Parallelstabilisierung.

Vergleichen Sie die beiden nachfolgenden Schaltungen bezüglich ihren Spannungsstabilisierungseigenschaften S und r_A . Bestimmen Sie insbesondere die Änderung der Ausgangsspannung ΔU_A , wenn sich der Laststrom von 5mA auf 1mA ändert.



Für die Schaltung 1 erhalten wir:

$$I_Z = \frac{U_E - U_Z}{R_V} - I_L = \frac{10}{1K} - 5 \cdot 10^{-3} \left[\frac{V}{\Omega} - A \right] = 5mA$$

$$r_{Z5mA} = 25\Omega \quad (\text{Bild 1.33})$$

$$S = \frac{r_Z + R_V \left(1 + \frac{r_Z}{R_L} \right)}{r_Z} \frac{U_A}{U_E} = \frac{25 + 1K \left(1 + \frac{25}{3000} \right)}{25} \frac{15}{25} \left[\frac{\Omega V}{\Omega V} \right] = 24.8$$

$$r_A = \frac{r_Z R_V}{r_Z + R_V} = \frac{25 \cdot 1K}{25 + 1K} \left[\frac{\Omega \Omega}{\Omega} \right] = 24.39\Omega$$

$$\Delta U_L = \Delta U_Z = -r_A \cdot \Delta I_L = -24.39 \cdot (5-1) [\Omega mA] = -97.56mV \quad (0.65\%)$$

Für die Schaltung 2 wird:

$$I_Z = \frac{U_E - U_Z}{R_V} - I_L = \frac{10}{1K} - 5 \cdot 10^{-3} \left[\frac{V}{\Omega} - A \right] = 5mA$$

$$r_{ZD15mA} = 4\Omega \quad (\text{Bild 1.33})$$

$$S = \frac{r_Z + R_V \left(1 + \frac{r_Z}{R_L} \right)}{r_Z} \frac{U_A}{U_E} = \frac{8 + 1K \left(1 + \frac{8}{3000} \right)}{8} \frac{15}{25} \left[\frac{\Omega V}{\Omega V} \right] = 75.8$$

$$r_A = \frac{r_Z R_V}{r_Z + R_V} = \frac{8 \cdot 1K}{8 + 1K} \left[\frac{\Omega \Omega}{\Omega} \right] = 7.94\Omega$$

$$\Delta U_L = \Delta U_Z = -r_A \cdot \Delta I_L = -7.94\Omega \cdot (5 - 1) \cdot 10^{-3} \left[\Omega A \right] = -0.03176V \quad (0.212\%)$$

Wir sehen, dass in Schaltung 2 eine wesentlich bessere Stabilisierung gegenüber Laständerungen erfolgt. Deshalb werden oft höhere Zener-Spannungen aus Kombinationen von Zener-Dioden um 7V erzeugt.

1.11.2 Dimensionierung von Parallelstabilisatoren

Randbedingungen:

Bei der Dimensionierung einer Stabilisierungsschaltung muss beachtet werden, dass durch die Zener-Diode dauernd ein Strom I_Z fließen muss.

Kritische Fälle sind hierbei, wenn bei maximaler Eingangsspannung $U_{E,max}$ gleichzeitig der Laststrom minimal wird. Dann erreicht der Zener-Strom ein Maximum $I_{Z,max}$ und muss innerhalb des Grenzwertes für die Diode bleiben (P_V darf nicht überschritten werden).

Andererseits muss bei minimaler Eingangsspannung $U_{E,min}$ und maximalem Laststrom immer noch ein minimaler Zener-Strom $I_{Z,min}$ fließen. Als kleinsten Strom kann ein Richtwert von $0.1I_{Z,max}$ angenommen werden.

Ferner sollte der Zener-Strom nicht zu klein gewählt werden, da sonst der Zener-Widerstand schnell ansteigt und sich die Stabilisierungseigenschaften stark verschlechtern.

Zur Erzielung eines guten Stabilisierungsfaktors sollte U_E möglichst gross sein und R_V ebenfalls. Das hat natürlich den Nachteil, dass bei grösseren Ausgangsströmen U_E sehr gross wird und eine beträchtliche Verlustleistung in R_V umgesetzt wird. Als Kompromiss wählt man U_E etwa $2U_Z$.

Dimensionierungsformeln:

Den Vorwiderstand berechnen wir durch Umstellen von Gl. (1.84):

$$R_V \leq R_{V,max} = \frac{U_{E,min} - U_Z}{I_{L,max} + I_{Z,min}} \quad (1.95)$$

$$R_V \geq R_{V,min} = \frac{U_{E,max} - U_Z}{I_{L,min} + I_{Z,max}} \quad (1.96)$$

$$I_{Z,max} = \frac{U_{E,max} - U_Z}{R_V} - I_{L,min} \quad (\text{Kontrolle}) \quad (1.97)$$

Vorwiderstand R_V für einfache Z-Dioden Stabilisierung

Der zu wählende Vorwiderstand R_V liegt im Bereich $R_{V,min} \cdot R_{V,max}$. Wird $R_{V,min}$ unterschritten, so wird der Strom $I_{Z,max}$ zu gross bei minimalem Laststrom $I_{L,min}$, so dass die Zener-Diode überlastet werden kann. Eine Kontrollrechnung für $I_{Z,max}$ empfiehlt sich in jedem Fall.

Beispiel 1.21: Dimensionierung einer Parallelstabilisierung mit 1.3W Z-Diode.

Dimensionieren Sie eine einfache Stabilisierungsschaltung nach Bild 1.36 und den Anforderungen: $U_A = U_Z = 12V$ und $I_{Lmin} = 0mA$, $I_{Lmax} = 30mA$, $I_{Zmin} = 0.1I_{Zmax}$. Die Eingangsspannung U_E schwankt um $\pm 20\%$.

$$I_{Zmax} = \frac{P_{Max}}{U_Z} = \frac{1.3 \text{ VA}}{12 \text{ V}} = 108.33 \text{ mA}$$

$$U_{Etyp} = 2U_Z = 24V \qquad I_{Zmin} = 0.1I_{Zmax} = 10.83 \text{ mA}$$

$$U_{Emin} = U_{Etyp} \cdot (1 - \delta) = 24V \cdot 0.8 = 19.2V$$

$$U_{Emax} = U_{Etyp} \cdot (1 + \delta) = 24V \cdot 1.2 = 28.8V$$

$$R_{Vmax} = \frac{U_{Emin} - U_Z}{I_{Lmax} + I_{Zmin}} = \frac{19.2 - 12 \text{ V}}{30 + 10.83 \text{ mA}} = 176.33 \Omega \qquad (\text{Maximalwert})$$

$$R_{Vmin} = \frac{U_{Emax} - U_Z}{I_{Lmin} + I_{Zmax}} = \frac{28.8 - 12 \text{ V}}{0 + 108.33 \text{ mA}} = 155.07 \Omega \qquad (\text{Minimalwert})$$

$$I_{Zmax} = \frac{U_{Emax} - U_Z}{R_{Vmin}} - I_{Lmin} = \frac{28.8 - 12 \text{ V}}{155.07 \Omega} = 108.33 \text{ mA} \quad \Rightarrow P_V = 1.3W$$

1.11.2.1.1 Doppelte Stabilisierung

Eine wesentliche Verbesserung des Stabilisierungsfaktors kann durch eine doppelte Stabilisierung erreicht werden:

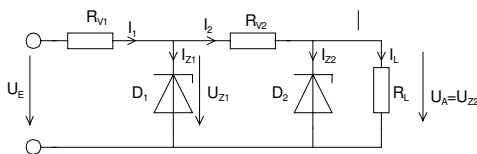


Bild 1.37: Doppelte Stabilisierung mit zwei Zener-Dioden.

Das Folgeglied D_2, R_{V2} profitiert hier von einer bereits stabilisierten Spannung. Dadurch wird die Stabilisierung wesentlich verbessert.

In dieser Schaltung werden zwei Stabilisierungsglieder hintereinander geschaltet. Das nachfolgende Stabilisierungsglied R_{V2}/D_2 profitiert hier von der bereits vorstabilisierten Spannung durch R_{V1}/D_1 .

Der resultierende Stabilisierungsfaktor und die Ausgangsspannung werden für diesen Fall:

$$\Delta U_A = \frac{r_{Z1}}{R_{V1}} \frac{r_{Z2}}{R_{V2}} \Delta U_E \qquad (1.98)$$

$$S = \frac{R_{V1}}{r_{Z1}} \frac{R_{V2}}{r_{Z2}} \frac{U_A}{U_E} \qquad (1.99)$$

Die doppelte Stabilisierung mit Zener-Dioden wird hier nicht mehr näher untersucht. Für hohe Anforderungen an die Stabilität setzt man heute einfacher einen integrierten Präzisionsspannungsregler ein.

1.11.3 Begrenzerschaltungen

Begrenzerschaltungen (Clipper) dienen zum spannungsmässigen Begrenzen. Praktische Anwendungen sind meist das Begrenzen von Wechselfspannungen in ihrer Amplitude um so nachfolgende Stufen bezüglich Überspannung oder Übersteuerung zu schützen. Eine einfache Realisation des Begrenzers mit zwei Zener-Dioden ist:

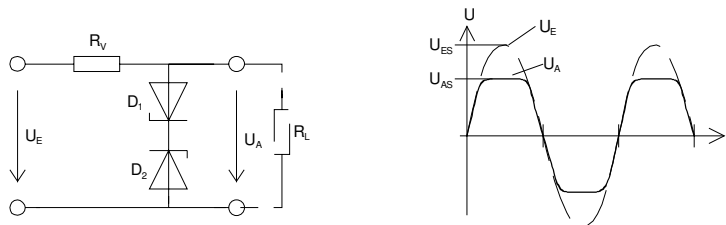


Bild 1.38: Prinzipschaltung des Spannungsbegrenzers mit zwei Zener-Dioden.

Während einer Halbwelle arbeitet jeweils eine Diode in Durchlassrichtung, während die andere Diode in Sperrichtung betrieben wird. Beim Erreichen der Zener-Spannung beginnt der Begrenzungsvorgang. Somit wird die Ausgangsspitzenspannung:

$$U_{AS} = U_Z + U_F \approx U_Z + 0.7V \quad (1.100)$$

1.12 Tunnel-Dioden

Tunnel-Dioden sind im Prinzip entartete Halbleiter. Durch übermässig starke Dotierung ($N > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) hat die I/U-Kennlinie keinen charakteristischen exponentiellen Verlauf mehr. Sie zeigt im 1. Quadranten ein lokales Maximum (Höckerstrom), dem ein lokales Minimum (Talstrom) erreicht um dann exponentiell anzusteigen:

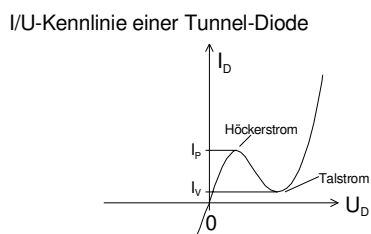


Bild 1.39: I/U-Kennlinie einer Tunnel-Diode.

Die negative Steigung in der Kennlinie verkörpert einen negativen Widerstand zwischen Höcker- und Talstrom. Dieser negative Widerstand kann dazu benutzt werden um beispielsweise Schwingkreise zu entdämpfen oder Oszillatorschaltungen mit wenigen Elementen zu realisieren.

Trotz der interessanten Eigenschaften der Tunnel-Dioden haben sie heute keine praktische Bedeutung mehr. Sie wurden nie in grossen Stückzahlen gefertigt, was sie recht teuer machte. Ausserdem sind Schaltungen (Oszillatoren) mit Tunnel-Dioden nicht gerade stabil. Als sehr schneller Schalter wurden sie jedoch öfter eingesetzt. Heute sind Tunnel-Diodenschaltungen durch Transistor-schaltungen ersetzt.

1.12.1 Theoretische Grundlagen

Bei einer normal dotierten Diode ($N \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) beträgt die Diffusionsspannung $U_{\text{Diff}} \approx 0.7\text{V}$ für Si und $U_{\text{Diff}} \approx 0.3\text{V}$ für Ge. Diese Werte sind kleiner als die Bandabstände des Halbleitermaterials (Ge=0.75V und Si=1.1V). Erhöht man die Dotierung stark ($N \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) wird die Diffusionsspannung schliesslich grösser als der Bandabstand ΔW .

Die Sperrschicht wird unter diesen Bedingungen äusserst dünn und die Feldstärke über dem PN-Übergang wird nach Gl. (1.80) $> 10^6 \text{ Vcm}^{-1}$. Diese Feldstärke reicht für den Tunneleffekt aus.

Wir betrachten dieses Phänomen konkret am Zahlenbeispiel:

Eine sehr hoch dotierte Si-Diode mit $N=N_A=N_D=3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ hat die Diffusionsspannung U_D , Sperrschichtdicke d_s und Feldstärke E über dem PN-Übergang:

$$U_D = U_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} = 26mV \ln \left(\frac{3 \cdot 10^{20}}{1.5 \cdot 10^{10}} \right)^2 \left[V \cdot \ln \left(\frac{\text{cm}^3}{\text{cm}^3} \right) \right] = 1.233V$$

$$d_s = \sqrt{\frac{2\epsilon(N_A + N_D)}{qN_A N_D} |U_D|} = \sqrt{\frac{2 \cdot 8.84 \cdot 10^{-14} \cdot 12 \cdot 6 \cdot 10^{20}}{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot (3 \cdot 10^{20})^2} \cdot 1.233} \left[\sqrt{\frac{\text{Ascm}^6}{\text{AsVcmcm}^3} \text{V}} \right] = 3.301 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$$

$$E = \frac{|U_D|}{d_s} = \sqrt{\frac{|U_D| q N_A N_D}{2\epsilon(N_A + N_D)}} = \sqrt{\frac{1.233 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot (3 \cdot 10^{20})^2}{2 \cdot 8.84 \cdot 10^{-14} \cdot 12 \cdot 6 \cdot 10^{20}}} \left[\sqrt{\frac{\text{VVcmAscm}^3}{\text{Ascm}^6}} \right] = 3.73 \cdot 10^6 \text{ V / cm}$$

Durch die äusserst dünne Sperrschicht $d_s = 3.3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$ wird bereits ohne äussere Spannung U die Feldstärke E unter diesen Verhältnissen so gross, dass ein Tunnel-Effekt einsetzt. Dieser Tunnel-Strom wird nach dem jap. Entdecker Esaki auch Esaki-Strom genannt.

Im Ruhezustand (ohne äussere angelegte Spannung) kompensieren sich Zener-, Esaki-, Diffusions- und Sperrstrom durch die Diode:

$$I_t = I_D + I_{\text{Esaki}} - I_Z - I_{RS} = 0 \tag{1.101}$$

Näherungsweise kann nach [1] die I/U-Kennlinie für eine Tunnel-Diode beschrieben werden:

$$I_T(U) = \frac{27}{4} I_P \frac{qU(\Delta - qU)^3}{\Delta^3} \quad ; (U \leq \frac{1}{q}\Delta) \quad \begin{array}{l} U: \text{Spannung über der Tunnelodiode} \\ \Delta: \text{Bänderüberlappung} \end{array} \tag{1.102}$$

Im Bereich $U > \frac{1}{q}\Delta$ gilt die normale Shockley-Gleichung.

In Sperrrichtung wächst bei einer Tunnel-Diode der Zener-Strom steil an, sodass der Zener-Strom den Sättigungssperrstrom bei weitem überwiegt. Somit sperren Tunnel-Dioden im Gegensatz zu normalen Dioden in Sperrrichtung nicht. Sie wären daher beispielsweise für eine Gleichrichteranwendung ungeeignet.

1.13 Backward-Dioden

Backward-Dioden sind ebenfalls hoch dotierte Si- oder Ge-Dioden. Sie sind schwächer dotiert als Tunnel-Dioden, aber stärker als Zener-Dioden. Dadurch weist die Backward-Diode wie die Tunnel-Diode keine Sperrcharakteristik in Rückwärtsrichtung auf. Im Vorwärtsbetrieb zeigt sie aber im Gegensatz zur Tunnel-Diode praktisch keine Höcker mehr:

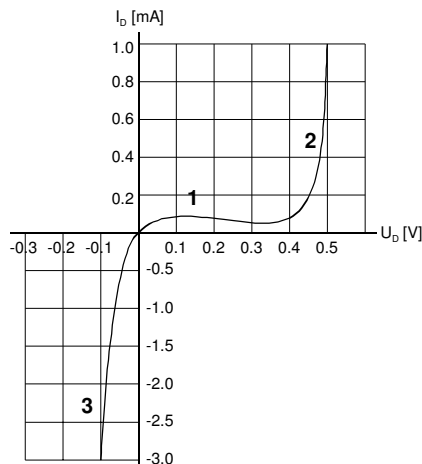


Bild 1.40: Kennlinie einer Backward-Diode.

- 1: Esaki-Strom
- 2: Diffusionsstrom
- 3: Zener-Strom

Die Backward-Diode wird vor allem als Gleichrichterdiode für kleinste Wechselfspannungen im mV-Bereich benutzt. Die Gleichrichtung erfolgt an der steilen Rückwärtskennlinie. Allerdings darf die Spitzenspannung ca. 0.4V nicht überschreiten, da sonst die Diode auch in Vorwärtsrichtung zu leiten beginnt.

Die Backward-Diode ist bis zu höchsten Frequenzen (>10 GHz) einsetzbar, weil der Tunnel-Strom kein Diffusionsstrom ist und in der dünnen Sperrschicht praktisch keine Minoritätsträgerspeicherung auftritt. Ausserdem läuft der Tunneleffekt praktisch mit Lichtgeschwindigkeit ab. Somit werden diese Dioden vorwiegend für Detektoren und Mischer im Höchstfrequenzgebiet eingesetzt.

Backward-Dioden sind sehr teuer und werden zunehmend durch Schottky-Dioden ersetzt (sog. Zero-Bias Schottky-Dioden). Sie haben etwa vergleichbares Hochfrequenzgleichrichterverhalten, weisen aber eine höhere Sperrspannung und geringeres Rauschen auf.

Weil die Backward-Diode eine HF-Diode ist, wird sie in ein kapazitäts- und induktivitätarmes Koaxialgehäuse eingebaut. Der elektrische Anschluss erfolgt über die Bandanschlüsse:

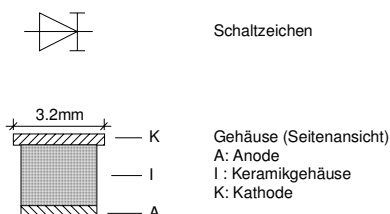


Bild 1.41: Schaltsymbol und Gehäusebauform einer Backward-Diode.

1.14 Vergleich der Kennlinien unterschiedlich dotierter Dioden

Interessant ist eine Gegenüberstellung unterschiedlich dotierter Dioden. Man erkennt dabei eindrücklich, dass mit steigender Dotierung die Sperrwirkung in Rückwärtsrichtung abnimmt, bis sie schliesslich bei ca. $N \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ganz verschwindet. Bei noch höherer Dotierung beginnt die Exponentialkennlinie in Vorwärtsrichtung zu entarten:

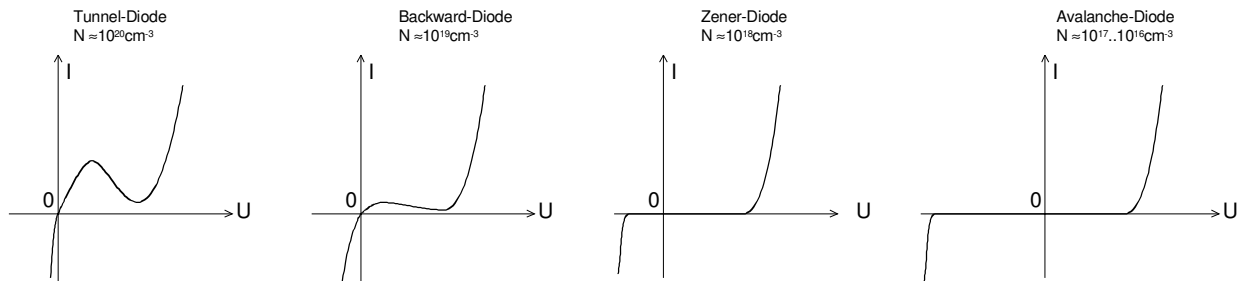


Bild 1.42: I/U-Kennlinien unterschiedlich stark dotierter Dioden.

1.15 Metall-Halbleiter-Übergänge

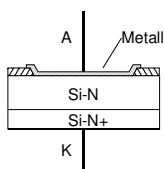
Wir betrachten nachfolgend Dioden deren Sperrschicht durch einen Metall-Halbleiter-Übergang gegeben ist. Diese Dioden weisen eine Reihe spezielle Eigenschaften auf. Dioden mit Metall-Halbleiter-Übergänge haben sehr kurze Schaltzeiten und eignen sich deshalb für Hochfrequenzanwendungen.

Der klassische Vertreter der Diode mit Metall-Halbleiter-Übergang ist die Ge-Spitzen-Diode. Der neuere Typ wird mit den Schottky-Dioden in Si- oder GaAs-Technologie repräsentiert.

1.15.1 Metall-Halbleiterkontakt

Metall-Halbleiterübergänge kommen in Halbleiterbauelementen in vielfältiger Form vor. Für die elektrischen Eigenschaften dieses Kontaktes ist aber von Bedeutung, welche Materialien miteinander verbunden werden.

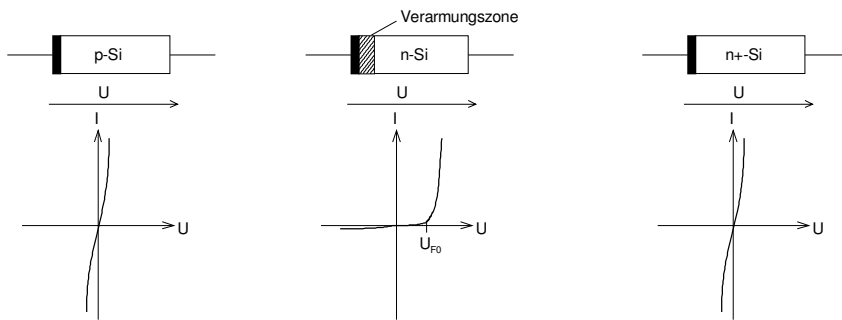
Bei einer Flächenkontaktierung ist das Metall in der Regel Aluminium. Es wird durch Aufdampfen aufgebracht. Bei Drahtkontaktierung, die durch Aufschweissen geschieht, wird Gold oder Aluminium verwendet.



Schematischer Aufbau eines Metall-Halbleiterkontaktes.

Zur normalen Kontaktierung (sog. Bondung) eines Chips möchte man einen möglichst niederohmigen, sperrschichtfreien Übergang erhalten, während man für eine Schottky-Diode einen Sperrschicht-Übergang mit einer genau definierten Diodenkennlinie erzeugen will.

Die Eigenschaften des Metall-Halbleiterüberganges hängen davon ab, wie und wie stark das Halbleitermaterial dotiert ist:



Der Kontakt zwischen Aluminium und P-Silizium ergibt einen niederohmigen Kontakt, so wie es zum elektrischen Anschluss eines P-Si-Gebietes wünschenswert ist. In der Halbleitertechnik ist dies der Standardkontakt zu P-Si. Wir erkennen in der I/U Kennlinie der beidseitig steile Anstieg für beide Spannungspolaritäten.

Bei einem Aluminium und N-Silizium Kontakt ergeben sich andere Verhältnisse: Es bildet sich an der Kontaktstelle eine Elektronenverarmungsschicht (Depletion-Schicht). Wir erhalten hier einen PN-Übergang und demzufolge eine klassische I/U-Diodenkennlinie. Dieser Metall-Halbleiter-PN-Übergang verkörpert das Prinzip der Schottky-Diode.

Ein Kontakt zwischen Aluminium und N+Silizium (hoch dotiertes N-Silizium) ergibt wiederum einen niederohmigen elektrischen Kontakt. Durch die hohe Dotierung wird die Verarmungsschicht so dünn, dass der Stromfluss durch den Tunnel-Effekt bestimmt wird. Für die Kontaktierung von N-Si mit Al ist also stets eine Zwischenschicht mit N+Si notwendig, da sonst an der Kontaktstelle eine Schottky-Diode entstehen würde.

1.15.2 Schottky-Dioden (Hot-Carrier-Dioden)

Schottky-Dioden sind Metall-Halbleiterdioden, die wegen des Metall-Halbleiterüberganges sehr kurze Schaltzeiten haben. Sie eignen sich besonders für den Einsatz in Impulsschaltungen, sowie im Mikrowellenbereich. Schottky-Dioden sind heute die Nachfolger für Tunnel- und Backward-Dioden.

Schottky-Dioden werden auch für Leistungsanwendungen gefertigt. Diese Dioden werden in Schaltnetzteilen eingesetzt. Sie weisen deutlich niedrigere Flussspannungen und Schaltzeiten als normale Flächen-Dioden auf.

1.15.2.1 Kennlinie

Die Kennlinie der Schottky-Diode entspricht bis zu einer gewissen Grenze der idealen Shockley-Diode. Formal wird die Kennlinie mit der bekannten Gleichung beschrieben:

$$I_F = I_S \left(e^{\frac{U_D}{nU_T}} - 1 \right) \quad \begin{array}{l} I_F: \text{Durchlassstrom} \\ I_S: \text{Sättigungssperrstrom} \\ n: \text{Emissionskoeffizient (=1)} \end{array} \quad (1.103)$$

Der Emissionskoeffizient ("Dioden-Qualitätsfaktor") ist bei Schottky-Dioden in der Regel bei $n=1$. Dies führt zu einem schnelleren exponentiellen Anstieg der Kennlinie und damit einer kleineren Schwellenspannung U_S . Normale PN-Dioden haben in der Regel Emissionskoeffizienten von ca. 1.5..2.

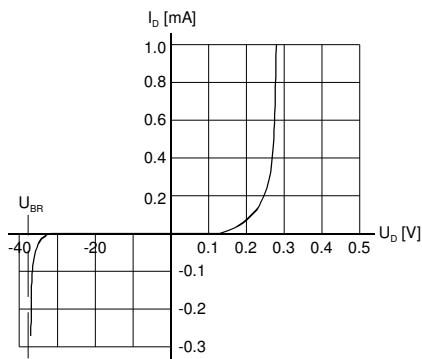


Bild 1.43: Typische I/U-Kennlinie einer Schottky-Diode.

Bis zu einem Strom von ca. 10mA ist die Kennlinie für eine Kleinsignal-Schottky-Diode streng exponentiell. Bei grösseren Strömen knickt die Kennlinie aufgrund des Bahnwiderstandes und der Zuleitungswiderstände ab:

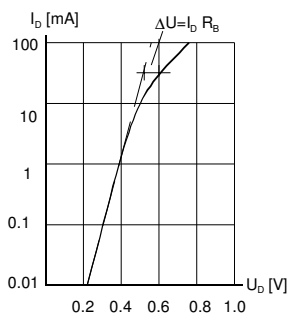


Bild 1.44: Durchlasskennlinie einer Kleinsignal-Schottky-Diode (HP 5082-2500).

Der differenzielle Widerstand wird wie bei einer normalen Flächendiode bestimmt. Der Bahnwiderstand R_B kann im obigen Bild mit $\Delta U_F / I_F \approx 0.185V / 66mA = 2.8\Omega$ abgeschätzt werden.

1.15.2.2 Technologie und Aufbau

Auf ein hoch dotiertes n-Si-Plättchen ($N=10^{19} \text{ cm}^{-3}$) von ca. 0.5mm Durchmesser dampft man epitaxial eine schwächer dotierte Schicht auf. Danach wird eine Matrix von Metallflächenelementen aufgebracht:

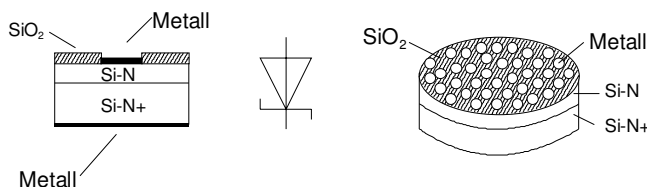


Bild 1.45: Aufbau der einer Schottky-Diode.

Die Epitaxie bezweckt das Aufwachsen eines monokristallinen Siliziumsubstrates mit einer bestimmten Dicke und Dotierung. Diese Reaktion findet in einem Ofen unter einer Schutzgasatmosphäre bei ca. 1000-1200°C statt. Das Aufbringen der Metallmatrix erfolgt durch Aufdampfen unter Vakuum mit Elektronenbeschuss oder flächiges Aufdampfen im Vakuum mit anschliessendem fotolithografischen Verfahren. Die Passivierung überzieht durch eine thermische Oberflächenbehandlung den Chip mit einer SiO_2 -Schutzschicht.

Die Eigenschaften der Diode (Höhe der Potenzialbarriere, Sperrstrom, Sperrschichtkapazität und Durchbruchspannung) hängen von der Art des Metalls und der Geometrie der Flächenelemente ab.

Anschliessend wird der Chip auf den Fuss des Zuführungsdrahtes gelötet (Sn- oder AuSn-Lot) und auf die Metallflächenmatrix wird ein Golddraht aufgeschweisst. Dabei verbindet sich i.a. nur eines der Flächenelemente zu einer aktiven Diode. Die restlichen Dioden sind inaktiv.

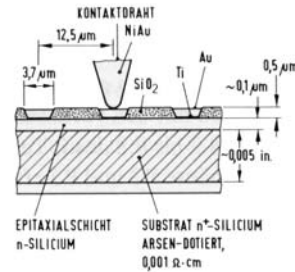
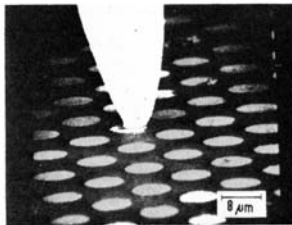


Bild 1.46: Kontaktierung der Au-Si-Schottky-Diode mit einem Au-Draht.

Dabei wird in der Regel nur eine Metallfläche kontaktiert.
Bild: [12]

Der kontaktierte Chip wird anschliessend hermetisch in ein Glas-, Keramik- oder Plastikgehäuse gepackt:

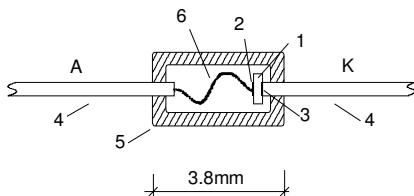


Bild 1.47: Aufbau einer Schottky-Diode Glasgehäuse.

- 1: Diodenchip
- 2: Metallpunktmatrix
- 3: Lötkontakt
- 4: Zuleitungen (meist vergoldet)
- 5: Glasgehäuse
- 6: Golddraht

Für den Einsatz im Mikrowellenbereich wird die Diode in Koaxial- oder Stripline-Gehäuse eingebaut. Dadurch werden wesentliche Verbesserungen bezüglich parasitären Induktivitäten und Kapazitäten erreicht. Auch SMT-Gehäuse (Surface Mount Technology) aus Plastik werden immer mehr eingesetzt.

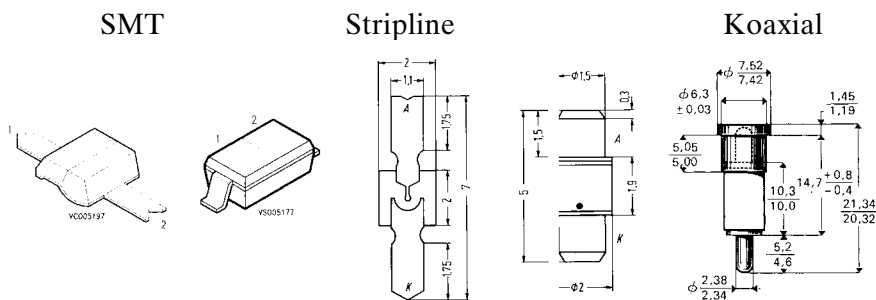


Bild 1.48: Beispiel für Gehäusebauformen von Schottky-Dioden.

1.15.2.3 Anwendungen

Anfänglich wurden Schottky-Dioden vor allem für Modulatoren, Demodulatoren, Mischer und Schalter bis in den GHz-Bereich verwendet.

Heute sind Schottky-Dioden relativ preisgünstige Bauelemente und haben praktisch in allen Bereichen die Spezialdioden wie Tunnel- und Backward-Dioden verdrängt. Werden speziell hohe Anforderungen an die Schaltzeiten gestellt, so wählt man GaAs anstatt Si als Grundmaterial. GaAs-Dioden können bis >10Ghz verwendet werden, kosten aber deutlich mehr als Si-Dioden.

Nachfolgend werden einige typische Anwendungen gezeigt:

Klemmschaltung

Wird ein Signal kapazitiv gekoppelt, so geht die Gleichspannungskomponente verloren. Durch eine Klemmschaltung kann diesem Signal wieder eine Gleichspannungskomponente zugefügt werden:

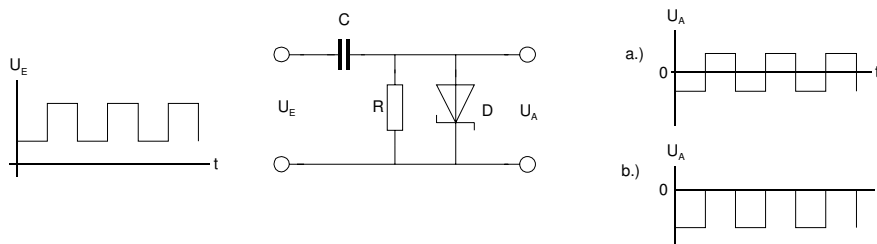


Bild 1.49: Klemmschaltung zur Wiederherstellung des DC-Bezuges.

Würde die Diode fehlen, so hätte das Ausgangssignal den Verlauf a). Durch die Diode wird der Spitzenwert auf 0V geklemmt (unter Berücksichtigung des Spannungsabfalls über der Diode).

Sampling-Tor-Schaltung

Samplingschaltungen dienen dazu, um einen momentanen Wert einer Spannung zu speichern. Über einen kurzzeitigen Sampling-Impuls U_{PULS} wird die Diode kurzzeitig leitend und der Kondensator C_S wird mit dem Momentanwert der Eingangsspannung geladen. Im Ruhezustand ist die Diode "offen", also in Sperrichtung vorgespannt durch die Spannung U_{BIAS} .

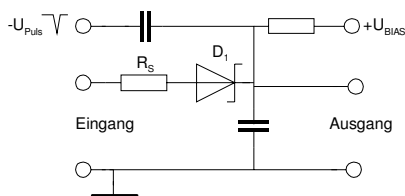


Bild 1.50: Samplingschaltung mit Schottky-Diode.

Problematisch ist bei dieser einfachen Schaltung die fehlende Entkopplung von Ein- und Ausgang, sowie der schlechte Wirkungsgrad wegen der Spannungsabfälle über die Widerstände. Dies kann aber durch Einsatz mehrerer Dioden gelöst werden (2- und 4-Dioden Samplingschaltungen).

Verkürzung von Transistorschaltzeiten

Der Betrieb eines Transistors als Schalter im Sättigungsbereich ergibt zwar schnelle Einschaltzeiten, jedoch lange Ausschaltzeiten aufgrund der Ladungsspeicherung in der Basiszone. Die klassische Methode die Schaltzeiten zu verkürzen, ist zu verhindern, dass der Transistor überhaupt gesättigt werden kann (d.h. $U_{CB} < 0$ wird).

Eine wirkungsvolle Methode ist die Verwendung von Schottky-Dioden:

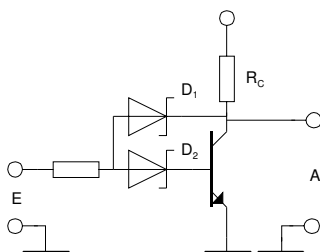


Bild 1.51: Verkürzung von Transistorschaltzeiten mit einer Folgeschaltung.

Mit den zwei Dioden wird verhindert, dass der Transistor gesättigt werden kann.

Durch die nichtlineare Rückkopplung zwischen Kollektor und Basis und den beiden Dioden wird verhindert, dass der Transistor gesättigt wird und damit Ladungsträger in die dabei entstehenden Diffusionskapazitäten eingespeichert werden. Der Transistor behält so kurze Schaltzeiten bei gleichzeitig maximaler Aussteuerung.

Mischschaltung

Schottky-Dioden eignen sich hervorragend für Mischschaltungen bis zu höchsten Frequenzen. Durch die saubere Kennlinie der Diode produzieren Mischer mit Schottky-Dioden weniger unerwünschte Mischprodukte.

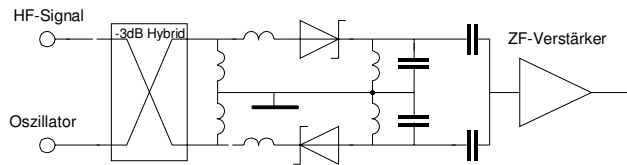


Bild 1.52: Passiver Mischer mit Schottky-Dioden.

Die Mischschaltung erzeugt durch Überlagerung des HF-Eingangssignals mit dem Oszillatorsignal im 3dB-Koppler an der nichtlinearen Kennlinie der Diode die entsprechenden Mischprodukte, die hauptsächlich aus Summen- und Differenzfrequenzen bestehen. Das gewünschte Mischprodukt (Zwischenfrequenz) wird ausgefiltert und dem ZF-Verstärker zugeführt.

1.15.3 Spitzendioden

Spitzendioden sind eine gänzlich andere Gruppe Dioden deren Sperrschicht durch einen Metall-Halbleiter-Übergang dargestellt wird. Sie werden vorwiegend zur Gleichrichtung kleiner hochfrequenter Wechselfspannungen verwendet. Sie weisen sehr kleine Sperrschichtkapazitäten (ca. 0.1..1pF) auf. Spitzendioden werden auch heute noch in Ge-Technologie gefertigt und verwendet, obwohl sie zunehmend durch Schottky-Dioden verdrängt werden.

Normale Flächendioden weisen aufgrund der Sperrschichtfläche relativ grosse Kapazitäten auf. Daraus resultieren ungünstige HF-Eigenschaften beim Einsatz als Gleichrichter. Damit die aktive Sperrschichtfläche möglichst klein wird, wird bei der Spitzendiode der aktive Diodenquerschnitt klein gehalten. Dies geschieht durch Aufsetzen einer zugespitzten Drahtspitze aus Gold (oder Wolfram, Molybdän) auf ein N-leitendes Ge-Plättchen. Durch einen Formierungsstromstoss wird die Drahtspitze mit dem Ge-Plättchen verschweisst und es entsteht eine Sperrschicht von etwa 15µm Durchmesser.

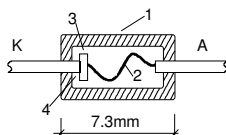


Bild 1.53: Aufbau einer Ge-Spitzen-Diode.

- 1: Glasgehäuse (DO-7)
- 2: Drahtspitze aus Gold
- 3: Germanium-Plättchen
- 4: Lötstelle

1.15.3.1 Eigenschaften

Die Spitzendiode zeigt im Durchlassbereich keine saubere exponentiell verlaufende Kennlinie. Dies gilt für den Durchlass-, wie auch für den Sperrbereich. Die halblogarithmische Darstellung zeigt eine typische I/U-Kennlinie einer Ge-Spitzendiode bei zwei Temperaturen:

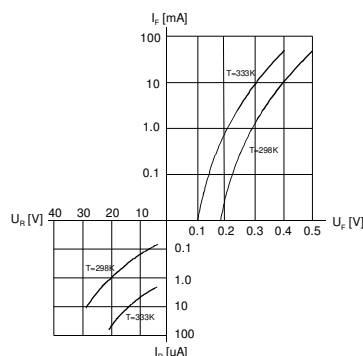


Bild 1.54: I/U-Kennlinien einer Ge-Spitzendiode bei verschiedenen Temperaturen.

Wir erkennen im Durchlassbereich ein Abknicken der Kennlinie bei grösseren Strömen aufgrund des Bahnwiderstandes. Der Sperrstrom erreicht keinen Sättigungswert, sondern steigt mit wachsender Sperrspannung stark an.

Demzufolge haben Spitzendioden recht grosse Sperrströme, typischerweise im μA -Bereich. Für die Golddrahtdiode AA143 wird bei 333K $I_R=4\mu\text{A}$ bei $U_R=3\text{V}$. Das Sperrverhalten von Spitzendioden ist also relativ schlecht, verglichen mit Si-Flächendioden.

Die Sperrschichtkapazität ist, konstruktiv bedingt, sehr klein und in der Grössenordnung von $0.1..1\text{pF}$. Wie bei den Flächendioden nimmt die Sperrschichtkapazität mit wachsender Sperrspannung ab:

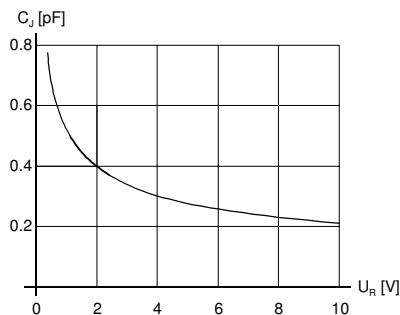


Bild 1.55: Typischer Verlauf der Sperrschichtkapazität einer Ge-Spitzendiode.

1.16 PIN-Dioden

PIN-Dioden sind Dioden mit einer schwach dotierten Zone zwischen den stärker dotierten P- und N-Zonen. Diese schwach dotierte Zone wird I-Schicht (Intrinsic) genannt. Sie ist aufgrund ihrer schwachen Dotierung hochohmig.

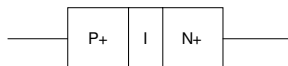


Bild 1.56: Aufbau einer PIN-Diode.

Wenn man normalerweise von *PIN-Dioden* spricht, so versteht man PIN-Dioden für HF-Anwendungen. Diese PIN-Dioden verhalten sich ab einer bestimmten Frequenz wie reelle Widerstände, deren Wert durch den Vorwärtsstrom gesteuert werden kann. So können auf einfache Weise HF-Schalter, Abschwächer und Modulatoren konstruiert werden.

Die andere Klasse der PIN-Dioden haben wir bei den Gleichrichterioden kennen gelernt: Durch das Einbringen der I-Schicht wird die maximal zulässige Sperrspannung erhöht. Diese Typen werden hier nicht mehr weiter betrachtet.

1.16.1 Funktionsweise

Im Vorwärtsbetrieb wird die I-Schicht mit Ladungsträgern überschwemmt. Sie rekombinieren nach einer gewissen Zeit in der I-Schicht. Die Rekombinationszeit hängt von der Geometrie der I-Zone, besonders der Dicke, sowie der Dotierung der N- und P-Schichten ab.

Aus der Lebensdauer τ der Minoritätsträger findet man nach [6] die zeitliche Änderung der gespeicherten Ladung:

$$\frac{dQ(t)}{dt} = I_F(t) - \frac{Q(t)}{\tau} \quad (1.104)$$

Soll nun das Verhalten der Diode näher untersucht werden ist die Differentialgleichung zu lösen. Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden:

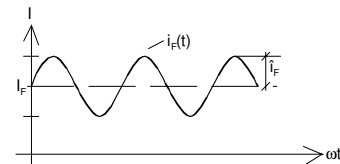
1. Fall: $I_F :=$ konstant

Wird zum Zeitpunkt $t=t_0$ sprunghaft ein konstanter Strom $0 \rightarrow I_F$ geschaltet, erreicht die Ladung nach einer gewissen Zeit (einigen Zeitkonstanten τ) ihr Maximum Q_{max} und damit die Diode ihre maximale Leitfähigkeit. Das Verhalten ist analog einer normalen PN-Diode.

2. Fall: I_F ist mit einem Wechselstrom überlagert.

Ist der Vorwärtsstrom mit dem Spitzenwert \hat{i}_F sinusförmig moduliert, so wird die Stromfunktion:

$$i_F(t) = I_F + \hat{i}_F \sin(\omega t) \quad \begin{array}{l} I_F: \text{Konstante Gleichstromkomponente} \\ \hat{i}_F: \text{Wechselstromkomponente } (\hat{i}_F < I_F) \end{array} \quad (1.105)$$



Damit wird die Differentialgleichung:

$$\frac{dQ(t)}{dt} + \frac{Q(t)}{\tau} = I_F(t) + \hat{i}_F \sin(\omega t) \quad (1.106)$$

Die Lösung für den eingeschwungenen Zustand mit $\tan \varphi = \omega \tau$ lautet:

$$Q_i(t) = I_F(t) + \hat{i}_F \tau \frac{\sin(\omega t - \varphi)}{\sqrt{1 - (\omega \tau)^2}} \quad (1.107)$$

Hierbei sind für die weitere Betrachtung zwei Fälle interessant:

a.) $\omega \ll \frac{1}{\tau}$:

$$Q(t) \approx I_F \tau + \hat{i}_F \tau \sin(\omega t) \quad (1.108)$$

Der Phasenwinkel φ ist 0° und es gilt näherungsweise: Die gespeicherte Ladung und somit die Leitfähigkeit der Diode folgt genau den Schwankungen des Durchlassstromes.

b.) $\omega \gg \frac{1}{\tau}$, resp. $f \gg \frac{1}{2\pi\tau}$:

$$Q(t) \approx I_F \tau - \frac{\hat{i}_F}{\omega} \cos(\omega t) \quad (1.109)$$

Die Schwankung der Ladung ist aufgrund der grossen Kreisfrequenz sehr klein geworden und der Wert der Ladung wird praktisch nur noch durch den Gleichstromanteil $I_F \tau$ bestimmt.

1.16.2 Eigenschaften

Aus Gleichung (1.109) folgt, dass oberhalb einer Grenzfrequenz f_g der Durchlasswiderstand praktisch konstant ist und nur vom Vorwärtsstrom I_F abhängt. Die vom überlagerten Wechselstrom eingebrachte Widerstandsänderung ist vernachlässigbar.

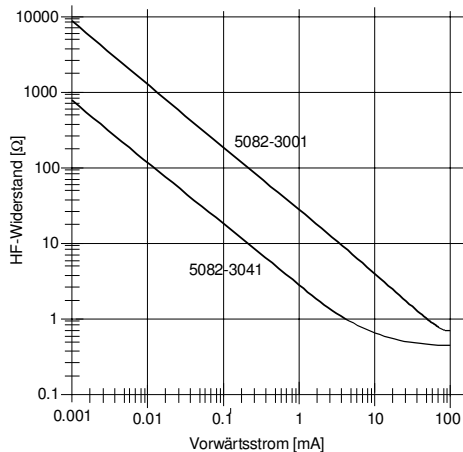


Bild 1.57: Widerstandskennlinie von PIN-Dioden.
HP 5082-3001, HP 5082-3041 (Hewlett-Packard)

Unterhalb der Grenzfrequenz verhält sich eine PIN-Dioden wie eine normale Halbleiterdiode, d.h. ihr Durchlasswiderstand sinkt mit steigendem Vorwärtsstrom I_F .

Die Grenzfrequenz kann mit der Zeitkonstanten τ beschrieben werden. Brauchbar werden PIN-Dioden für HF-Anwendungen ab etwa $10f_g$:

$$f_g = \frac{1}{2\pi\tau} \tag{1.110}$$

Diese Zeitkonstante τ wird vom Diodenhersteller im Datenblatt spezifiziert. Typische Werte liegen im Bereich von 30ns..500ns. Wir sehen nachfolgend einen Auszug aus einem Datenblatt für PIN-Dioden:

RF Current Controlled Resistor Diodes Electrical Specifications at $T_A = 25^\circ\text{C}$



Part Number	Effective Carrier Lifetime τ (ns)	Minimum Breakdown Voltage V_{BR} (V)	Maximum Residual Series Resistance R_S (Ω)	Maximum Total Capacitance C_T (pF)	High Resistance Limit, R_H (Ω)		Low Resistance Limit, R_L (Ω)		Maximum Difference in Resistance vs. Bias Slope, $\Delta\chi$
					Min.	Max.	Min.	Max.	
HPND-4165	100 (min)	100	1.5	0.3	1100	1660	16	24	.04
HPND-4166	100 (min)	100	1.5	0.3	830	1250	12	18	.04
5082-3080	1300 (typ.)	100	2.5	0.4	1000			8**	
1N5767*	1300 (typ.)	100	2.5	0.4	1000			8**	
5082-3379	1300 (typ.)	50		0.4				8**	—
5082-3081	2500 (typ.)	100	3.5	0.4	1500			8**	
Test Conditions	$I_F = 50 \text{ mA}$ $I_R = 250 \text{ mA}$	$V_R = V_{BR}$. Measure $I_R \leq 10 \mu\text{A}$	$I_F = 100 \text{ mA}$ $f = 100 \text{ MHz}$	$V_R = 50 \text{ V}$ $f = 1 \text{ MHz}$	$I_F = 0.01 \text{ mA}$ $f = 100 \text{ MHz}$		$I_F = 1.0 \text{ mA}$ ** $I_F = 20 \text{ mA}$ $f = 100 \text{ MHz}$		Batch Matched at $I_F = 0.01 \text{ mA}$ and 1.0 mA $f = 100 \text{ MHz}$

*The 1N5767 has the additional specifications:
 $\tau = 1.0 \mu\text{sec}$ minimum
 $I_R = 1 \mu\text{A}$ maximum at $V_R = 50\text{V}$
 $V_F = 1\text{V}$ maximum at $I_F = 100\text{mA}$.

Bild 1.58: Daten einiger handelsüblicher PIN-Dioden für HF-Anwendungen.

Quelle: Microwave & RF Designer's Catalog, HP 1990-91

PIN-Dioden haben wegen der I-Schicht recht hohe Sperrspannungen um 50V-300V. Die maximale Verlustleistung ist vom verwendeten Gehäuse abhängig. Diese liegen bei ca. 0.25W für Plastik-SMT und bis zu 5W für Dioden im Keramikgehäuse.

1.16.3 Anwendungen

Serie-Abschwächer:

Diese einfache Abschwächerschaltung verkörpert einen elektrisch einstellbaren HF-Spannungsteiler:

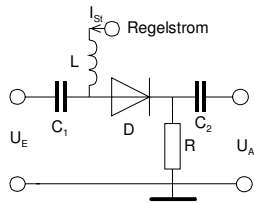


Bild 1.59: Einfacher HF-Abschwächer mit PIN-Diode.

Die Drossel L entkoppelt den HF-Zweig von der Gleichstromkreis. C_1 und C_2 dienen zur gleichstrommässigen Entkopplung. Die Spannungsteilung findet über den HF-Widerstand der PIN-Diode in Verbindung mit R statt. Der Nachteil der Schaltung ist die nicht konstante Impedanz an Ein- und Ausgang. Dies führt zu Reflexionen, was in der Regel unerwünscht ist.

T-Abschwächer:

Den Nachteil der nicht konstanten Impedanz vermeidet ein Abschwächer in T-Schaltung. Dazu werden 3 PIN-Dioden als T-Glied geschaltet und geeignet angesteuert. Die Schaltung ist hier mit der Dreifachdiode BAR60 realisiert:

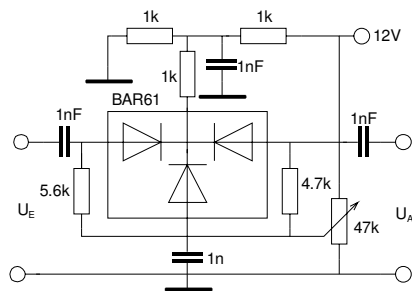


Bild 1.60: Verbesserte Abschwächerschaltung durch Verwendung einer Dreifach-PIN-Diode.

Diese Schaltung hat gegenüber Bild 1.59 konstante Ein- und Ausgangsimpedanzen.

1.17 Kapazitätsdioden

Kapazitätsdioden sind Dioden, bei denen die Spannungsabhängigkeit der Sperrschichtkapazität gezielt ausgenutzt wird. Sie verkörpern variable, spannungsgesteuerte Kapazitäten. Das Basismaterial ist heute vorwiegend Silizium, für spezielle Anwendungen auch Gallium-Arsenid.

Kapazitätsdioden werden hauptsächlich zur elektronischen Abstimmung von Schwingkreisen und Phasenschiebern eingesetzt. Der Kapazitätsbereich, welcher abgedeckt werden kann, liegt zwischen ca. 1..50pF, wobei jedoch das erreichbare Kapazitätsverhältnis C_{max}/C_{min} je nach Typ zwischen 3..10 liegt.

Kapazitätsdioden haben in der Unterhaltungselektronik (Radio, TV) die Drehkondensatoren zur Schwingkreisabstimmung vollständig verdrängt. Für Lang- und Mittelwellenabstimmung werden spezielle Kapazitätsdioden mit Kapazitäten bis zu 500pF hergestellt.

1.17.1 Arbeitsweise

Mit steigender Sperrspannung wird die Trägerkonzentration am PN-Übergang herabgesetzt und somit der Abstand vergrößert. Dadurch verkleinert sich auch die Sperrschichtkapazität. Bildlich kann man aber die Wirkung der angelegten Sperrspannung so verstehen:

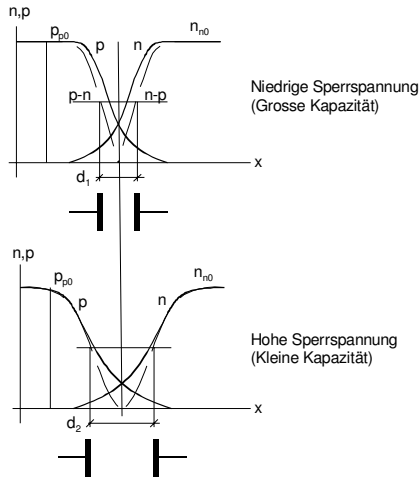


Bild 1.61: Elektronen- bzw. Löcherverteilung $n(x)$, $p(x)$ für verschiedene Sperrspannungen.

Die Sperrschichtkapazität wurde bereits mit Gl. (1.22) beschrieben. Diese Formel kann vereinfacht werden, wenn beiderseits gleich stark dotiert ist ($N=N_A=N_D$):

$$C_S = A \sqrt{\frac{q \epsilon N}{4 U_J}} = \frac{A \sqrt{\frac{q \epsilon N}{4 U_{Diff}}}}{\sqrt{1 - \frac{U_R}{U_{Diff}}}} \quad \begin{array}{l} \epsilon: \text{Dielektrizitätskonstante } \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \\ U_R: \text{Sperrspannung } (U_R < 0V) \\ U_{Diff}: \text{Diffusionsspannung} \\ A: \text{Sperrschichtfläche} \end{array} \quad (1.111)$$

Der Zähler der Gleichung (1.111) stellt die Sperrschichtkapazität ohne Sperrspannung dar ($U_R=0V$). Für diese normierte Sperrschichtkapazität schreiben wir C_{S0} und erhalten die Formel für die Sperrschichtkapazität:

$$C_S = \frac{C_{S0}}{\sqrt{1 - \frac{U_R}{U_{Diff}}}} \quad C_{S0}: \text{Sperrschichtkapazität bei } U_R = 0V \quad (1.112)$$

Obige Formel gilt für eine abrupte Sperrschicht, d.h. die Dotierung ändert sprunghaft am pn-Übergang. In der Praxis spricht man von linearen, abrupten und hyperabrupten Übergängen:

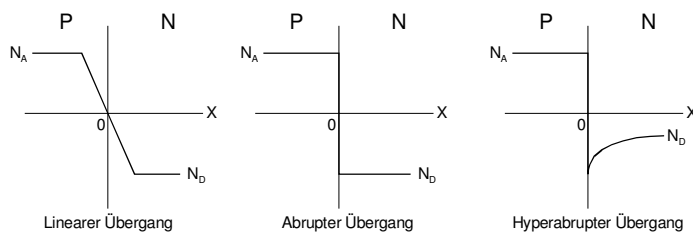


Bild 1.62: Dotierungsübergänge bei Kapazitätsdioden.

Die Änderung der Sperrschichtkapazität wird also bei gleicher Spannungsänderung umso grösser, je grösser der Gradationsexponent wird.

Die allgemeine Formel für die Sperrschichtkapazität wird dann unter Berücksichtigung des variablen Gradationsexponenten m :

$$C_S = \frac{C_{S0}}{\left(1 - \frac{U_R}{U_D}\right)^m} \quad \begin{array}{l} C_{S0} : \text{Sperrschichtkapazität bei } U_R = 0V \\ m : \text{Gradationsexponent} \end{array} \quad \text{Allgemeine Formel für die Sperrschichtkapazität} \quad (1.113)$$

Der Gradationsexponent wird für die verschiedenen Übergänge:

linear	$m=0.33$
abrupt	$m=0.5$
hyperabrupt	$m>0.5$ (Standardwerte: 0.75, 1.0, 1.25, 1.5)

Der Gradationsexponent wird hier im Skript mit m bezeichnet, wie er auch in den SPICE-Parameter verwendet wird. Üblich ist auch das Symbol γ . Der Gradationsexponent wird im Datenblatt der Kapazitätsdiode spezifiziert oder kann aus der $C_S(U_R)$ -Kennlinie bestimmt werden.

1.17.2 Eigenschaften und Bauformen

Kapazitätsdioden werden praktisch ausschliesslich in HF-Schaltungen eingesetzt. Für niedrige Frequenzen (< 100MHz) wird das DO-7 Glasgehäuse eingesetzt. Neuere Dioden werden praktisch ausschliesslich in SMD-Gehäusen aus Plastik oder Keramik gefertigt. Diese Dioden sind bis in den GHz-Bereich verwendbar.

Die minimale Kapazität wird bei der grössten Sperrspannung erreicht. Für Si-Kapazitäts-Dioden die vorwiegend in der Unterhaltungselektronik eingesetzt werden ist U_{Rmax} ca. 30V. Sonderdioden haben max. Sperrspannungen 8V..90V.

Die maximale Kapazität wird bei der kleinsten Sperrspannung erreicht. In der Regel wird U_{Rmin} von 3V vom Hersteller vorgeschrieben, da nur innerhalb des Bereiches $U_{Rmin}..U_{Rmax}$ die Daten für die Diode spezifiziert sind.

Zwei Beispiele für Kapazitätsdioden aus der Unterhaltungselektronik:

BB439

Die BB439 ist eine Kapazitätsdiode für VHF-Schaltungen. Aus der Tabelle lesen wir die Werte für Reststrom, Kapazitäten C_{min} und C_{max} , sowie das Kapazitätsverhältnis. Den für das Ersatzschaltbild wesentlichen Seriewiderstand ist ebenfalls spezifiziert, wie auch die Güte.

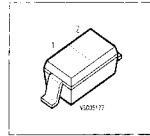
SIEMENS

BB 439

Silicon Variable Capacitance Diode

Preliminary Data

- For VHF tuned circuit applications
- High figure of merit



Electrical Characteristics
at $T_A = 25^\circ\text{C}$, unless otherwise specified.

Parameter	Symbol	Values			Unit
		min.	typ.	max.	
Reverse current $V_R = 28\text{ V}$ $V_R = 28\text{ V}, T_A = 60^\circ\text{C}$	I_R	—	—	20 200	nA
Diode capacitance, $f = 1\text{ MHz}$ $V_R = 3\text{ V}$ $V_R = 25\text{ V}$	C_T	26 4.3	—	32 6	pF
Capacitance ratio, $f = 1\text{ MHz}$ $V_R = 3\text{ V} / 25\text{ V}$	C_{T3} / C_{T25}	5	—	6.5	—
Capacitance matching $V_R = 3\text{ V} \dots 25\text{ V}, f = 1\text{ MHz}$	$\Delta C_T / C_T$	—	—	3	%
Series resistance $f = 100\text{ MHz}, C_T = 12\text{ pF}$	r_s	—	0.35	0.5	Ω
Figure of merit $f = 50\text{ MHz}, V_R = 3\text{ V}$ $f = 200\text{ MHz}, V_R = 25\text{ V}$	Q	—	280 600	—	—

Diode capacitance $C_T = f(V_R)$
 $f = 1\text{ MHz}$

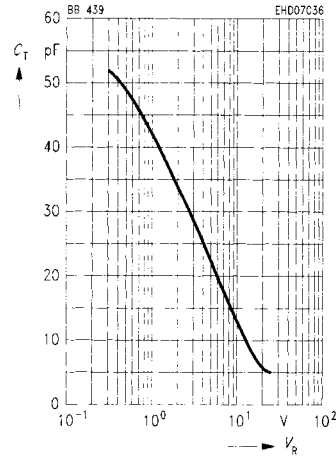


Bild 1.63: Datenblatt Kapazitätsdiode BB439 (Auszug).

BB112:

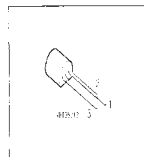
Für Rundfunk-AM-Empfänger (Mittel- und Langwelle) werden spezielle Kapazitätsdioden mit grossem $C_{Sm\max}$ (Ca. 500pF..600pF) gefertigt. Diese Dioden haben einen kleineren Sperrspannungsbereich von 1V..8V. Ein typischer Vertreter dieser Klasse ist die Diode BB12:

SIEMENS

BB 112

Silicon Variable Capacitance Diode

- For AM tuning applications
- Specified tuning range
1 ... 8.0 V



Electrical Characteristics
at $T_A = 25^\circ\text{C}$, unless otherwise specified.

Parameter	Symbol	Values			Unit
		min.	typ.	max.	
Reverse current $V_R = 10\text{ V}$ $V_R = 10\text{ V}, T_A = 60^\circ\text{C}$	I_R	—	—	50 200	nA
Diode capacitance, $f = 1\text{ MHz}$ $V_R = 1\text{ V}$ $V_R = 8\text{ V}$	C_T	440 17.5	470 —	520 34	pF
Capacitance ratio $V_R = 1\text{ V} / 8\text{ V}$	C_{T1} / C_{T8}	15	—	—	—
Series resistance $V_R = 1\text{ V}, f = 0.5\text{ MHz}$	r_s	—	1.4	—	Ω
Q factor $V_R = 1\text{ V}, f = 0.5\text{ MHz}$	Q	—	480	—	—
Temperature coefficient of diode capacitance $V_R = 1\text{ V}, f = 1\text{ MHz}$	TC_C	—	500	—	ppm/K
Capacitance matching $V_R = 1 \dots 8\text{ V}$	$\Delta C_T / C_T$	—	—	3	%

Diode capacitance $C_T = f(V_R)$

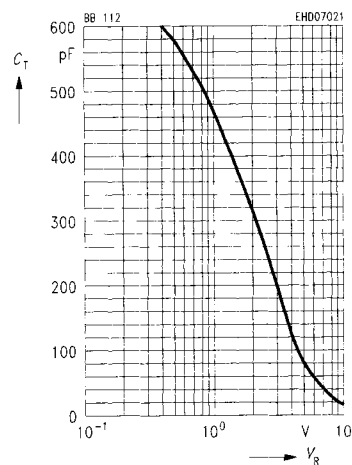


Bild 1.64: Datenblatt Kapazitätsdiode BB112 (Auszug).

1.17.3 Anwendungen

Kapazitätsdioden werden hauptsächlich zur Nach- und Abstimmung von Schwingkreisen verwendet. Die Sperrschichtkapazität bildet einen Bestandteil der Schwingkreiskapazität, die über eine Steuerspannung verändert werden kann.

Die Grundsaltung für einen Schwingkreis mit Kapazitätsdiodenabstimmung:

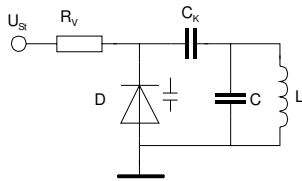


Bild 1.65: Schwingkreisabstimmung mit Kapazitätsdiode.

Zur Abstimmung wird die positive Steuergleichspannung U_s zugeführt. Der Koppelkondensator trennt gleichspannungsmässig die Induktivität von der Kapazitätsdiode. In der Regel wird der Koppelkondensator so bemessen, dass er keinen frequenzbestimmenden Einfluss hat. Der Vorwiderstand R_v ist zur wechsellspannungsmässigen Entkopplung des Kreises von der Steuerspannungsquelle. Er wird so dimensioniert, dass die Steuerspannungsquelle den Kreis nicht nennenswert dämpft. Da kein Strom durch die Diode fliesst, sind Werte um 100k Ω ..M Ω üblich.

In obiger Schaltung wird die Resonanzfrequenz des Schwingkreises, wenn C_k vernachlässigbar ist:

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(C + C_s)}} \quad (1.114)$$

Ein Nachteil dieser Schaltung ist, dass die Kapazität nicht nur von der Steuergleichspannung beeinflusst wird, sondern auch im Rhythmus der HF-Spannung schwankt. Dies führt zu einer Verzerrung des Signals über dem Kreis. Durch diese Verzerrung treten ausser Grundschwingungen Oberwellen auf. Dieses Problem kann jedoch durch Einsatz von zwei Kapazitätsdioden umgangen werden.

Beispiel 1.22: Schwingkreisabstimmung mit Kapazitätsdiode.

Ein UKW-Kreis soll mit einer Kapazitätsdiode BB439 im Bereich 88-108MHz nach Bild 1.65 abgestimmt werden. Der Abstimmungsbereich beträgt 2V..8V. Man bestimme die Induktivität und den Kondensator C . Der Koppelkondensator C_k sei gross gegenüber C , sodass er in der Rechnung vernachlässigbar ist.

Vorgehen:

Wir bestimmen zuerst die Werte für die maximalen und minimalen Kapazitäten der Diode aus dem Datenblatt: $U_{Smin}=2V$ $C_{Smax}=34pF$, $U_{Smax}=8V$ $C_{Smin}=17pF$. Dabei entspricht 2V/34pF der Frequenz 88MHz und 8V/17pF der Frequenz 108MHz.

Wir setzen nun f_{resmin} und C_{Smax} in Gl. (1.114) ein und anschliessend f_{resmax} und C_{Smin} . Wir erhalten zwei Bestimmungsgleichungen die nach L und C aufgelöst werden können:

$$C = \frac{f_{resMin}^2 C_{SMax} - f_{resMax}^2 C_{SMin}}{f_{resMax}^2 - f_{resMin}^2} = \frac{108^2 \cdot 34 - 88^2 \cdot 17}{108^2 - 88^2} \frac{[MHz^2 \cdot pF]}{[MHz^2]} = \underline{16.58pF}$$

$$L = \frac{1}{4\pi^2} \frac{f_{resMin}^{-2} - f_{resMax}^{-2}}{C_{SMax} - C_{SMin}} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{88^{-2} - 108^{-2}}{34 - 17} \frac{[pF \cdot MHz^2]}{[pF \cdot MHz^2]} = \underline{64.7nH}$$

1.18 Varaktordioden

Varaktordioden sind im Prinzip Leistungs-Kapazitätsdioden. Die Verzerrungen, die beim Aussteuern mit grösseren HF-Spannungen an einem Schwingkreis durch die nichtlineare Kapazitätskennlinie $C_s=f(U)$ entstehen, werden hier gezielt ausgenutzt. Die entstehenden Oberwellen werden ausgefiltert und man konstruiert auf diese Weise Frequenzvervielfacherschaltungen.

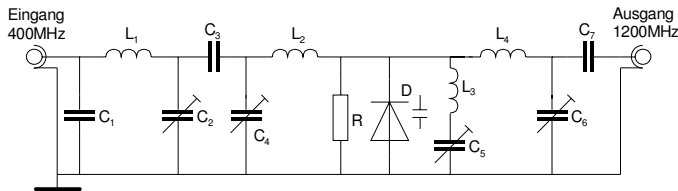


Bild 1.66: Frequenzverdreifacher mit Varaktordiode.

Die Eingangsspannung (f_1) wird in den Kreis $C_1/L_1/C_2$ eingespeisen. L_2/C_3 ist ein *Idler-Kreis*, der auf der doppelten Eingangsfrequenz ($2f_1=f_2$) schwingt. Für eine Frequenzverdreifachung ist dieser Idler-Kreis zweckmässig. In diesem Kreis und der Varaktor-Diode fliesst ein Strom mit der doppelten Eingangsfrequenz. An der nichtlinearen Kennlinie der Diode werden dann beide Frequenzen gemischt und mit dem Kreis L_4/C_6 mit der Resonanzfrequenz $f_1+f_2=3f_1$ ausgefiltert. Der Widerstand R parallel zu Varaktor-Diode erzeugt die Vorspannung für die Diode. Typische Daten des Wirkungsgrades sind ca. 50%..70%. So erhält man bei 50W Eingangsleistung auf 400MHz ca. 30W Ausgangsleistung bei 1200MHz.

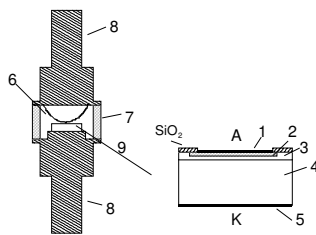


Bild 1.67: Aufbau einer Varaktordiode:

- 1: Metallkontakt (Anode)
- 2: P-Si-Schicht
- 3: N-Si Schicht
- 4: N+ Substrat
- 5: Metallkontakt (Katode)
- 6: Metallbügel
- 7: Keramikkörper
- 8: Kupferanschlüsse
- 9: Diodenchip

Mit Varaktor-Dioden sind Frequenzvervielfachungen im Kleinleistungsbereich möglich. Die Varaktor-Diode hat meist ein Koaxialgehäuse, das eine entsprechende Kühlung im Betrieb ermöglicht:

1.19 Step-Recovery-Dioden

Step-Recovery-Dioden (SRD) werden auch Snap-Off-, Pulse-Snap-Dioden oder Snap-Varaktoren genannt. Sie sind Speicher-Schaltdioden und werden zur Erzeugung von Impulsen im Subnanosekundenbereich verwendet.

Bei der Step-Recovery-Diode wird im Vorwärtsbetrieb im PN-Übergang, wie bei einer normalen Diode, eine Minoritätsträgerladung eingespeichert, deren Grösse vom Vorwärtsstrom I_f abhängt. Beim Umpolen fällt aber der Ausräumstrom nach Ablauf der Speicherzeit von seinem vollen Wert praktisch abrupt (in ca. 0.1ns) auf null.

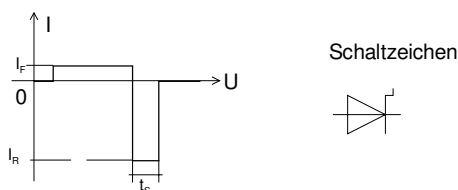


Bild 1.68: Stromverlauf an einer Step-Recovery-Diode und Schaltzeichen.

Eine wichtige Anwendung von SRD ist die Verbesserung der Anstiegszeit (sog. "Aufsteilen") von Impulsen. So können mit einer geeigneten Diodenschaltung ein Rechteckimpuls von 10ns Anstiegszeit auf etwa 0.1ns aufgesteilt werden. Ferner können SRD für Rechteckgeneratoren und Frequenzvervielfacher benutzt werden.

Detaillierte Information zu Aufbau, Arbeitsweise und elementarer Schaltungstechnik sind z.B. in [6] zu finden.

1.20 Gunn-Dioden

Gunn-Dioden werden ausschliesslich zur Erzeugung von Mikrowellen benutzt. Eine Besonderheit ist, dass die Gunn-Diode keine Sperrschicht besitzt, sondern nur unterschiedlich hoch dotierte N-Zonen:

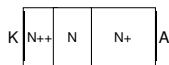


Bild 1.69: Zonenfolge einer Gunn-Diode.

Die Schichtreihenfolge beginnt mit einer sehr hoch dotierten N-Schicht N₊₊ ($N \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Darauf folgt eine schwach dotierte Zone ($N \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Die Anode bildet eine mittelhoch dotierte Zone ($N \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Bei der Gunn-Diode wird ausgenutzt, dass die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ab einer bestimmten kritischen Feldstärke E nicht mehr steigt, sondern abnimmt. Dieses Phänomen tritt nur bei einigen Halbleitern auf, so bei GaAs.

Der differenzielle Widerstand einer Gunn-Diode zeigt in einem bestimmten Bereich einen negativen Wert. Deshalb hat die Gunn-Diode eine ähnliche Kennlinie wie eine Tunnel-Diode.

Weitere Aspekte der Gunn-Diode werden hier nicht weiter betrachtet.

1.21 Aufgaben

Für alle Aufgaben gilt, falls nicht anders vermerkt:

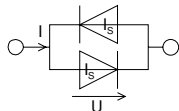
$$q=1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$$k=1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$$

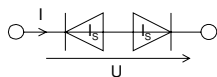
$$T= 300 \text{ K}$$

Shockley-Dioden

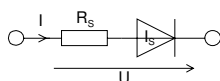
- Bestimmen Sie grafisch und formal die I/U-Kennlinie, wenn zwei Shockley-Dioden antiparallel geschaltet werden: ($I_s=10^{-13} \text{ A}$, $n=1$)



- Bestimmen Sie grafisch und formal die I/U-Kennlinie, wenn zwei Shockley-Dioden antiseriell geschaltet werden: ($I_s=10^{-13} \text{ A}$, $n=1$)



- Bestimmen Sie für die Diode 1N4148 die Spannung U_D bei einem Strom I_D von 10mA. Das Modell ist am Ende der Aufgabenstellungen aufgeführt.
- Bestimmen Sie den Spannungsbereich, der notwendig ist, um bei einer Diode 1N4148 den statischen Widerstand $R_{stat} = U_D/I_D$ in einem Bereich von 1Ω bis $1\text{M}\Omega$ zu variieren. (Verwenden Sie zur Rechnung das Modell am Ende der Aufgabenstellungen und benutzen Sie die Shockley-Gleichung)
- Bestimmen Sie den Spannungsbereich, der notwendig ist, um bei einer Diode 1N4148 den dynamischen Widerstand $r_D = dU_D/dI_D$ in einem Bereich von 1Ω bis $1\text{M}\Omega$ zu variieren. (Verwenden Sie zur Rechnung das Modell am Ende der Aufgabenstellungen)
- Skizzieren Sie in einer I/U-Kennlinie den Einfluss von R_s , indem Sie die Kennlinie einer idealen Shockley-Diode mit der Kennlinie der Kombination R_s /Shockley-Diode vergleichen. Zeigen Sie die Darstellung in logarithmischem und linearem Masstab.



Reale Dioden

- Welchen Temperaturanstieg ΔT ist notwendig, um den Sperrstrom einer Si-Diode um den Faktor 100 zu erhöhen?

8. Bei welcher Spannung U_D erreicht der Sperrstrom einer Ge-Diode 99% seines Sättigungswertes?
9. Die Vorwärtsspannung an einer Diode sei $U_D(t) = (0.3 + 0.06 \cos \omega t)$ [V]. Bestimmen Sie die Wechselstromkomponente des Diodenstromes i_D ! Daten der Diode: $I_S = 10 \text{ nA}$, $n = 1$
10. Mit Hilfe einer Kapazitätsdiode soll eine Diodenabstimmung für einen Radioempfänger realisiert werden. Bestimmen Sie die notwendige Diodenspannung U_D , wenn der Kreis auf $f_0 = 100 \text{ MHz}$ schwingen soll. Die Kreisinduktivität beträgt 0.8 uH und die Sperrschichtkapazität C_J :

$$C_J = \frac{1 \cdot 10^{-11}}{\sqrt{1 - 0.75 U_D}} \quad [F]$$

Die Schaltung ist als Parallelschwingkreis mit allen notwendigen Komponenten aufzuzeichnen.

Zener-Dioden

11. Bei einer Zener-Diode wird das Durchbruchphänomen mit einer Diode nach Gl. (1.21) mit den Parametern $I_S = 880.5 \cdot 10^{-18} \text{ A}$, $n = 1$, $I_{BD} = 16.748 \cdot 10^{-3} \text{ A}$, $U_{BR} = 4.3 \text{ V}$ und $n_{BR} = 1.7936$ modelliert. Zeichnen Sie den Graph der I/U-Kennlinie und werten Sie dabei besonders den Bereich des Durchbruchs sorgfältig aus.
12. Bestimmen Sie zu Beispiel 1.21 den Stabilisierungsfaktor S und den Ausgangswiderstand r_A . Wir benutzen zur Stabilisierung zwei in Serie geschaltete Zener-Dioden zu je 6 V (6.2 V), die einen kleinen Temperaturkoeffizienten haben. Der Zener-Widerstand wird für beide Dioden gesamthaft mit 3Ω bestimmt.

Gleichrichterschaltungen

13. Ihr Studienkamerad behauptet: „Der Diodenspitzenstrom I_{Dmax} ist bei einem Einweggleichrichter doppelt so gross wie bei einem zweipulsigen Gleichrichter“. Kontrollieren Sie den Wahrheitsgehalt der Aussage indem Sie das Beispiel 1.15 verwenden und erweitern.

Diverses:

14. Eine Leuchtdiode (LED) besitzt einen grösseren Spannungsabfall im Durchlassbetrieb als eine normale Si-Diode. Eine typische rote LED hat im Betrieb ein $U_D \approx 1.6 \text{ V}$. Die Lichtstärke I ist direkt proportional zum Durchlassstrom und lautet für eine bestimmte LED:

$$I = 40 I_D \text{ [mcd]} \text{ (Millicandela)}$$

Bestimmen Sie den Vorwiderstand für eine solche LED, wenn Sie an einer Spannungsquelle $U = 5 \text{ V}$ angeschlossen wird und mit 1 mcd leuchten soll.

15. Die Durchbruchspannung einer LED wird von den meisten Herstellern mit 3V garantiert. Da in vorheriger Aufgabe die Quelle manchmal verkehrt angeschlossen wird, versucht man durch Zuschalten einer Zener-Diode den Durchbruch zu verhindern. Es steht nun eine Z-Diode mit $U_Z=4.2V$, $I_Z=30mA$ und einem $U_F=0.6V$ zur Verfügung. Ermitteln Sie eine geeignete Zusammenschaltung. Bestimmen Sie ferner die Leuchtstärke, wenn der Widerstand aus der vorherigen Aufgabe übernommen wird.

Diodenmodelle

```
.model D1N4148 D(Is=0.1p Rs=16 CJO=2p Tt=12n Bv=100 Ibv=0.1p)
* PSpice EVAL Library Model

.model D1N4001 D(Is=14.11n N=1.984 Rs=33.89m Ikf=94.81 Xti=3 Eg=1.11
+ Cjo=25.89p M=.44 Vj=.3245 Fc=.5 Bv=75 Ibv=10u Tt=5.7u)
* Motorola Semiconductor Databook (mid 1970s)

.model D1N4007 D(Is=14.11n N=1.984 Rs=33.89m Ikf=94.81 Xti=3 Eg=1.11
+ Cjo=25.89p M=.44 Vj=.3245 Fc=.5 Bv=1500 Ibv=10u Tt=5.7u)
* Motorola Semiconductor Databook (mid 1970s)
```


2 Netzwerke

Dieses Kapitel behandelt umfassend die Netzwerkanalyse und Synthese mit den Mitteln der Linearen Algebra. Die folgende Vierpoltheorie beschreibt Methoden zur Analyse der Übertragungseigenschaften eines beschalteten Vierpoles:

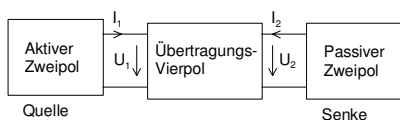


Bild 2-1: Prinzip einer Vierpolschaltung.
Die Quelle speist den Übertragungsvierpol, der das Signal an die Senke abgibt.

Wenn bestimmte Voraussetzungen erfüllt sind, kann mit Hilfe der Linearen Algebra eine Theorie begründet werden, die das Verhalten dieser Vierpole allgemein gültig beschreibt. Die Beschreibung umfasst das Übertragungsverhalten, wie auch Regeln zur Zusammenschaltung von Vierpolen. Erste Grundlagen hierzu wurden von H.P. Biggar¹ systematisch zusammengestellt.

Um einer allgemeingültigen Theorie zu genügen, müssen zwei Voraussetzungen von den Vierpolen erfüllt werden:

Linearität:

Die Kennlinien aller im Vierpol verwendeten Bauelemente sind linear, oder werden als linear angenommen.

Stabilität:

Alle Ströme und Spannungen im Vierpol sind null, wenn von aussen keine Spannung anliegt, d.h. der Vierpol wird ausschliesslich durch die anliegenden Quellen gesteuert.

Wir leiten nachfolgend eine allgemein gültige Theorie zur Vierpolbeschreibung mit Matrizen her. Ziel ist ein Satz allgemeingültiger Matrixgleichungen zur Bestimmung der Betriebskenngrössen und Analyse/Synthese von Verstärkerschaltungen, beruhend auf Teilvierpolen.

Die Analyse mit der Vierpoltheorie hat den grossen Vorteil, dass die gesamten Berechnungen systematisiert werden. Dadurch können auch umfangreichere Probleme methodisch und präzise bearbeitet werden.

Wir zeigen die Grundlagen zur Rechnung mit A-, G-, H-, Y- und Z-Parameter. Wir setzen hierzu die Rechenregeln der Linearen Algebra als bekannt voraus.

2.1 Matrizenform für Vierpole

Das Übertragungsverhalten eines linearen Vierpoles kann mit einem Satz linearer Gleichungen der folgenden Form beschrieben werden:



$$\begin{aligned} U_1 &= A \cdot U_2 - B \cdot I_2 \\ I_1 &= C \cdot U_2 - D \cdot I_2 \end{aligned} \quad (2.1)$$

Bild 2-2: Allgemeine Beschreibung des Übertragungsverhaltens eines linearen Vierpols.

¹ H.P. Biggar, "Application of Matrices to Four Terminal Network Problems", Electronic Engineering, 23, August 1951.

Der Stromfluss erfolgt nach Konvention der Nachrichtentechnik immer zum Vierpol. Daher erscheint I_2 negativ.

Die Koeffizienten A, B, C und D heissen *Netzwerk-Parameter*. Sie beschreiben das gesamte Verhalten des Vierpoles. Sämtliche Eigenschaften und Umformungen des Netzwerkes können berechnet werden, wenn A, B, C, D bekannt sind. In der Linearen Algebra schreibt man in der Regel $A_{11}, A_{12}, A_{21}, A_{22}$ anstatt A, B, C, D .

Mit der Matrizeschreibweise wird das obige Gleichungssystem:

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}}_A \begin{pmatrix} U_2 \\ -I_2 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Die Matrix A wird als Transformmatrix bezeichnet. Sie beinhaltet die *ABCD-Parameter* und wird vor allem zur Kaskadierung (Verkettung) von Vierpolen verwendet. Man schreibt daher Gl.(2.2):

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} U_2 \\ -I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_2 \\ -I_2 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Mit den Rechenregeln der Linearen Algebra findet man auch einfach:

$$\begin{pmatrix} U_2 \\ -I_2 \end{pmatrix} = A^{-1} \begin{pmatrix} U_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \frac{1}{\det A} \begin{pmatrix} D & -B \\ -C & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_1 \\ I_1 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

2.2 A-,G-,H-,Y-,Z-Parameter

Neben den bereits gezeigten *ABCD-Parameter* benutzt man zur Beschreibung elektrischer Netzwerke auch noch weitere Formen. Gängig sind die folgenden fünf Parameterbeschreibungen für Vierpole:

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} U_2 \\ -I_2 \end{pmatrix} \quad (2.5) \quad \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = Y \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} I_1 \\ U_2 \end{pmatrix} \quad (2.7) \quad \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} = Z \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ U_2 \end{pmatrix} = G \begin{pmatrix} U_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Es ist offensichtlich, dass alle vier Beschreibungen grundsätzlich dieselbe Information enthalten. Deshalb können auch sämtliche Parameter ineinander umgerechnet werden. Je nach Aufgabenstellung, macht es aber Sinn, mit genau einem bestimmten Parametertyp zu arbeiten.

Die wechselseitigen Beziehungen der Parameter können tabelliert werden:

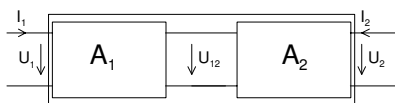
Tab 2-3: AGHYZ-Parameterumrechnungstabelle.

	A	G (H ⁻¹)	H	Y	Z
A	$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & G_{22} \\ G_{21} & G_{21} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} G_{11} & \det G \\ G_{21} & G_{21} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -\det H & -H_{11} \\ H_{21} & H_{21} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -H_{22} & -1 \\ H_{21} & H_{21} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -Y_{22} & -1 \\ Y_{21} & Y_{21} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -\det Y & -Y_{11} \\ Y_{21} & Y_{21} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} Z_{11} & \det Z \\ Z_{21} & Z_{21} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} 1 & Z_{22} \\ Z_{21} & Z_{21} \end{pmatrix}$
A ⁻¹	$\begin{pmatrix} A_{22} & -A_{12} \\ \det A & \det A \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -A_{21} & A_{11} \\ \det A & \det A \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \det G & -G_{22} \\ G_{12} & G_{12} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -G_{11} & 1 \\ G_{12} & G_{12} \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} -Y_{11} & 1 \\ Y_{12} & Y_{12} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -\det Y & Y_{22} \\ Y_{12} & Y_{12} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} Z_{22} & -\det Z \\ Z_{12} & Z_{12} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} 1 & -Z_{11} \\ Z_{12} & Z_{12} \end{pmatrix}$
H	$\begin{pmatrix} A_{12} & \det A \\ A_{22} & A_{22} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -1 & A_{21} \\ A_{22} & A_{22} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} G_{22} & -G_{12} \\ \det G & \det G \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -G_{21} & G_{11} \\ \det G & \det G \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & -Y_{12} \\ Y_{11} & Y_{11} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} Y_{21} & \det Y \\ Y_{11} & Y_{11} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \det Z & Z_{12} \\ Z_{22} & Z_{22} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -Z_{21} & 1 \\ Z_{22} & Z_{22} \end{pmatrix}$
G (H ⁻¹)	$\begin{pmatrix} A_{21} & -\det A \\ A_{11} & A_{11} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} 1 & A_{12} \\ A_{11} & A_{11} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} H_{22} & -H_{12} \\ \det H & \det H \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -H_{21} & H_{11} \\ \det H & \det H \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \det Y & Y_{12} \\ Y_{22} & Y_{22} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -Y_{21} & 1 \\ Y_{22} & Y_{22} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & -Z_{12} \\ Z_{22} & Z_{22} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} Z_{21} & \det Z \\ Z_{22} & Z_{22} \end{pmatrix}$
Y	$\begin{pmatrix} A_{22} & -\det A \\ A_{12} & A_{12} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -1 & A_{11} \\ A_{12} & A_{12} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \det G & G_{12} \\ G_{22} & G_{22} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -G_{21} & 1 \\ G_{22} & G_{22} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & -H_{12} \\ H_{11} & H_{11} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} H_{21} & \det H \\ H_{11} & H_{11} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} Z_{22} & -Z_{12} \\ \det Z & \det Z \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -Z_{21} & Z_{11} \\ \det Z & \det Z \end{pmatrix}$
Z	$\begin{pmatrix} A_{11} & \det A \\ A_{21} & A_{21} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} 1 & A_{22} \\ A_{21} & A_{21} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & -G_{12} \\ G_{11} & G_{11} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} G_{21} & \det G \\ G_{11} & G_{11} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \det H & H_{12} \\ H_{22} & H_{22} \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -H_{21} & 1 \\ H_{22} & H_{22} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} Y_{22} & -Y_{12} \\ \det Y & \det Y \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} -Y_{21} & Y_{11} \\ \det Y & \det Y \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix}$

Wie bereits erwähnt, sind alle Parametertypen nützlich, wenn Berechnungen an untereinander verschalteten Vierpolen erfolgen. Durch gezielte Benutzung der richtigen Parameter sind zur Berechnung nur einfache Matrixadditionen und Multiplikationen erforderlich.

2.3 Kaskadierung von Vierpolen

Werden zwei Vierpole hintereinander geschaltet (kaskadiert), so ist die resultierende Transfermatrix das Produkt bei beiden einzelnen Transfermatrizen:



$$A_{1,2} = A_1 \cdot A_2 \quad (2.10)$$

Bild 2-4: Kaskadierung zweier Vierpole.

Die beiden Einzelvierpole A₁ und A₂ werden also in einem neuen Vierpol A_{1,2} zusammengefasst. Die ABCD-Matrix (Transfermatrix) von A_{1,2} beschreibt nachher vollständig das Verhalten der beiden kaskadierten Vierpole.

Beispiel 2-1:Kaskadierung zweier Vierpole.

Man bestimme die Kaskadierung der beiden Vierpole, die durch die ABCD-Matrizen beschrieben sind:

$$A_1 = \begin{pmatrix} 2 & 10\Omega \\ 0.25\Omega^{-1} & 1 \end{pmatrix} \quad A_2 = \begin{pmatrix} 3 & 5\Omega \\ 0.5\Omega^{-1} & 3 \end{pmatrix}$$

Lösung:

$$A_{1,2} = A_1 \cdot A_2 = \begin{pmatrix} 2 & 10\Omega \\ 0.25\Omega^{-1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 3 & 5\Omega \\ 0.5\Omega^{-1} & 3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 11 & 40\Omega \\ 1.25\Omega^{-1} & 4.25 \end{pmatrix}$$

2.4 Gegenkopplungen mit Vierpolen

Bei Gegenkopplungen werden die Ein- und Ausgänge von zwei Vierpolen in Serie oder Parallel geschaltet. Dadurch kann man beim Netzwerk ganz bestimmte Eigenschaften erreichen, wie z.B. kleiner Eingangswiderstand, grosse Rückwirkung, etc.

Die Berechnung der verschiedenen Gegenkopplungen erfolgt, indem man die entsprechenden H-, Y, oder Z-Parameter der einzelnen Vierpole addiert. Man erhält eine neue Matrix der Zusammenfassung beider Vierpole, die wiederum sämtliche Eigenschaften beinhaltet.

Tab. 2.1 Matrizengleichungen für gegengekoppelte Vierpole.

Gegenkopplung	Blockschaltbild	Matrizengleichung
Serie-Serie		$Z_{1,2} = Z_1 + Z_2$ (2.11)
Parallel-Serie		$G_{1,2} = G_1 + G_2$ $(H_{1,2}^{-1} = H_1^{-1} + H_2^{-1})$ (2.12)
Serie-Parallel		$H_{1,2} = H_1 + H_2$ (2.13)
Parallel-Parallel		$Y_{1,2} = Y_1 + Y_2$ (2.14)

Der Name der Gegenkopplung besagt immer zuerst wie der Eingang gekoppelt ist und nachher wie der Ausgang gekoppelt ist.

Je nach Beschaffenheit der Einzelvierpole ist es möglich, dass die Matrizengleichungen aus Tab. 2.1 nicht angewandt werden dürfen. Mit Hilfe geeigneter Umformungen können aber in solchen Fällen die Einzelvierpole in eine Struktur gebracht werden, damit die Matrizengleichungen angewandt werden können.

2.4.1 Restriktionen zur Berechnung der Gegenkopplung mit Matrizen

Diese einfachen Matrizengleichungen für Gegenkopplungen aus Tab. 2.1 gelten nur, wenn gewisse Bedingungen erfüllt sind. Ein systematischer Test zur Überprüfung der Zusammenschaltung auf Anwendbarkeit der Matrizengleichungen wurde von E. A. Guillemin² zusammengestellt.

2.4.1.1 Parallelschaltung

Die Zulässigkeit für eine Parallelschaltung wird dadurch überprüft, dass man die Ausgänge separat kurzschliesst:

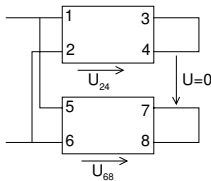


Bild 2-5: Prüfkriterien für eine Parallel-Zusammenschaltung nach Tab. 2.1.

Zur Anwendbarkeit der Matrizengleichungen müssen die Bedingungen $U_{24}=U_{68}$ oder $U=0$ erfüllt sein.

Für die Parallelschaltung müssen beide Bedingungen $U_{24}=U_{68}$ oder $U=0$ erfüllt sein, sonst können die Matrizengleichungen nach Tab. 2.1 nicht benutzt werden.

Selbstverständlich müssen die Bedingungen auch erfüllt sein, wenn die Ein- und Ausgänge vertauscht werden.

2.4.1.2 Serieschaltung

Analog ist das Vorgehen für eine Serieschaltung, nur dass Ausgänge offen gelassen werden:

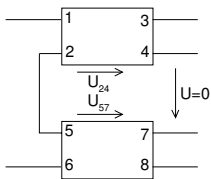


Bild 2-6: Prüfkriterien für eine Serie-Zusammenschaltung nach Tab. 2.1.

Zur Anwendbarkeit der Matrizengleichungen müssen die Bedingungen $U_{24}=U_{57}$ oder $U=0$ erfüllt sein.

Auch hier gilt analog für die Anwendbarkeit der Matrizengleichungen in Tab. 2.1: $U_{24}=U_{57}$ oder $U=0$. Ebenso müssen die Bedingungen auch erfüllt sein, wenn die Ein- und Ausgänge vertauscht werden.

2.4.1.3 Serie Parallelschaltung, Parallel-Serieschaltung

Das Vorgehen wird an einer Serie-Parallelschaltung gezeigt. Für die Parallel-Serieschaltung erfolgt das Vorgehen genau gleich, nur dass die Ein- und Ausgänge vertauscht sind.

Die Überprüfung des seriegelichteten Endes muss den Kriterien in Bild a.) $U_{24}=U_{67}$, daraus folgend $U=0$, genügen. Das parallelgeschaltete Ende wird nach Bild b.) untersucht und es muss gelten $U_{24}=U_{67}$ oder $U=0$.

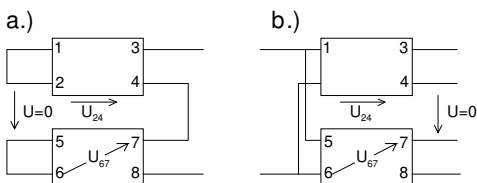


Bild 2-7: Prüfkriterien für Serie-Parallel-Zusammenschaltung nach Tab. 2.1.

a.) Serie-Parallelschaltung
b.) Parallel-Serieschaltung.

Auch hier müssen wiederum **beide** Kriterien erfüllt sein, damit die Matrizengleichungen in Tab. 2.1 zur Berechnung der Zusammenschaltung verwendet werden können.

² E.A. Guillemin, "Communication Networks", Vol II, John Wiley, 1935

Wir zeigen nachfolgend ein Netzwerk, bei der die Zulässigkeit für die Matrizingleichungen nach Tab. 2.1 nicht gegeben ist.

Das nachfolgende Netzwerk ist für eine Berechnung mit der Matrizenmethode nicht zulässig, da offensichtlich $U_{24} \neq U_{68}$ wenn die Anschlüsse auf der rechten Seite separat kurzgeschlossen werden.

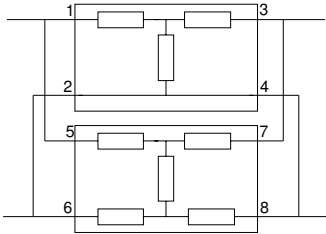


Bild 2-8: Unzulässiges Netzwerk für eine Zusammenschaltung nach Tab. 2.1.

Beispiel 2-2: Unzulässiges PP-Gegenkopplungsnetzwerk für Matrizenrechnung.

Unzulässige Netzwerke entstehen immer, wenn symmetrisch und unsymmetrisch aufgebaute Vierpole zusammenschaltet werden. Das Problem kann aber durch eine Transformation eines Vierpoles in eine äquivalente Form gelöst werden. Man verschiebt die Widerstände im Pfad 6,8 nach oben in Serie zum Pfad 5,7. Man erhält nun ein Netzwerk das problemlos mit der Gleichung (2.14) berechnet werden kann.

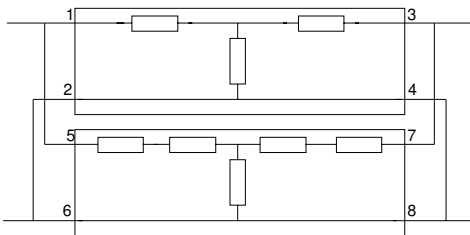


Bild 2-9: Zulässiges Netzwerk für eine Zusammenschaltung nach Tab. 2.1.

Geändertes Netzwerk nach Bild 2-8, so das die Kriterien erfüllt sind.

2.4.1.4 Problemlose Fälle

Aus den vorher aufgeführten Kriterien können Regeln für eine problemlose Zusammenschaltung abgeleitet werden. Man beschränkt sich hierbei auf erdunsymmetrische Vierpole, d.h. ein Pfad im Vierpol ist immer durchverbunden.

Für die vier Gegenkopplungen folgt daher:

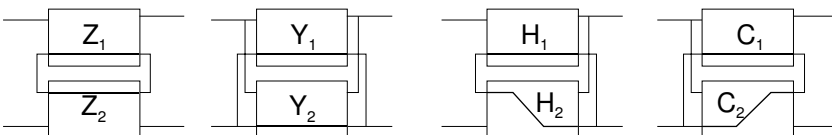


Bild 2-10: Problemlose Fälle zur Zusammenschaltung nach Tab. 2.1.

Sind die Vierpole an den entsprechenden Klemmen durchverbunden, sind zwangsläufig die Zusammenschaltungskriterien erfüllt.

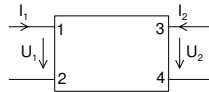
Die Verkettung von Vierpolen ist in jedem Fall problemlos und bedarf daher keiner weiteren Betrachtung.

2.5 Definition der A-, H-, Y-, Z-Parameter

Müssen die Parameter eines Vierpoles bestimmt werden, bedient man sich der Definitionsgleichungen. Sie beschreiben die formale Definition der einzelnen Matrizenelemente mit den Randbedingungen. Die Randbedingungen besagen, welche Anschlüsse des Vierpoles offen zu lassen, oder kurz zu schliessen sind.

Tab. 2.2 Definition der A-, H-, Y- und Z-Parameter.

$A=$	$\begin{pmatrix} \left. \begin{matrix} U_1 \\ U_2 \end{matrix} \right _{3,4 \text{ offen}} & \left. \begin{matrix} U_1 \\ -I_2 \end{matrix} \right _{3,4 \text{ kurz}} \\ \left. \begin{matrix} I_1 \\ U_2 \end{matrix} \right _{3,4 \text{ offen}} & \left. \begin{matrix} I_1 \\ -I_2 \end{matrix} \right _{3,4 \text{ kurz}} \end{pmatrix}$
$H=$	$\begin{pmatrix} \left. \begin{matrix} U_1 \\ I_1 \end{matrix} \right _{3,4 \text{ kurz}} & \left. \begin{matrix} U_1 \\ U_2 \end{matrix} \right _{1,2 \text{ offen}} \\ \left. \begin{matrix} I_2 \\ I_1 \end{matrix} \right _{3,4 \text{ kurz}} & \left. \begin{matrix} I_2 \\ U_2 \end{matrix} \right _{1,2 \text{ offen}} \end{pmatrix}$
$Y=$	$\begin{pmatrix} \left. \begin{matrix} I_1 \\ U_1 \end{matrix} \right _{3,4 \text{ kurz}} & \left. \begin{matrix} I_1 \\ U_2 \end{matrix} \right _{1,2 \text{ kurz}} \\ \left. \begin{matrix} I_2 \\ U_1 \end{matrix} \right _{3,4 \text{ kurz}} & \left. \begin{matrix} I_2 \\ U_2 \end{matrix} \right _{1,2 \text{ kurz}} \end{pmatrix}$
$Z=$	$\begin{pmatrix} \left. \begin{matrix} U_1 \\ I_1 \end{matrix} \right _{3,4 \text{ offen}} & \left. \begin{matrix} U_1 \\ I_2 \end{matrix} \right _{1,2 \text{ offen}} \\ \left. \begin{matrix} U_2 \\ I_1 \end{matrix} \right _{3,4 \text{ offen}} & \left. \begin{matrix} U_2 \\ I_2 \end{matrix} \right _{1,2 \text{ offen}} \end{pmatrix}$



(2.15)

(2.16)

(2.17)

(2.18)

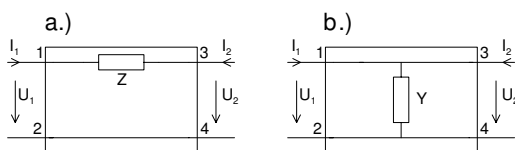
Die einzelnen Grössen werden durch Analyse der Schaltung oder Messung bestimmt. Bei Messungen wechselstrommässiger Grössen gelten die Parameter natürlich nur für die Bezugsfrequenz bei der die Messung erfolgte.

2.5.1 Beispiele zur Herleitung von Vierpol-Parameter

Beim analytischen Ansatz werden die Parameter aus den zum Vierpol zugehörigen Knoten-/Maschengleichungen bestimmt. Je nach der Art der benötigten Parameter werden dann die Gleichungen umgeformt bis sie der Struktur einer der Gleichungen (2.5)..(2.9) entsprechen.

Elementarvierpole

Die wohl elementarsten Vierpole sind in Bild a.) b.) gezeigt:



Die Eingangsspannung, der Eingangsstrom und die Transfermatrix werden nach Gl. (2.5):

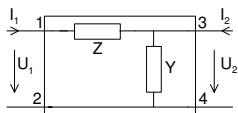
$$\begin{aligned} U_1 &= U_2 - ZI_2 \\ I_1 &= -I_2 \end{aligned} \quad \begin{pmatrix} U_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_2 \\ -I_2 \end{pmatrix} \Rightarrow A_1 = \begin{pmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

Dito für Vierpol b.):

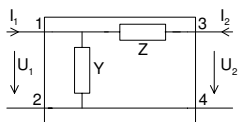
$$\begin{aligned} U_1 &= U_2 \\ I_1 &= YU_2 - I_2 \end{aligned} \quad \begin{pmatrix} U_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ Y & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_2 \\ -I_2 \end{pmatrix} \Rightarrow \mathbf{A}_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ Y & 1 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Kombinationen

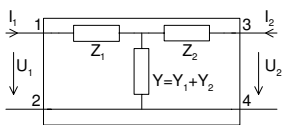
Werden nun beide Vierpole kaskadiert, erhalten wir für den Fall, dass A_1, A_2 miteinander verkettet werden die Transfermatrix:

$$\mathbf{A}_{K1} = \mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{A}_2 = \begin{pmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ Y & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+YZ & Z \\ Y & 1 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$


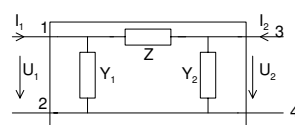
Der Fall, dass in umgekehrter Reihenfolge A_2, A_1 miteinander verkettet werden, ergibt die Transfermatrix:

$$\mathbf{A}_{K2} = \mathbf{A}_2 \cdot \mathbf{A}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ Y & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & Z \\ Y & 1+YZ \end{pmatrix} \quad (2.22)$$


Wir haben nun je ein Π - und ein T-Halbglied erhalten. Das vollständige T-Glied erhalten wir durch Kaskadieren zweier Halbglieder aus (2.21) und (2.22). Wir notieren für die einzelnen Komponenten Indizes.

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{\Pi} &= \mathbf{A}_{K1} \cdot \mathbf{A}_{K2} = \begin{pmatrix} 1+Y_1Z_1 & Z_1 \\ Y_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & Z_2 \\ Y_2 & 1+Y_2Z_2 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1+Y(Z_1+Z_2) & Z_1+Z_2+YZ_1Z_2 \\ Y & 1+Y(Z_1+Z_2) \end{pmatrix} \quad (Y:=Y_1+Y_2) \end{aligned} \quad (2.23)$$


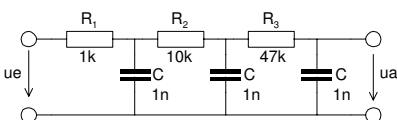
Das Π -Glied wird analog durch Kaskadieren der Transfermatrizen (2.22) und (2.21):

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{\Pi} &= \mathbf{A}_{K2} \cdot \mathbf{A}_{K1} = \begin{pmatrix} 1 & Z_2 \\ Y_2 & 1+Y_2Z_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1+Y_1Z_1 & Z_1 \\ Y_1 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1+Y_1Z & Z \\ Y_2+Y_1(1+Y_2Z) & 1+Z(Y_1+Y_2) \end{pmatrix} \quad (Z:=Z_1+Z_2) \end{aligned} \quad (2.24)$$


Beispiel 2-3: Bestimmung der Transfermatrix eines Tiefpasses 3. Ordnung

Von der gegebenen Schaltung ist formal mittels geeigneter Kaskadierung von Einzelvierpolen die Transfermatrix herzuleiten. Zeigen Sie nachher den Amplitudengang im Frequenzbereich

10Hz..100kHz grafisch, wenn für das unbelastete Netzwerk gilt $\frac{u_a}{u_e} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{1}{A_{11}}$.



Lösung

Prinzipiell ist die Aufteilung in Teilvierpole auf verschiedene Arten möglich. Wir wählen eine dreifache Kaskadierung von halben Π -Gliedern nach Gl. (2.21). Wir erhalten den Ansatz:

$$A = A_1 \cdot A_2 \cdot A_3 = \begin{pmatrix} 1+sCR_1 & R_1 \\ sC & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1+sCR_2 & R_2 \\ sC & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1+sCR_3 & R_3 \\ sC & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} 1+sC(3R_1+2R_2+R_3)+s^2C^2(2R_1R_2+2R_1R_3+2R_2R_2)+s^3R_1R_2R_3C^3 & R_1+R_2+R_3+sC(R_1R_2+R_1R_3+R_2R_3)+s^2C^2R_1R_2R_3 \\ 3sC+2s^2C^2(R_2+R_3)+s^3C^3R_2R_3 & 1+sC(R_2+2R_3)+s^2C^2R_2R_3 \end{pmatrix}$$

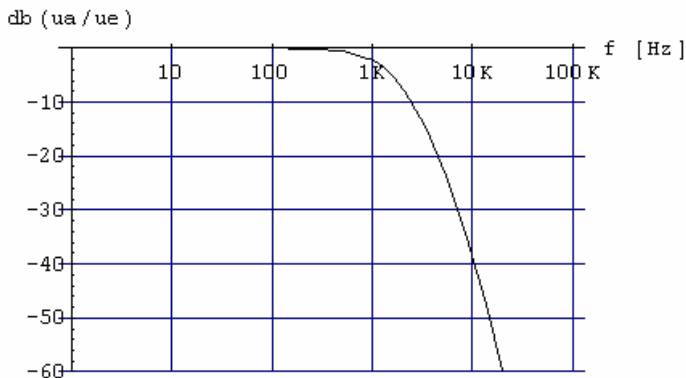
Den Frequenzgang erhalten wir direkt aus der Transfermatrix A:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{u_a}{u_e} = \frac{1}{A} = \frac{1}{1+sC(3R_1+2R_2+R_3)+s^2C^2(2R_1R_2+2R_1R_3+2R_2R_2)+s^3R_1R_2R_3C^3}$$

Mit: $s = \sigma + j\omega$

$$F(\omega) = \frac{1}{1 - \omega^2 C^2 (2R_1R_2 + 2R_1R_3 + 2R_2R_2) + j\omega [C(3R_1 + 2R_2 + R_3) - R_1R_2R_3C^3]}$$

Der Betrag des komplexen Frequenzganges wird dann:

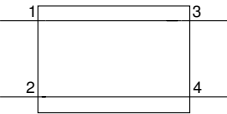
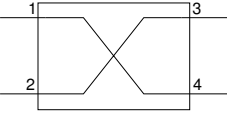
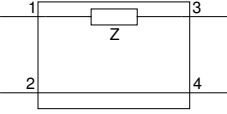
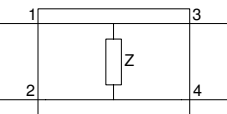


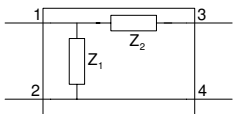
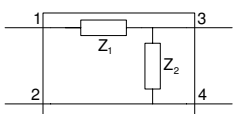
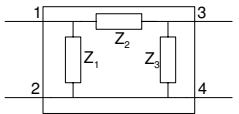
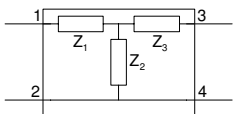
2.6 Vierpol-Parameter passiver Vierpole

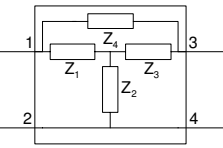
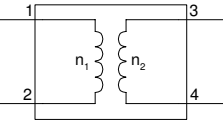
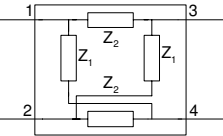
Die nachfolgende Tabelle zeigt eine Zusammenstellung der wichtigsten passiven Vierpole in Parameterform, so dass sie direkt in Berechnungen übernommen werden können. Matrizen für andere Vierpole können durch geeignetes Zusammenschalten entwickelt werden.

Die Benutzung des tabellierten Materials erspart viel Zeit, da die Herleitung mit Kirchhoffschen Sätzen enorm zeit- und rechenaufwändig ist.

Tab. 2.3: Vierpol-Parameter gängiger passiver Vierpole.

Verbindung	A	G	H
	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$
	Y	Z	
	existiert nicht	existiert nicht	
Kreuzung	A	G	H
	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$
	Y	Z	
	existiert nicht	existiert nicht	
Längswiderstand	A	G	H
	$\begin{pmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & Z \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} Z & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$
	Y	Z	
	$\begin{pmatrix} 1 & -1 \\ \frac{1}{Z} & \frac{1}{Z} \\ -1 & 1 \\ \frac{1}{Z} & \frac{1}{Z} \end{pmatrix}$	existiert nicht	
Querwiderstand	A	G	H
	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{Z} & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{Z} & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & \frac{1}{Z} \end{pmatrix}$
	Y	Z	
	existiert nicht	$\begin{pmatrix} Z & Z \\ Z & Z \end{pmatrix}$	

<p>Γ-Glied 1</p> 	<p>A</p> $\begin{pmatrix} 1 & Z_2 \\ \frac{1}{Z_1} & 1 + \frac{Z_2}{Z_1} \end{pmatrix}$ <p>Y</p> $\begin{pmatrix} \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} & -\frac{1}{Z_2} \\ -\frac{1}{Z_2} & \frac{1}{Z_2} \end{pmatrix}$	<p>G</p> $\begin{pmatrix} \frac{1}{Z_1} & -1 \\ 1 & Z_1 + Z_2 \end{pmatrix}$ <p>Z</p> $\begin{pmatrix} Z_1 & Z_1 \\ Z_1 & Z_1 + Z_2 \end{pmatrix}$	<p>H</p> $\begin{pmatrix} \frac{Z_1 \cdot Z_2}{Z_1 + Z_2} & \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2} \\ -\frac{Z_1}{Z_1 + Z_2} & \frac{1}{Z_1 + Z_2} \end{pmatrix}$
<p>Γ-Glied 2</p> 	<p>A</p> $\begin{pmatrix} 1 + \frac{Z_1}{Z_2} & Z_1 \\ \frac{1}{Z_2} & 1 \end{pmatrix}$ <p>Y</p> $\begin{pmatrix} \frac{1}{Z_1} & -\frac{1}{Z_1} \\ -\frac{1}{Z_1} & \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \end{pmatrix}$	<p>G</p> $\begin{pmatrix} 1 & -Z_2 \\ \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2} & \frac{Z_1 \cdot Z_2}{Z_1 + Z_2} \end{pmatrix}$ <p>Z</p> $\begin{pmatrix} Z_1 + Z_2 & Z_2 \\ Z_2 & Z_2 \end{pmatrix}$	<p>H</p> $\begin{pmatrix} Z_1 & 1 \\ -1 & \frac{1}{Z_2} \end{pmatrix}$
<p>Π-Glied</p> 	<p>A</p> $\begin{pmatrix} 1 + \frac{Z_2}{Z_3} & Z_2 \\ \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_3} + \frac{Z_2}{Z_1 \cdot Z_3} & 1 + \frac{Z_2}{Z_1} \end{pmatrix}$ <p>Y</p> $\begin{pmatrix} \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} & -\frac{1}{Z_2} \\ -\frac{1}{Z_2} & \frac{1}{Z_2} + \frac{1}{Z_3} \end{pmatrix}$	<p>G</p> $\begin{pmatrix} \frac{Z_1 + Z_2 + Z_3}{Z_1(Z_2 + Z_3)} & \frac{-Z_3}{Z_2 + Z_3} \\ \frac{Z_2}{Z_2 + Z_3} & \frac{Z_2 \cdot Z_3}{Z_2 + Z_3} \end{pmatrix}$ <p>Z</p> $\begin{pmatrix} \frac{Z_1(Z_2 + Z_3)}{Z_1 + Z_2 + Z_3} & \frac{Z_1 Z_3}{Z_1 + Z_2 + Z_3} \\ \frac{Z_1 Z_3}{Z_1 + Z_2 + Z_3} & \frac{Z_3(Z_1 + Z_2)}{Z_1 + Z_2 + Z_3} \end{pmatrix}$	<p>H</p> $\begin{pmatrix} \frac{Z_1 \cdot Z_2}{Z_1 + Z_2} & \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2} \\ -\frac{Z_1}{Z_1 + Z_2} & \frac{Z_1 + Z_2 + Z_3}{Z_3(Z_1 + Z_2)} \end{pmatrix}$
<p>T-Glied</p>  <p>$N = Z_1 Z_2 + Z_2 Z_3 + Z_1 Z_3$</p>	<p>A</p> $\begin{pmatrix} 1 + \frac{Z_1}{Z_2} & Z_1 + Z_3 + \frac{Z_1 \cdot Z_3}{Z_2} \\ \frac{1}{Z_2} & 1 + \frac{Z_3}{Z_2} \end{pmatrix}$ <p>Y</p> $\begin{pmatrix} \frac{Z_2 + Z_3}{N} & \frac{-Z_2}{N} \\ -\frac{Z_2}{N} & \frac{Z_1 + Z_2}{N} \end{pmatrix}$	<p>G</p> $\begin{pmatrix} \frac{1}{Z_1 + Z_2} & \frac{-Z_2}{Z_1 + Z_2} \\ \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} & Z_3 + \frac{Z_1 \cdot Z_2}{Z_1 + Z_2} \end{pmatrix}$ <p>Z</p> $\begin{pmatrix} Z_1 + Z_2 & Z_2 \\ Z_2 & Z_2 + Z_3 \end{pmatrix}$	<p>H</p> $\begin{pmatrix} \frac{N}{Z_2 + Z_3} & \frac{Z_2}{Z_2 + Z_3} \\ -\frac{Z_2}{Z_2 + Z_3} & \frac{1}{Z_2 + Z_3} \end{pmatrix}$

Überbrücktes T-Glied	A	G	H
 <p> $M = Z_1 + Z_3 + Z_4$ $N = Z_1 Z_2 + Z_1 Z_3 + Z_2 Z_3$ $P = M \cdot Z_2 + Z_1 Z_3 + Z_1 Z_4$ $Q = M \cdot Z_2 + Z_1 Z_3 + Z_3 Z_4$ </p>	$\begin{pmatrix} \frac{P}{M \cdot Z_2 + Z_1 Z_3} & \frac{N \cdot Z_4}{M \cdot Z_2 + Z_1 Z_3} \\ \frac{M}{M \cdot Z_2 + Z_1 Z_3} & \frac{Q}{M \cdot Z_2 + Z_1 Z_3} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{M}{P} & -\frac{M \cdot Z_2 + Z_1 Z_3}{P} \\ \frac{M \cdot Z_2 + Z_1 Z_3}{P} & \frac{N \cdot Z_4}{P} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{N \cdot Z_4}{Q} & \frac{M \cdot Z_2 + Z_1 Z_3}{Q} \\ -\frac{M \cdot Z_2 + Z_1 Z_3}{Q} & \frac{M}{Q} \end{pmatrix}$
	Y	Z	
	$\begin{pmatrix} \frac{Z_2 + Z_3}{N} + \frac{1}{Z_4} & -\frac{Z_2}{N} - \frac{1}{Z_4} \\ -\frac{Z_2}{N} - \frac{1}{Z_4} & \frac{Z_1 + Z_2}{N} + \frac{1}{Z_4} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{(Z_1 + Z_2)Z_4 + N}{M} & \frac{Z_2 Z_4 + N}{M} \\ \frac{Z_2 Z_4 + N}{M} & \frac{(Z_2 + Z_3)Z_4 + N}{M} \end{pmatrix}$	
Idealer Transformator	A	G	H
	$\begin{pmatrix} n_1 & 0 \\ n_2 & 0 \\ 0 & n_2 \\ 0 & n_1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & -n_2 \\ n_2 & 0 \\ \frac{n_2}{n_1} & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & n_1 \\ -n_1 & 0 \\ n_2 & 0 \\ 0 & n_2 \end{pmatrix}$
	Y	Z	
	existiert nicht	existiert nicht	
Symmetrische Brücke	A	G	H
	$\begin{pmatrix} \frac{Z_1 + Z_2}{Z_1 - Z_2} & \frac{2Z_1 \cdot Z_2}{Z_1 - Z_2} \\ \frac{2}{Z_1 - Z_2} & \frac{Z_1 + Z_2}{Z_1 - Z_2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{2}{Z_1 + Z_2} & \frac{-Z_1 + Z_2}{Z_1 + Z_2} \\ \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} & \frac{2Z_1 \cdot Z_2}{Z_1 + Z_2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{2Z_1 \cdot Z_2}{Z_1 + Z_2} & \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \\ \frac{-Z_1 + Z_2}{Z_1 + Z_2} & \frac{2}{Z_1 + Z_2} \end{pmatrix}$
	Y	Z	
	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{Z_1} - \frac{1}{Z_2} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{1}{Z_1} - \frac{1}{Z_2} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \right) \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2}(Z_1 + Z_2) & \frac{1}{2}(Z_1 - Z_2) \\ \frac{1}{2}(Z_1 - Z_2) & \frac{1}{2}(Z_1 + Z_2) \end{pmatrix}$	

2.7 Betriebskenngrößen

Die Betriebskenngrößen, auch Betriebsparameter genannt, eines Vierpoles beschreiben dessen Übertragungseigenschaften im Vorwärts- und im Rückwärtsbetrieb. Die Betriebskennwerte umfassen die Größen:

- Ausgangsleitwert, Ausgangswiderstand
- Eingangsleitwert, Eingangswiderstand
- Spannungsverstärkung
- Stromverstärkung
- Transimpedanz

2.7.1 Vorwärtsbetrieb

Vorwärtsbetrieb heisst, der Signalfluss erfolgt von der Quelle an die Klemmen 1,2 in den Vierpol und wird an den Klemmen 3,4 an die Last abgegeben. Die Quelle wird als reale Stromquelle I_G mit Innenwiderstand Y_G dargestellt. Die Last wird durch den Leitwert Y_L verkörpert:

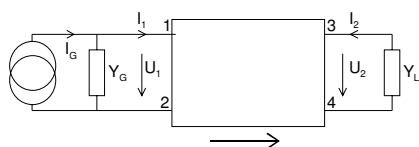


Bild 2-11: Vierpol im Vorwärtsbetrieb.

Der Signalfluss erfolgt von den Klemmen 1,2 zu den Klemmen 3,4.

Die Betriebskenngrößen für den Vorwärtsbetrieb sind wie folgt definiert:

Tab. 2.4 Betriebskenngrößen für den Vorwärtsbetrieb.

Eingangswiderstand:	$Z_{in} = \frac{U_1}{I_1}$	(2.25)
---------------------	----------------------------	--------

Eingangsleitwert:	$Y_{in} = \frac{I_1}{U_1}$	(2.26)
-------------------	----------------------------	--------

Spannungsverstärkung vorwärts:	$v_{uf} = \frac{U_2}{U_1} = Y_{in} \cdot Z_{tf}$	(2.27)
--------------------------------	--	--------

Stromverstärkung vorwärts:	$v_{if} = \frac{I_2}{I_1} = Z_{in} \cdot Y_{tf}$	(2.28)
----------------------------	--	--------

Transimpedanz vorwärts:	$Z_{tf} = \frac{U_2}{I_1}$	(2.29)
-------------------------	----------------------------	--------

Transadmittanz vorwärts:	$Y_{tf} = \frac{I_2}{U_1}$	(2.30)
--------------------------	----------------------------	--------

2.7.2 Rückwärtsbetrieb

Beim Rückwärtsbetrieb erfolgt der Signalfluss von der Quelle an die Klemmen 3,4 in den Vierpol und wird an den Klemmen 1,2 an die Last abgegeben. Die Größen für den Rückwärtsbetrieb werden vor allem dazu benutzt um Rückwirkungseffekte zu beschreiben. In der Praxis ist immer eine Rückwirkung vom Ausgang auf den Eingang festzustellen. Auch wenn diese Einflüsse oft vernachlässigbar sind, müssen sie dennoch beschrieben werden.

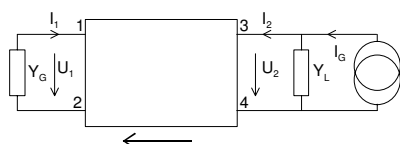


Bild 2-12: Vierpol im Rückwärtsbetrieb..

Der Signalfluss erfolgt von den Klemmen 3,4 zu den Klemmen 1,2.

Wird in einer Rechnung die Rückwirkung vernachlässigt, spricht man von einer *unilateralen* Betrachtung. In der Tat hat in vielen die Rückwirkung einen so kleinen Einfluss, dass sie vernachlässigbar ist.

Die Betriebskenngrößen für den Rückwärtsbetrieb sind wie folgt definiert:

Tab. 2.5 Betriebskenngrößen für den Rückwärtsbetrieb.

Ausgangswiderstand:	$Z_{out} = \frac{U_2}{I_2}$	(2.31)
Ausgangsleitwert:	$Y_{out} = \frac{I_2}{U_2}$	(2.32)
Spannungsverstärkung rückwärts:	$v_{ur} = \frac{U_1}{U_2} = Y_{out} \cdot Z_{tr}$	(2.33)
Stromverstärkung rückwärts:	$v_{ir} = \frac{I_1}{I_2} = Z_{out} \cdot Y_{tr}$	(2.34)
Transimpedanz rückwärts:	$Z_{tr} = \frac{U_1}{I_2}$	(2.35)
Transadmittanz rückwärts:	$Y_{tr} = \frac{I_1}{U_2}$	(2.36)

2.8 Kenngrößen beschalteter Vierpole

Im Regelfall werden Vierpole von einer realen Quelle mit Innenwiderstand angesteuert und geben das Signal an den Ausgangsklemmen an einen Lastwiderstand ab. Die Betriebskenngrößen für den belasteten Vierpol lassen sich einfach bestimmen. Wir führen die Kenngrößenbestimmung exemplarisch für die H-Parameter durch, da diese für uns besondere Bedeutung für die Dimensionierung von Verstärkerschaltungen haben.

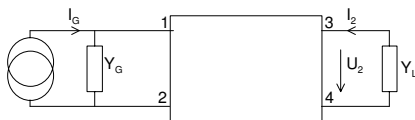


Bild 2-13: **Allgemeiner Fall des beschalteten Vierpols.**

Die Ansteuerung erfolgt mit einer realen Quelle I_G, Y_G . Die Last wird durch den Leitwert Y_L verkörpert.

Die Gleichungen für den Vierpol lauten nach Gl. (2.7):

$$U_1 = H_{11} \cdot I_1 + H_{12} \cdot U_2 \quad (2.37)$$

$$I_2 = H_{21} \cdot I_1 + H_{22} \cdot U_2 \quad (2.38)$$

Für die Last als Zweipol gilt:

$$I_2 = -Y_L \cdot U_2 \quad (2.39)$$

Eingangswiderstand

Der Eingangswiderstand wird in einem ersten Schritt durch Gleichsetzen von Gl. (2.38) und (2.39):

$$\begin{aligned}
 -Y_L \cdot U_2 &= H_{21} \cdot I_1 + H_{22} \cdot U_2 && \rightarrow -(Y_L + H_{22})U_2 = H_{21} \cdot I_1 \\
 U_2 &= -\frac{H_{21}}{Y_L + H_{22}} I_1
 \end{aligned} \tag{2.40}$$

Anschliessendes Einsetzen von U_2 in Gl. (2.37) ergibt sich mit wenig Umformen der Eingangswiderstand Z_{in} :

$$\begin{aligned}
 U_1 &= H_{11} \cdot I_1 - H_{12} \frac{H_{21}}{Y_L + H_{22}} I_1 = I_1 \left(H_{11} - \frac{H_{12} H_{21}}{Y_L + H_{22}} \right) \\
 Z_{in} &= \frac{U_1}{I_1} = \frac{H_{11} Y_L + \det H}{Y_L + H_{22}}
 \end{aligned} \tag{2.41}$$

Eingangsleitwert

Der Eingangsleitwert ist per Definition ist der Kehrwert des Eingangswiderstandes:

$$Y_{in} = \frac{I_1}{U_1} = \frac{1}{Z_{in}} = \frac{Y_L + H_{22}}{H_{11} Y_L + \det H} \tag{2.42}$$

Ausgangswiderstand

Da wir hier den Rückwärtsbetrieb untersuchen ist der Quellenleitwert Y_G die aktive Last. Für den Zweipol Y_G gilt offensichtlich die Beziehung:

$$-I_1 = U_1 Y_G \quad \rightarrow U_1 = \frac{-I_1}{Y_G} \tag{2.43}$$

Wir setzen Gl. (2.43) mit (2.37) gleich, lösen nach I_1 auf und setzen in Gl. (2.38) ein und vereinfachen:

$$\frac{-I_1}{Y_G} = H_{11} \cdot I_1 + H_{12} \cdot U_2 \quad \rightarrow I_1 = -U_2 \frac{H_{12} Y_G}{1 + H_{11} Y_G} \tag{2.44}$$

$$I_2 = -H_{21} \frac{H_{12} Y_G}{1 + H_{11} Y_G} + H_{22} U_2$$

$$Z_{out} = \frac{U_2}{I_2} = \frac{1 + H_{11} Y_G}{Y_G \det H + H_{22}} \tag{2.45}$$

Ausgangsleitwert

Als Kehrwert des Ausgangswiderstandes wird der Leitwert:

$$Y_{out} = \frac{I_2}{U_2} = \frac{1}{Z_{out}} = \frac{Y_G \det H + H_{22}}{1 + H_{11} Y_G} \tag{2.46}$$

Spannungsverstärkung (vorwärts)

Zur Bestimmung der Stromverstärkung im Vorwärtsbetrieb setzen wir Gl. (2.39) mit (2.38) gleich und lösen nach I_1 auf:

$$-Y_L \cdot U_2 = H_{21} \cdot I_1 + H_{22} \cdot U_2 \quad \rightarrow I_1 = -U_2 \frac{Y_L + H_{22}}{H_{21}} \quad (2.47)$$

Wir setzen Gl. (2.47) nun in Gl. (2.37) ein und lösen nach $\frac{U_2}{U_1}$ auf:

$$U_1 = -U_2 \frac{Y_L + H_{22}}{H_{21}} H_{11} + H_{12} \cdot U_2 \quad \rightarrow v_{uf} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{-H_{21}}{H_{11} Y_L + \det H} \quad (2.48)$$

Stromverstärkung (vorwärts)

Die Spannung U_2 ist gemäss Gl.(2.40). Wir setzen U_2 direkt in Gl. (2.38) ein und lösen nach $\frac{I_2}{I_1}$ auf:

$$I_2 = H_{21} I_1 - H_{22} \frac{H_{21}}{Y_L + H_{22}} I_1 \quad \rightarrow \frac{I_2}{I_1} = \frac{H_{21} Y_L}{H_{22} + Y_L} \quad (2.49)$$

Transimpedanz (vorwärts)

Aus Gl. (2.40) folgt direkt durch Umformen:

$$Z_{if} = \frac{U_2}{I_1} = \frac{-H_{21}}{H_{22} + Y_L} \quad (2.50)$$

Die restlich verbleibenden Grössen Z_{ir} , v_{ur} , v_{ir} werden in analoger Vorgehensweise bestimmt.

2.8.1 Tabellarische Auflistung der Betriebskenngrößen

Vorwärtsbetrieb

Tab. 2.6: Betriebskenngrößen beschalteter Vierpole.

	A	C(H⁻¹)	H	Y	Z
Y_{in}	$\frac{A_{21} + A_{22}Y_L}{A_{11} + A_{12}Y_L}$	$\frac{C_{11} + Y_L \det C}{1 + C_{22}Y_L}$	$\frac{H_{22} + Y_L}{H_{11}Y_L + \det H}$	$\frac{Y_{11}Y_L + \det Y}{Y_{22} + Y_L}$	$\frac{1 + Z_{22}Y_L}{Z_{11} + Y_L \det Z}$
Z_{in}	$\frac{A_{11} + A_{12}Y_L}{A_{21} + A_{22}Y_L}$	$\frac{1 + C_{22}Y_L}{C_{11} + Y_L \det C}$	$\frac{H_{11}Y_L + \det H}{H_{22} + Y_L}$	$\frac{Y_{22} + Y_L}{Y_{11}Y_L + \det Y}$	$\frac{Z_{11} + Y_L \det Z}{1 + Z_{22}Y_L}$
v_{uf}	$\frac{1}{A_{11} + A_{12}Y_L}$	$\frac{C_{21}}{1 + C_{22}Y_L}$	$\frac{-H_{21}}{H_{11}Y_L + \det H}$	$\frac{-Y_{21}}{Y_{22} + Y_L}$	$\frac{-Z_{21}}{Z_{11} + Y_L \det Z}$
v_{if}	$\frac{-Y_L}{A_{21} + A_{22}Y_L}$	$\frac{-C_{21}Y_L}{C_{11} + Y_L \det C}$	$\frac{H_{21}Y_L}{H_{22} + Y_L}$	$\frac{Y_{21}Y_L}{Y_{11}Y_L + \det Y}$	$\frac{-Z_{21}Y_L}{1 + Z_{22}Y_L}$
Z_{if}	$\frac{1}{A_{21} + A_{22}Y_L}$	$\frac{C_{21}}{C_{11} + Y_L \det C}$	$\frac{-H_{21}}{H_{22} + Y_L}$	$\frac{-Y_{21}}{Y_{11}Y_L + \det Y}$	$\frac{Z_{21}}{1 + Z_{22}Y_L}$
Y_{if}	$\frac{-Y_L}{A_{11} + A_{12}Y_L}$	$\frac{-C_{21}Y_L}{1 + C_{22}Y_L}$	$\frac{H_{21}Y_L}{H_{11}Y_L + \det H}$	$\frac{Y_{21}Y_L}{Y_{22} + Y_L}$	$\frac{-Z_{21}Y_L}{Z_{11} + Y_L \det Z}$

Rückwärtsbetrieb

	A	C(H⁻¹)	H	Y	Z
Y_{out}	$\frac{A_{21} + A_{11}Y_G}{A_{22} + A_{12}Y_G}$	$\frac{C_{11} + Y_G}{C_{22}Y_G + \det C}$	$\frac{H_{22} + Y_G \det H}{1 + H_{11}Y_G}$	$\frac{Y_{22}Y_G + \det Y}{Y_{11} + Y_G}$	$\frac{1 + Z_{11}Y_G}{Z_{22} + Y_G \det Z}$
Z_{out}	$\frac{A_{22} + A_{12}Y_G}{A_{21} + A_{11}Y_G}$	$\frac{C_{22}Y_G + \det C}{C_{11} + Y_G}$	$\frac{1 + H_{11}Y_G}{H_{22} + Y_G \det H}$	$\frac{Y_{11} + Y_G}{Y_{22}Y_G + \det Y}$	$\frac{Z_{22} + Y_G \det Z}{1 + Z_{11}Y_G}$
v_{ur}	$\frac{\det A}{A_{22} + A_{12}Y_G}$	$\frac{-C_{12}}{C_{22}Y_G + \det C}$	$\frac{H_{12}}{1 + H_{11}Y_G}$	$\frac{-Y_{12}}{Y_{11} + Y_G}$	$\frac{Z_{12}}{Z_{22} + Y_G \det Z}$
v_{ir}	$\frac{-Y_G \det A}{A_{21} + A_{11}Y_G}$	$\frac{C_{12}Y_G}{C_{11} + Y_G}$	$\frac{-H_{12}Y_G}{H_{22} + Y_G \det H}$	$\frac{Y_{12}Y_G}{Y_{22}Y_G + \det Y}$	$\frac{-Z_{12}Y_G}{1 + Z_{11}Y_G}$
Z_{ir}	$\frac{\det A}{A_{21} + A_{11}Y_G}$	$\frac{-C_{12}}{C_{11} + Y_G}$	$\frac{H_{12}}{H_{22} + Y_G \det H}$	$\frac{-Y_{12}}{Y_{22}Y_G + \det Y}$	$\frac{Z_{12}}{1 + Z_{11}Y_G}$
Y_{ir}	$\frac{-Y_G \det A}{A_{22} + A_{12}Y_G}$	$\frac{C_{12}Y_G}{C_{22}Y_G + \det C}$	$\frac{-H_{12}Y_G}{1 + H_{11}Y_G}$	$\frac{Y_{12}Y_G}{Y_{11} + Y_G}$	$\frac{-Z_{12}Y_G}{Z_{22} + Y_G \det Z}$

2.9 Spezielle Vierpole

Spezielle Vierpole sind Vierpole mit speziellen Übertragungseigenschaften. Unter Kenntnis dieser Eigenschaften können oftmals gewisse Aufgabenstellungen vereinfacht werden.

2.9.1 Symmetrische Vierpole

Symmetrische Vierpole zeigen gleiches Übertragungsverhalten im Vorwärts- und Rückwärtsbetrieb. Dies äussert sich auch dadurch, dass Ein- und Ausgangswiderstand gleich sind.

Mathematisch erkennt man die symmetrischen Vierpole, dass die Parametermatrizen eine der Bedingungen erfüllen:

$$\begin{aligned}
 A_{11} &= A_{22} \\
 \det G &= 1 \\
 \det H &= 1 \\
 Z_{11} &= Z_{22}
 \end{aligned}
 \tag{2.51}$$

In der Praxis zeigen sich symmetrische Vierpole als symmetrische T- oder Π -Glieder. Deshalb können symmetrische Vierpole auch mit einem T- oder Π -Ersatznetzwerk nach Bild 2-14 dargestellt werden.

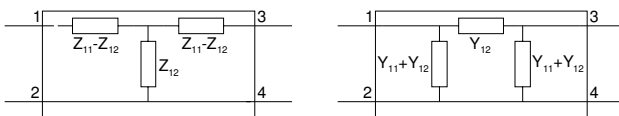


Bild 2-14: Symmetrische Vierpole. Jeder symmetrische Vierpol kann als T- oder Π -Netzwerk mit gezeigten Elementwerten beschrieben werden.

2.9.2 Übertragungssymmetrische (Umkehrbare) Vierpole

Wird mit der gleichen Stromquelle ein Vierpol im einmal Vorwärtsbetrieb und einmal im Rückwärtsbetrieb gespeist und ergeben sich in beiden Fällen dieselbe Ausgangsspannung $U_2=U_1$, so ist der Vierpol umkehrbar:

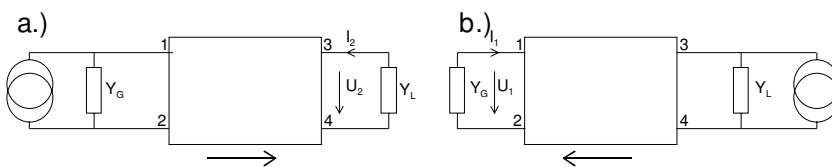


Bild 2-15: Übertragungssymmetrische Vierpole. Sie haben im Vor- und Rückwärtsbetrieb dieselben Ausgangsspannungen.

Mathematisch äussert sich die Übertragungssymmetrie in der Symmetrie der Transferkomponenten in den Parametermatrizen. So herrscht Übertragungssymmetrie wenn einer der folgende Fälle erfüllt ist:

$$\begin{aligned}
 Z_{12} &= Z_{21} \\
 H_{12} &= -H_{21} \\
 G_{12} &= -G_{21} \\
 \det A &= 1
 \end{aligned}
 \tag{2.52}$$

2.9.3 Rückwirkungsfreie (unilaterale) Vierpole

Beim rückwirkungsfreien Vierpol wird eine Änderung der Ausgangsgrösse nicht auf den Eingang übertragen. Daher ist auch kein Rückwärtsbetrieb möglich.

Wird Rückwirkungsfreiheit angenommen, vereinfachen sich in der Regel die Gleichungen erheblich. In der Praxis gibt es praktisch keine Rückwirkungsfreiheit. Oft ist sie aber so klein, dass sie vernachlässigt werden kann.

Wenn Rückwirkungsfreiheit herrscht, werden die Rückwirkungskomponenten der Parametermatrizen null:

$$Z_{12} = G_{12} = H_{12} = \det A = 0 \quad (2.53)$$

2.10 Vierpol-Ersatzschaltungen

In vielen Fällen ist es nicht sinnvoll oder möglich eine komplexe Schaltung oder Bauelement direkt mit den Einzelteilen zu modellieren. Man behilft sich mit der Darstellung eines Parameter-Ersatzschaltbildes. Es beinhaltet alle wesentlichen Grössen um das Übertragungsverhalten des Vierpols zu beschreiben.

Ein typisches Beispiel hierzu ist das H-Parametermodell für einen Transistor. Hierbei werden die einzelnen Parameter durch Messung bestimmt und so die H-Parametermatrix erstellt.

Prinzipiell kann also jeder Vierpol, dessen Parametermatrix bekannt ist, mit einem Parameterersatzschaltbild dargestellt werden, ungeachtet dessen, was der Vierpol tatsächlich beinhaltet.

Je nachdem, ob G-, H-, Y-, oder Z-Parameter verwendet werden, benutzt man ein eigenes, aber strukturell gleiches Ersatzschaltbild. Das Übertragungsverhalten wird in allen Fällen mit zwei gesteuerten Quellen modelliert:

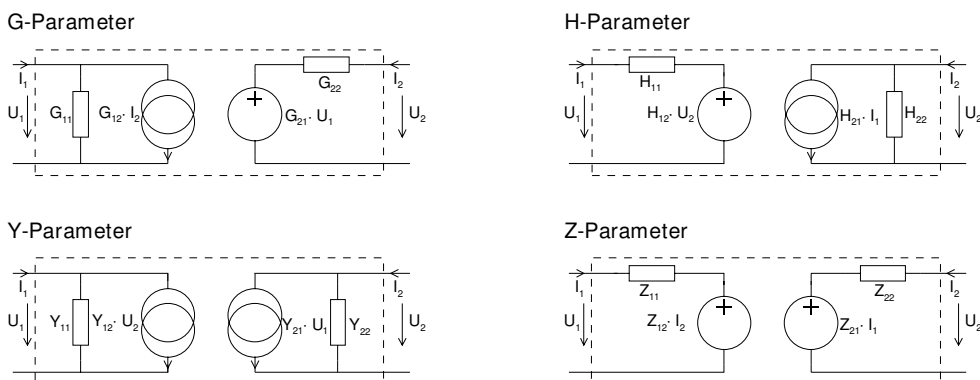


Bild 2-16: Vierpol-Ersatzschaltbilder

Jeder Vierpol, dessen Parameter bekannt sind, kann mit einem Ersatzschaltbild substituiert werden.

2.11 Aufgaben

1. Wie gross ist minimale Dämpfung des Pi-Gliedes unter Berücksichtigung der Impedanzvorgaben?

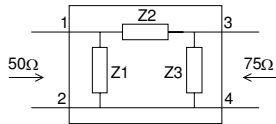
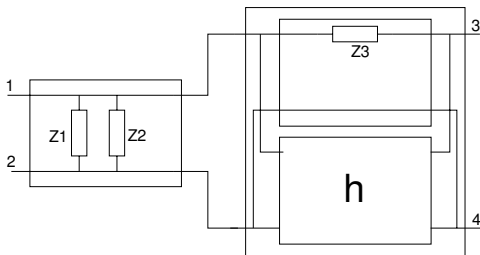


Bild 2-17: 50-75Ω Pi-Dämpfungsglied.

2. Bestimmen Sie mit Hilfe einer Netzwerk-Parameterrechnung aus der folgenden Zusammenschaltung:

- a.) die ABCD-Parametermatrix.
b.) die Eingangsimpedanz Z_{in} .



$$h = \begin{pmatrix} 4500\Omega & 2 \cdot 10^{-4} \\ 300 & 20 \cdot 10^{-6} S \end{pmatrix}$$

$$Z1 = 47k\Omega$$

$$Z2 = 18k\Omega$$

$$Z3 = 2.2k\Omega$$

Bild 2-18: Zusammenschaltung zu Aufgabe 2.

3. Zeigen Sie mit einer Matrizenrechnung oder mit einem direkten Ansatz der Definitionsgleichungen, dass für den folgenden Vierpol in Bild 2-19, dass

$$\text{gilt } Z = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} Z_1 + Z_2 & Z_1 - Z_2 \\ Z_1 - Z_2 & Z_1 + Z_2 \end{pmatrix}.$$

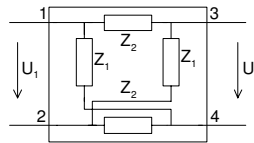
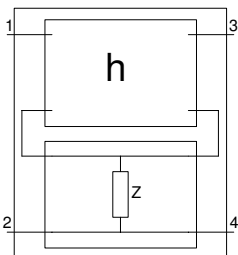


Bild 2-19: Aufgabe 3, Brückennetzwerk.

4. Bestimmen Sie mit Hilfe einer Netzwerk-Parameterrechnung die H-Parameter der folgenden Schaltung:



$$h = \begin{pmatrix} 4500\Omega & 2 \cdot 10^{-4} \\ 300 & 20 \cdot 10^{-6} S \end{pmatrix}$$

$$Z = 150\Omega$$

Bild 2-20: Zusammenschaltung zu Aufgabe 4.

5. Verkettete Vierpole:

- a.) Bestimmen Sie die ABCD-Matrix der verketteten Vierpole.
b.) Wie gross wird die Spannung U_2 wenn $U_1=1V_{ss}$ beträgt?
Hinweis: Bestimmen Sie U_2 über das v_u der Schaltung.

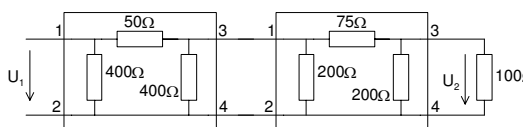


Bild 2-21: Zusammenschaltung zu Aufgabe 5.

6. Bestimmen Sie die ABCD-Parameter des folgenden Vierpoles. Brüche sind, soweit möglich, wegzuschaffen.

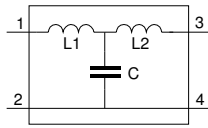


Bild 2-22: T-Netzwerk zu Aufgabe 6.

7. Π -Filter werden unter anderem für transformatorische Resonanzkreise in Sendern benutzt. Zeigen Sie:

a.) Die Impedanz ist $Z_{in} = R$, wenn $\omega L = \frac{1}{\omega C_1} = \frac{1}{\omega C_2} = R$.

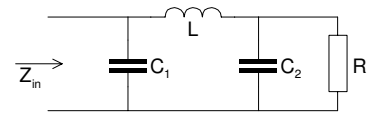


Bild 2-23: Aufgabe 7, Pi-Filter.

b.) Die Eingangsimpedanz bei $\pm 10\%$ Verschiebung von der Resonanzfrequenz.

8. Ein 75 μ s-Preemphasisnetzwerk nach Bild 2-24l wird in einem FM-Modulator verwendet. Zeigen Sie mit Hilfe einer Vierpolrechnung, dass das Netzwerk der normierten Preemphasiskurve nach Bild 2-24r genügt-

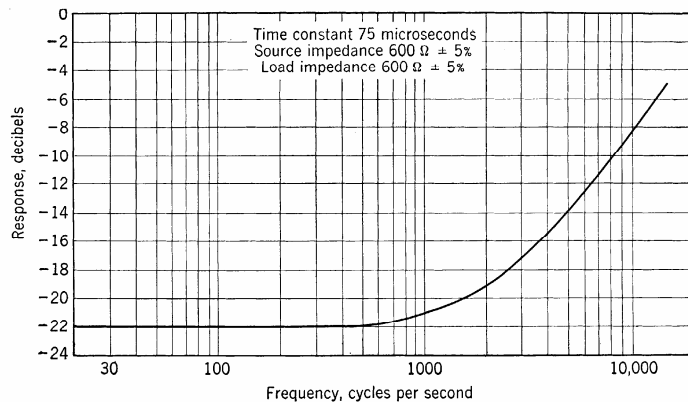
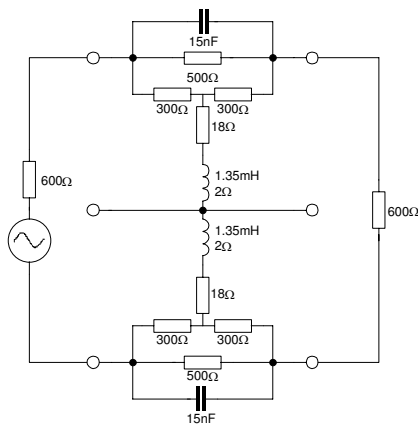


Bild 2-24: Aufgabe 8, 75 μ s Preemphasisnetzwerk.

Links.) Detailschaltbild Rechts.) Amplitudengang nach IEC.

9. Bestimmen Sie mit Hilfe eines Knoten-/Maschenansatz die ABCD-Parameter des T-Gliedes:

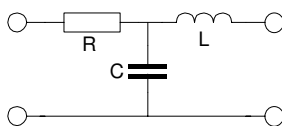


Bild 2-25: Aufgabe 9, Analyse T-Glied.

10. Bestimmen Sie für beide Vierpole in Bild 2-26:

a.) Die ABCD-Parameter.

b.) Die Parameter K, T_1, T_2 so dass das v_u ohne Last in der Form $v_u = \frac{1 + j\omega T_1}{1 + j\omega T_2} K$ notiert werden kann.

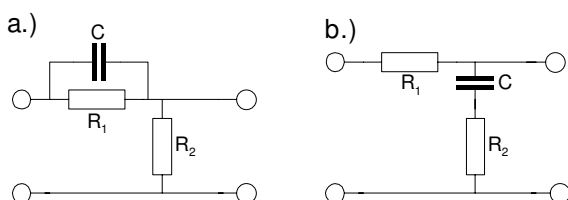


Bild 2-26: Vierpole zu Aufgabe 6.

a.) Differenzierglied
b.) Integrierglied

3 Transistoren

Transistoren sind zurzeit die wichtigsten Bauelemente der Elektronik. Sie werden zur Verstärkung von Signalen und als Schalter benutzt.

Das Wort „Transistoren“ ist eigentlich ein Sammelbegriff, für verschiedene Typen. Sie unterscheiden sich durch den internen Aufbau (Zonenfolge) und Wirkungsweise (Strom-/Spannungsteuerung):

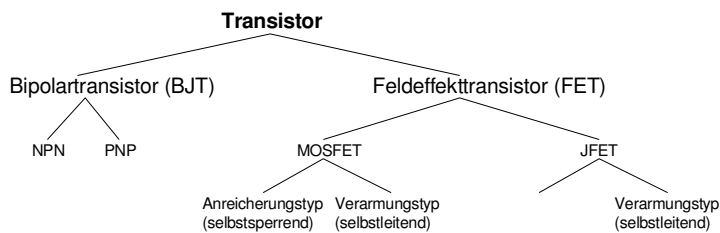


Bild 3.1: Gliederung der verschiedenen Transistorfamilien.

Bei Bipolartransistoren findet der Stromfluss im Transistor statt, indem ein Minoritätsträgerstrom einen Majoritätsträgerstrom steuert. Für den Stromfluss sind also Ladungsträger beider Polarität beteiligt, im Gegensatz zum Feldeffekttransistor (Unipolartransistor).

Die Transistoren lassen sich daher in zwei grobe Klassen aufteilen:

- Bipolartransistoren (Bipolar Junction Transistor, BJT)
- Feldeffekttransistoren (Field Effect Transistor, FET)

Beide Klassen haben ihre speziellen Eigenschaften, die in der Praxis gezielt ausgenutzt werden. Bipolartransistoren haben als einzelnes Bauelement jedoch einen viel höheren Verbreitungsgrad als Feldeffekttransistoren.

Feldeffekttransistoren werden zum grössten Teil in digitalen IC's verwendet (Prozessoren, PLD's, etc.). Für spezielle Anwendungen werden FET's aber auch als Einzelbauteile verwendet.

Ziel der Einführung soll sein, einen Einblick in Aufbau und Wirkungsweise von Bipolartransistoren zu erhalten. Dabei stehen die elementaren theoretischen Grundlagen, Modelle, Grundschaltungen als Verstärker, die konkrete Dimensionierung des Arbeitspunktes im Vordergrund.

3.1 Aufbau (Bipolartransistor)

Standardmässig versteht man unter einem "Transistor" einen Bipolartransistor. Bei Bipolartransistoren sind am Stromfluss sowohl Elektronen wie auch Löcher beteiligt. Deshalb der Name "Bipolar".

Ein Bipolartransistor ist ein Dreischicht-Halbleiterbauelement mit einer NPN- oder PNP-Zonenfolge.

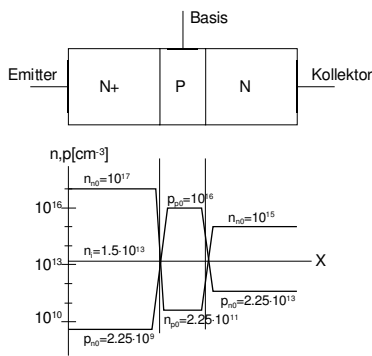


Bild 3.2: Schematisierter Querschnitt durch einen NPN-Transistor mit zugehöriger Ladungsträgerdichteverteilung.

Quelle: [6]

Diese Zonenfolge verkörpert im Prinzip zwei Dioden. Allerdings ist diese Anschauung nur beschränkt richtig, da die Basisschicht sehr dünn ist ($< 2\mu\text{m}$, kleiner als die mittlere Weglänge eines freien Elektrons).

Deshalb kann der grösste Teil der Ladungsträger direkt vom Emitter zum Kollektor wandern, ohne in der Basisschicht zu rekombinieren. Aus diesem Grund kann beispielsweise ein Transistor nie aus zwei Dioden zusammengesetzt werden.

In der Praxis werden Transistoren mit NPN- und PNP-Zonenfolgen benutzt. Man spricht hierbei einfacherweise nur von NPN- oder PNP-Transistoren. Das es sich hierbei um Bipolartransistoren handelt, bedarf keiner weiteren Erläuterung.

Die Schaltzeichen und Polaritäten sind:

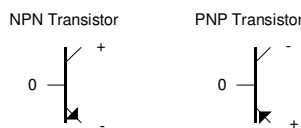


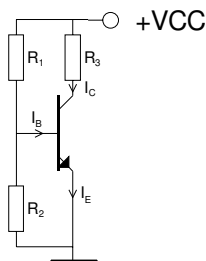
Bild 3.3: Schaltzeichen nach DIN für Bipolartransistoren.

Die Polaritäten an den Anschlüssen zeigen den den Betrieb als Verstärker.

Quelle: [6]

3.2 Funktionsweise

Der Transistoreffekt beruht aus der Idee, mit einem Minoritätsträgerstrom einen Majoritätsträgerstrom zu steuern. Das heisst, mit einem kleinen Steuerstrom an der Basis einen grossen Kollektorstrom zu steuern.



Material	Majoritätsträger	Minoritätsträger
N	Elektronen	Löcher
P	Löcher	Elektronen

Bild 3.4: Prinzipialschaltbild Transistorverstärker mit Strompfeilen.

Wird der Emitter-Basis-NP-Übergang in Durchlassrichtung gepolt, werden Löcher in die Basis emittiert. Gleichzeitig wandern Elektronen aus der Basis zum Emitter. Der Löcherstrom ist jedoch wegen der viel höheren Dotierung des Emitters wesentlich grösser als der Elektronenstrom aus der Basis zum Emitter.

Weil die Basisschicht wesentlich dünner ist als die mittlere Weglänge eines freien Elektrons, wandert der grösste Teil der Löcher durch die Basisschicht direkt zum Kollektor (bis ca. 99%). Der Rest rekombiniert mit den Majoritätsträgern in der Basis.

Erkenntnis:

Vom Emitterstrom fliesst also etwa 99% zum Kollektor und nur etwa 1% zur Basis. Trotz in Sperrichtung gepolter Basis-Kollektor-PN-Überganges können die vom Emitter in die Basis injizierten Minoritätsträger praktisch ungehindert zum Kollektoranschluss abwandern (Transistoreffekt).

Somit kann der Kollektorstrom formal beschrieben werden:

$$I_C = AI_E + I_{CB0} \approx AI_E \tag{3.1}$$

I_C : Kollektorstrom
 I_E : Emitterstrom
 A : Gleichstromverstärkung der Basisschaltung (≈ 0.99)
 I_{CB0} : Reststrom durch die Kollektor - Basisdiode

Der Sperrstrom I_{CB0} durch die Kollektor-Basisdiode ist wesentlich kleiner gegenüber dem Stromanteil AI_E . Er kann in den meisten Fällen vernachlässigt werden.

In den meisten Fällen interessiert aber die Stromverstärkung in Emitterschaltung, d.h. um welchen Faktor der Kollektorstrom grösser als der Basisstrom ist:

$$H_{FE} = B = \frac{I_C}{I_B} = \frac{I_C}{I_E - I_C} = \frac{A}{1 - A} \tag{3.2}$$

H_{FE}, B : Gleichstromverstärkung der Emitterschaltung

resp.

$$A = \frac{H_{FE}}{H_{FE} + 1} \tag{3.3}$$

Wenn man über den Gleichstromverstärkungsfaktor eines Transistors spricht, so versteht man implizit das Verhältnis I_C/I_B , als H_{FE} oder B . Soll eine Aussage zum Faktor der Basisschaltung gemacht werden, so wird dies explizit mit $A=..$ formuliert. Verwechslungen sind praktisch unmöglich, da A typischerweise um 0.99 liegt und B im Bereich 20..ca.800.

Wichtig:

Die Gleichstromverstärkung H_{FE} ist nicht zu verwechseln mit der Wechselstromverstärkung h_{fe} (auch β , h_{21e}), die oft in Datenblätter explizit ausgewiesen wird. Die Wechselstromverstärkung ist in der Regel etwas grösser, aber in der gleichen Grössenordnung.

3.2.1 Betriebszustände

Je nach Polarität der 3 Anschlüsse am Transistor werden verschiedene Betriebszustände unterschieden. Man betrachtet dabei fünf möglichen Polaritätskombinationen, die mit den beiden Dioden möglich sind:

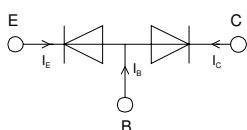
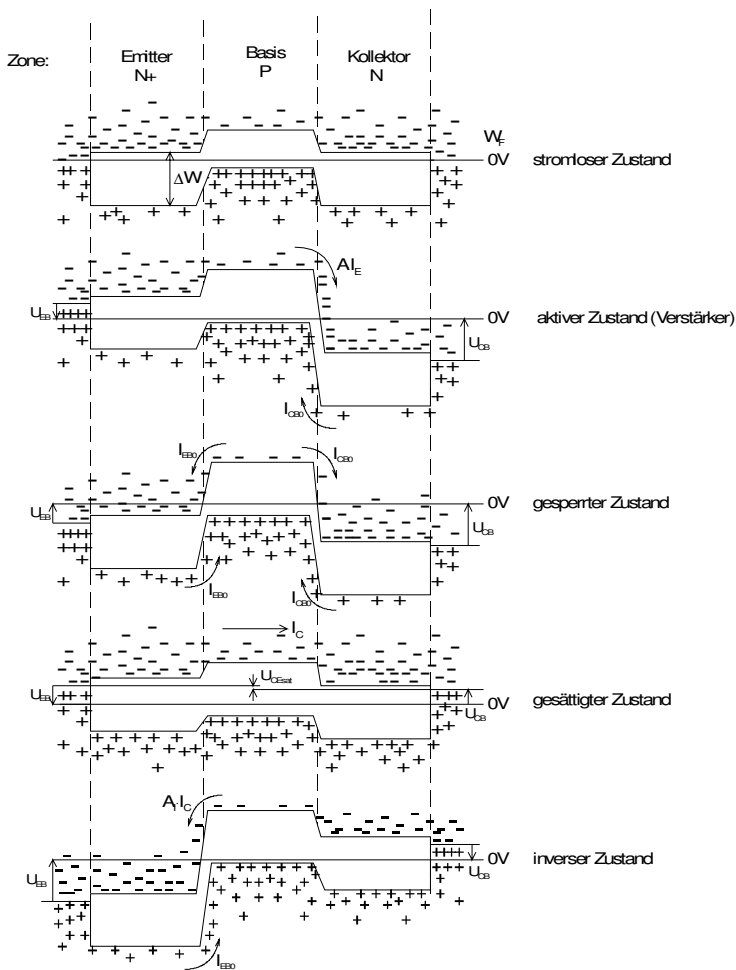


Bild 3.5: Diodenmodell eines NPN-Transistors zur Betrachtung der Polaritätsverhältnisse.

- a) Stromloser Zustand: Die Spannung an allen Anschlüssen ist 0V.
 Dieser Zustand ist in der Praxis nicht weiter von Interesse.
- b) Aktiver Zustand: Emitterdiode leitend, Kollektordiode gesperrt.
 Dies ist Betriebszustand für Verstärkeranwendungen.
- c) Gesättigter Zustand: Emitter- und Kollektordiode leitend.
 Beim Einsatz des Transistors als Schalter verkörpert dies den durchgeschalteten Zustand.
- d) Gesperrter Zustand: Emitter- und Kollektordiode gesperrt.
 Beim Einsatz des Transistors als Schalter verkörpert dies den gesperrten Zustand.
- e) Inverser Zustand: Emitterdiode gesperrt, Kollektordiode leitend.
 Dieser Fall findet in Praxis kaum Anwendung, da keine Verstärkung im üblichen Sinn realisiert werden kann.

3.2.1.1 Bändermodell des Transistors

Wir zeigen nachfolgend das Bändermodell für die verschiedenen Betriebszustände. Wir halten dabei die Basisspannung auf 0V und verändern für die verschiedenen Zustände die Emitter-Basisspannung U_{EB} und die Kollektor-Basisspannung U_{CB} :



Bändermodell eines NPN-Transistors für die verschiedenen Betriebszustände.

Die Pfeile zeigen die Bewegungsrichtung der Ladungsträger:
 - : Elektron
 + : positives Loch

Aktiver Zustand

Durch Anlegen einer Spannung $-U_{EB} = U_{BE}$ wird die Basis-Emitterdiode leitend. U_{CB} muss für diesen Fall grösser als U_{BE} sein. An der Kollektorsperrschicht fällt dann der grösste Teil der Elektronen am Potenzialberg U_{CB} ab. Der Kollektor sammelt die vom Emitter in die Basis injizierten Elektronen auf. Aufgrund der schwächeren Dotierung der Basis ist der Löcheranteil im Emitterstrom relativ klein, ebenso der Sperrstromanteil I_{CB0} .

Gesperrter Zustand

Es fliessen nur die beiden Sperrströme I_{CB0} und I_{EB0} durch die Dioden.

Gesättigter Zustand

Beide Dioden sind im Durchlassbetrieb. Wegen der schwächeren Dotierung ist die Durchlassspannung U_{CB} der Kollektordiode kleiner als die der Emitterdiode U_{BE} . Durch das geringere Potenzialgefälle wird daher die Kollektor-Emitter-Sättigungsspannung $U_{CEsat} = U_{BE} - U_{CE} \approx 0.1V$.

Inverser Zustand

Prinzipiell sind hier Kollektor und Emitter im aktiven Betrieb vertauscht. Aufgrund der ungleichen Dotierung von Kollektor und Emitter resultiert hier aber eine schlechte Stromverstärkung, so dass diese Betriebsart für die Praxis keine Bedeutung hat.

Wegen der schwächeren Dotierung eignet sich der Kollektor schlecht als Emitter. In der leitenden Kollektor-Basisdiode überwiegt der Löcherstrom stark, da die Basis stärker dotiert ist. Die inverse Stromverstärkung A_i beschreibt den Bruchteil der Elektronen $A_i \cdot I_C$, die jetzt den als Kollektor wirkenden Emitter erreichen.

Aufgrund der hohen Dotierung des Emitter kann sich über der Emitter-Basisdiode keine hohe Sperrspannung auftreten. In der Praxis ist ab ca. 5V mit einem Durchbruch zu rechnen.

3.3 Grundsaltungen

Wird der Transistor als Verstärker eingesetzt, so sind drei verschiedene Grundsaltungen möglich:

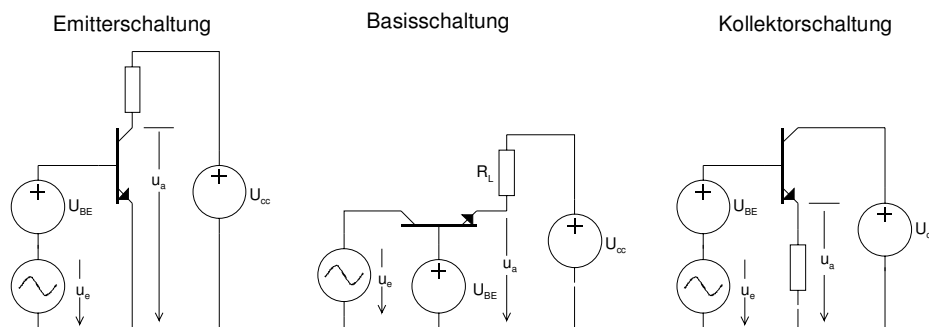


Bild 3.6: Grundsaltungen für Transistorverstärker.

Der Name der Schaltung besagt, welcher Transistoranschluss **signalmässig an Masse** liegt.

Die drei Schaltungen unterscheiden sich hauptsächlich bezüglich Ein- / Ausgangswiderstände, erzielbare Strom und Spannungsverstärkung, sowie Grenzfrequenz.

Schaltung	Eingangswid. r_e	Ausgangswid. r_a	Stromverstärkung v_i	Spannungsverstärkung v_u	Grenzfrequenz f_g
Emitter	mittel	hoch	hoch	hoch	niedrig
Basis	klein	mittel	< 1	hoch	hoch
Kollektor	sehr hoch	niedrig	hoch	< 1	niedrig

Diese groben Aussagen werden in den entsprechenden Kapiteln mit konkreten Zahlen ergänzt. Es ist nicht sinnvoll zu viele Details bezüglich der Schaltungseigenschaften zu vermitteln, bevor das gleichstrommässige Verhalten und die Arbeitspunktdimensionierung behandelt wurde.

Je nach geforderten Eigenschaften der Verstärkerstufe wird die entsprechende Grundschaltung gewählt. Durch zusätzliche Schaltungsmassnahmen (z.B. Gegenkopplung) kann das Verhalten der Schaltung in grossen Bereichen beeinflusst werden.

Haupteinsatzgebiete Grundschaltungen liegen in den Bereichen:

Emitterschaltung

Allgemeiner Kleinsignalverstärker mit hoher Spannungs- und Stromverstärkung. Weniger geeignet für hohe Frequenzen und grössere Leistungen, sowie niederohmige Lasten.

Basisschaltung

Klassische HF-Verstärkerschaltung, da sie die höchste Grenzfrequenz aufweist, sowie eine gute Entkopplung zwischen Emitter und Kollektorkreis bietet. In DC- oder NF-Anwendungen wird die Basisschaltung selten verwendet, da sie einen kleinen Eingangswiderstand hat.

Kollektorschaltung (Emitterfolger)

Dies ist die typische Leistungsverstärkerstufe. Durch den kleinen Ausgangswiderstand können auch niederohmige Lastwiderstände verwendet werden. Sie wird vorwiegend als Impedanzwandler in Leistungsstufen, sowie für hochohmige Eingangsstufen eingesetzt.

3.4 Gleichstrommässiges Verhalten des Transistors

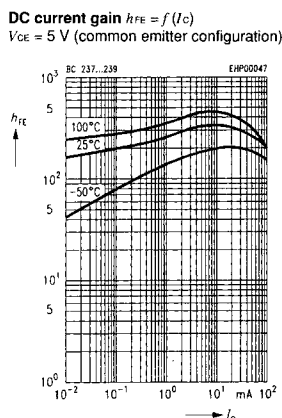
Die gleichstrommässige Betrachtung des Transistors bildet die Grundlage zur Gleichstromdimensionierung einer Transistorverstärkerstufe. Eine saubere Gleichstromdimensionierung ist Voraussetzung für ein gutes wechselstrommässiges Verhalten.

3.4.1 Gleichstromverstärkung

Man beschreibt mit der Gleichstromverstärkung H_{FE} den Zusammenhang, wie in Kap. 2.2 gezeigt:

$$I_C = H_{FE} \cdot I_B \qquad \text{Gleichstromverstärkung } H_{FE} \qquad (3.4)$$

Die Gleichstromverstärkung ist nicht konstant, sondern vom Kollektorstrom I_C und von der Temperatur abhängig. Sie hat typischerweise Minima für kleine und grosse Ströme:



Gleichstromverstärkung H_{FE} (h_{FE}) in Abhängigkeit vom Kollektorstrom und der Temperatur.

Quelle:
Siemens Einzelhalbleiter Datenbuch II, Auflage 3,1992

3.4.2 Shockley-Gleichung für den Transistor

Der bipolare Transistor ist grundsätzlich ein **stromgesteuertes Element**.

Mit der Shockley-Gleichung für den Transistor kann der Kollektorstrom I_C eines (idealen) Transistors in Abhängigkeit der Emitter-Basisspannung U_{BE} beschrieben werden:

$$I_C = I_S \left(e^{\frac{U_{BE}}{n U_T}} - 1 \right) \quad \text{Shockley-Gleichung für den Transistor} \quad (3.5)$$

I_S verkörpert den Sättigungssperrstrom und n den Emissionskoeffizienten. In der Regel kann $n=1$ gesetzt werden, da die Basis-Emitterstrecke ein hoch dotierter PN-Übergang ist.

Aufgrund der Stromsteuerung wird diese Gleichung selten direkt verwendet. Sie dient hauptsächlich um einige der später verwendeten Zusammenhänge zu begründen.

3.4.3 Restströme am Transistor

Bei Si-Transistoren als Verstärker spielen Restströme in vielen Fällen keine Rolle, da das Verhältnis von Steuerstrom zu Reststrom sehr gross ist und der Reststrom den Steuerstrom nicht signifikant beeinflusst. Anders bei Ge-Transistoren, wo die Restströme, wie bei den Dioden, ca. 1000x grösser sind. Restströme werden also nur in speziellen Fällen näher untersucht und berücksichtigt.

Beim Einsatz des Transistors als Schalter können Restströme die Eigenschaften als quasi-idealer Schalter ungünstig beeinflussen und sind dementsprechend zu berücksichtigen.

Wie bei den Dioden, sind alle Restströme des Transistors temperaturabhängig und nehmen bei steigender Temperatur zu. Dabei gelten dieselben Zusammenhänge. Vor allem Transistoren mit grosser Sperrschichtfläche (Leistungstransistoren) zeigen signifikante Restströme.

Bei einer näheren Betrachtung werden vor allem die Restströme I_{CB0} und I_{CE0} interessant. Die Bezeichnung " I_{CB0} " besagt, dass hier der Strom von C nach B bei offenem Emitter gemeint ist:

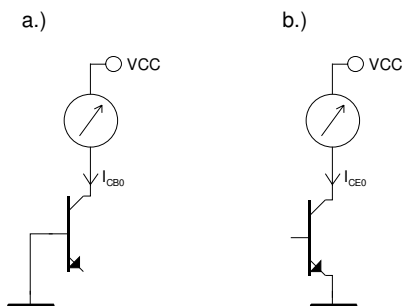


Bild 3.7: Messschaltungen für Restströme an Transistoren.

- a.) Messung von I_{CB0}
- b.) Messung von I_{CE0}

Für Si-Kleinsignaltransistoren liegen Praxiswerte im für I_{CB0} im Bereich 1..10nA bei 20°C. Zwischen beiden Restströmen besteht der Zusammenhang über die Stromverstärkung:

$$I_{CB0} = \frac{I_{CE0}}{H_{FE} + 1} \quad \text{Restströme am Transistor} \quad (3.6)$$

$$I_C = H_{FE} I_B + (H_{FE} + 1) I_{CB0} = H_{FE} I_B + I_{CE0} \quad \text{Restströme am Transistor} \quad (3.7)$$

Für eine konkrete Berechnung von I_{CB0} kann der Formelsatz aus dem Kapitel 1.2.4.1 verwendet werden. In Verstärkerschaltungen sorgt man durch geeignete Dimensionierung, dass der Einfluss der Restströme gegenüber den Steuerströmen vernachlässigbar wird.

3.4.4 Gleichstromersatzschaltbild

Das Gleichstromersatzschaltbild des Transistors dient Grundlage für sämtliche gleichstrommässigen Betrachtungen. Es stellt eine starke Vereinfachung des Transistormodells dar und dient dazu den Formelsatz für die Gleichstromdimensionierung zu begründen.

Das Gleichstromersatzschaltbild für den aktiven Betrieb (Verstärkerbetrieb) definieren wir:

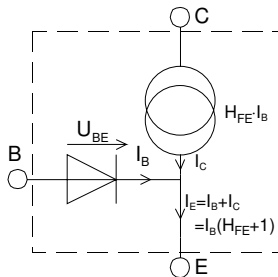


Bild 3.8: Gleichstromersatzschaltbild des Transistors für den Verstärkerbetrieb.

Die in Durchlassrichtung betriebene Basis-Emitterdiode wird durch die Spannung U_{BE} beschrieben. Der Kollektorstrom wird durch die gesteuerte Stromquelle $H_{FE} \cdot I_B$ modelliert.

Nun können wir unter Verwendung dieses Ersatzschaltbildes über einem Knoten-/ Maschenansatz den Arbeitspunkt eines beschalteten Transistors bestimmen. Der Arbeitspunkt wird durch den Kollektorgleichstrom ohne wechselstrommässige Aussteuerung verkörpert. Er ist das Kriterium für die DC-Dimensionierung jeder Verstärkerstufe.

Die Bestimmung des Arbeitspunktes betrachten exemplarisch am einstufigen Verstärker in Emitterschaltung. Anhand dieser Rechnung werden konkrete Formeln für die Berechnung der Widerstände entwickelt.

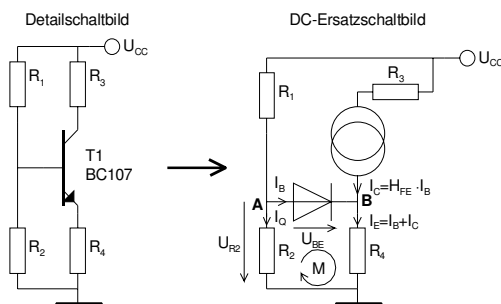


Bild 3.9: Ableiten des Gleichstromersatzschaltbildes aus der Gesamtschaltung.

Fragestellung: Wie gross wird der Kollektorstrom I_C , wenn die Widerstände R_1, \dots, R_4 , U_{BE} , H_{FE} und U_{CC} gegeben sind?

Die Masche M gilt:

$$U_{R2} = U_{BE} + I_E R_4 = U_{BE} + I_C R_4 \left(1 + \frac{1}{H_{FE}}\right) \quad \rightarrow \quad I_{R2} = I_Q = \frac{U_{BE} + I_C R_4 \left(1 + \frac{1}{H_{FE}}\right)}{R_2}$$

In Knoten A gilt:

$$I_{R1} = I_Q + I_B = \frac{U_{CC} - U_{R2}}{R1} \quad \rightarrow \quad I_Q = \frac{U_{CC} - \left(U_{BE} + I_C R_4 \left(1 + \frac{1}{H_{FE}}\right) \right)}{R1} - \frac{I_C}{H_{FE}}$$

Wir verwenden nun beide Gleichungen um I_C zu bestimmen und erhalten die formale Lösung:

$$I_C = \frac{H_{FE}(U_{CC}R_2 - U_{BE}(R_1 + R_2))}{R_4(R_1 + R_2)(H_{FE} + 1) + R_1R_2}$$

Arbeitspunkt des Transistors bei gegebenen R_1, R_2, R_3, R_4 (3.8)

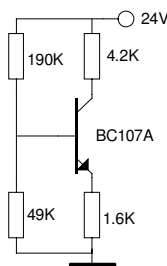
Wir sind nun in der Lage, bei gegebenen Komponentenwerten den Arbeitspunkt der Verstärkerstufe zu bestimmen. Bemerkenswert ist, dass der Kollektorstrom nicht vom Kollektorwiderstand R_3 abhängig ist.

Beim der Rechnung mit der Formel (2.7) müssen die Werte für H_{FE} und U_{BE} vorgegeben werden. Wir wissen aber, dass diese aber vom Arbeitspunkt selber abhängig sind. Deshalb beginnt man mit einem Schätzwert für H_{FE} und U_{BE} . In Kleinsignalverstärkern sind Werte für $H_{FE} = 200$ und $U_{BE} = 0.6V$ in vielen Fällen gute Anfangswerte.

Die erste Rechnung liefert mit den Anfangswerten eine Näherung für den Arbeitspunkt. Mit dieser werden die entsprechenden Werte für U_{BE} und H_{FE} aus dem Datenblatt bestimmt und der Arbeitspunkt neu berechnet. Das Verfahren wiederholt man sooft, bis der Kollektorstrom mit genügender Genauigkeit bestimmt ist.

Beispiel 2.1:

Bestimmen Sie den Kollektorstrom der folgenden Verstärkerstufe mit einer Genauigkeit besser als 1%:

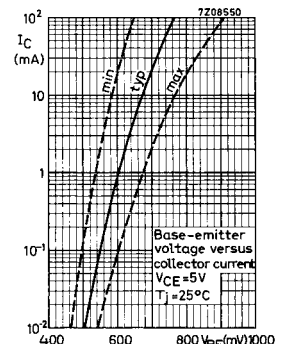
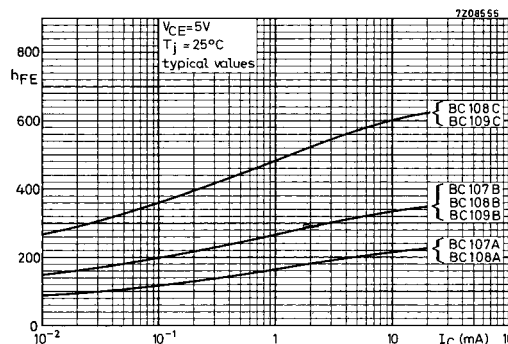


Wir erhalten die Resultate:

$$H_{FE} = 200, U_{BE} = 0.6V: I_{C1} = 2.3966mA$$

$$H_{FE} = 195, U_{BE} = 0.62V: I_{C2} = 2.410mA$$

Kenndaten BC107..109A/BC



Quelle: Philips Semiconductor Databook 3-4, 1968

3.4.5 Gleichstromdimensionierung

Mit der Gleichstromdimensionierung wird der Arbeitspunkt des Transistors festgelegt. Sie liefert als Resultat die Widerstandswerte für die entsprechende Schaltung.

Bei der Dimensionierung sind Vorgaben wie Leistung, Ein-/ Ausgangswiderstände, Speisespannung sowie Streuung der Transistorkennwerte zu berücksichtigen. Die geforderte Verstärkung der Stufe wird bei der Gleichstromdimensionierung nicht betrachtet.

In der Praxis ist keine optimale Dimensionierung möglich, da viele der wünschenswerten Eigenschaften in Konkurrenz oder sogar im Widerspruch zueinander stehen. So hat z.B. ein grösserer Kollektorstrom zwangsläufig einen kleineren Eingangswiderstand zur Folge.

Der Transistor ist von Natur aus ein hochgradig nichtideales Bauelement: Praktisch alle Kennwerte sind temperatur-, arbeitspunkt- und spannungsabhängig und sind zudem Exemplarstreuungen unterworfen. Durch geeignete schaltungstechnische Massnahmen kann der Einfluss dieser Widrigkeiten aber soweit vermindert werden, dass das Schaltungsverhalten nicht mehr beeinträchtigt wird.

Die Dimensionierung kann auf unterschiedliche Art erfolgen. Wir betrachten zwei grundlegende Methoden, die die prinzipielle Technik der DC-Dimensionierung zeigen:

- **Analytische Methode:**
Durch Arbeitspunktvorgabe bestimmen der Widerstände mit Hilfe von Dimensionierungsformeln. Primär geeignet für Kleinsignalanwendungen.
- **Grafische Methode:**
Durch Einlegen der Lastgeraden im Ausgangskennlinienfeld, bestimmen der Verstärkereigenschaften.

Zusammenfassung:

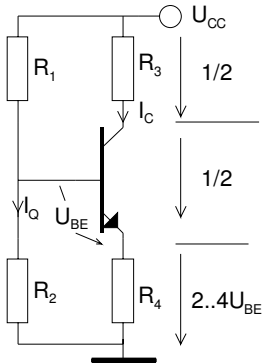
Die DC-Dimensionierung bezweckt:

- Festlegen des Arbeitspunktes, so dass die geforderte Leistung an die Last abgegeben wird.
- Bestimmen aller notwendigen Widerstände, die gleichstrommässig aktiv sind.
- Vermindern des Einflusses von Parameterstreuungen des Halbleiters.
- Vermindern von Temperatureinflüssen.

3.4.5.1 Analytische Methode

Sie beinhaltet grundsätzliche Betrachtungen wie der Arbeitspunkt eines Transistors fixiert wird und wie aus der Arbeitspunktvorgabe für eine bestimmte Schaltung die Widerstände berechnet werden.

Wir erarbeiten einen Formelsatz zur Dimensionierung für den einstufigen Verstärker in Emitterschaltung. Für die anderen Grundschaltungen gelten analoge Betrachtungen.



$$k = 3.5 \quad (\text{Querstromfaktor, Normalfall} = 5)$$

$$m = 3.5 \quad (\text{Emitterspannungsfaktor, Normalfall} = 4)$$

$$I_Q = k I_B \tag{3.9}$$

$$R_1 = \frac{(U_{CC} - (m+1)U_{BE}) H_{FE}}{(k+1)I_C} \tag{3.10}$$

$$R_2 = \frac{(m+1)U_{BE} H_{FE}}{k I_C} \tag{3.11}$$

$$R_3 = \frac{U_{CC} - m U_{BE}}{2 I_C} \tag{3.12}$$

$$R_4 = \frac{m U_{BE}}{I_C \left(1 + \frac{1}{H_{FE}}\right)} \tag{3.13}$$

Soll die Stufe eine gute Temperaturstabilität aufweisen, lassen wir über dem Emitterwiderstand R_4 $2.4 U_{BE}$ abfallen. Beim Si-Transistor erfolgt eine Arbeitspunktverschiebung primär dadurch, dass U_{BE} pro $^{\circ}\text{C}$ um ca. 2 mV abfällt. Aufgrund der nahezu konstanten Basisspannung steigt der Emitterstrom an. R_4 so dimensioniert, dass bei steigendem Strom I_E der Spannungsabfall über R_4 mehr als ca. 2mV/ $^{\circ}\text{C}$ steigt. Dadurch entsteht ein Regelmechanismus, eine sog. gleichstrommässige Gegenkopplung, die dem Stromanstieg entgegenwirkt.

Die Spannung U_{R2} ist verhältnismässig konstant, da der Reststrom I_{CB0} sehr klein ist, verglichen mit dem Basis- und Querstrom. Der Querstrom I_Q wird ca. $3..10 I_B$ gewählt. Ein grösserer Querstrom bringt zwar eine (etwas) bessere Temperaturstabilisierung, vermindert aber den Eingangswiderstand der Stufe, was in den meisten Fällen unerwünscht ist. Bei Si-Transistoren kann normalerweise problemlos mit $I_Q = 5 I_B$ dimensioniert werden.

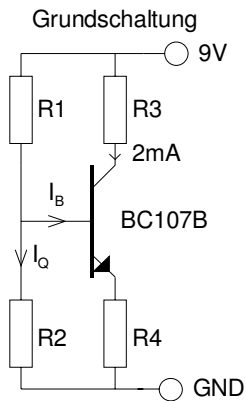
Die verbleibende Spannung $U_{CC} - U_{BE}$ wird hälftig über dem Transistor (U_{CE}) und dem Kollektorwiderstand (U_{R3}) aufgeteilt. Dadurch erhalten wir eine grosse Aussteuerbarkeit (wenn $R_L \gg R_C$).

Aufgabe:

Begründen Sie die Formeln (2.10)..(2.13) mit Hilfe eines DC-Ersatzschaltbildes.

Beispiel 2.2:

Einstufiger Kleinsignalverstärker mit BC107B und Arbeitspunkt $I_C=2mA$. Speisespannung $U_{CC}=9V$.
Zu bestimmen: Alle Widerstände und U_{CE} :



CHARACTERISTICS
 → Collector cut-off current
 $I_E = 0; V_{CB} = 20 \text{ V}; T_j = 150 \text{ }^\circ\text{C}$
 → Base-emitter voltage²⁾
 $I_C = 2 \text{ mA}; V_{CE} = 5 \text{ V}$
 $I_C = 10 \text{ mA}; V_{CE} = 5 \text{ V}$
 → D.C. current gain
 $I_C = 10 \text{ } \mu\text{A}; V_{CE} = 5 \text{ V}$
 $I_C = 2 \text{ mA}; V_{CE} = 5 \text{ V}$

$T_j = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ unless otherwise specified

I_{CBO}	<	15	μA
V_{BE}	typ.	620	mV
		550 to 700	mV
V_{BE}	<	770	mV
		BC107A	BC107B
		BC108A	BC108B
			BC109B
			BC109C
h_{FE}	>	40	100
	typ.	90	270
	>	110	200
h_{FE}	typ.	180	290
	<	220	450
			800

²⁾ V_{BE} decreases by about 2 mV/ $^\circ\text{C}$ with increasing temperature.

Datenblatt: Philips, Silicon Transistors, 1968

Wichtig:

Dimensioniert wird immer mit typischen Werten!

Aus dem Datenblatt lesen wir:

$U_{BE} @2mA = 0.62V$

$H_{FE} @2mA = 290$

Mit den Formeln (2.11)..(2.13) erhalten wir die Widerstände:

$$I_Q = 5I_B \rightarrow k = 5 \quad U_E = 4U_{BE} \rightarrow m = 4$$

$$R_1 = \frac{(U_{CC} - (m+1)U_{BE})H_{FE}}{(k+1)I_C} = \frac{(9 - 5 \cdot 0.62) 290}{(5+1) 2 \cdot 10^{-3}} = 142.583k\Omega \xrightarrow{E24} 150k\Omega$$

$$R_2 = \frac{(m+1)U_{BE}H_{FE}}{k I_C} = \frac{(4+1)0.62 \cdot 290}{5 \cdot 2 \cdot 10^{-3}} = 89.9k\Omega \xrightarrow{E24} 90k\Omega$$

$$R_3 = \frac{U_{CC} - mU_{BE}}{2 I_C} = \frac{9 - 4 \cdot 0.62}{2 \cdot 2 \cdot 10^{-3}} = 1.63k\Omega \xrightarrow{E24} 1.6k\Omega$$

$$R_4 = \frac{mU_{BE}}{I_C \left(1 + \frac{1}{H_{FE}}\right)} = \frac{4 \cdot 0.62}{2 \cdot 10^{-3} \left(1 + \frac{1}{290}\right)} = 1.2357k\Omega \xrightarrow{E24} 1.2k\Omega$$

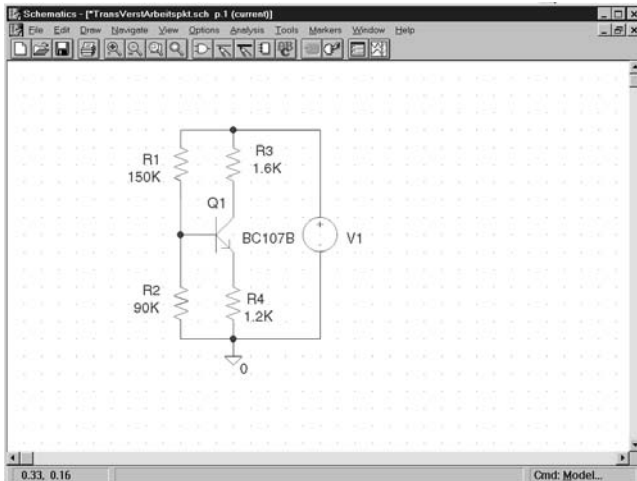
Eine Kontrollrechnung mit Formel (2.8) zeigt uns den effektiven Kollektorstrom, den wir mit den Normwerten erhalten:

$$R_1 = 150k\Omega \quad R_2 = 90k\Omega \quad R_3 = 1.6k\Omega \quad R_4 = 1.2k\Omega$$

$$U_{BE}@2mA = 0.62V \quad H_{FE}@2mA = 290 \quad U_{CC} = 9V$$

$$I_C = \frac{H_{FE}(U_{CC}R_2 - U_{BE}(R_1 + R_2))}{R_4(R_1 + R_2)(H_{FE} + 1) + R_1R_2} = \frac{290(9 \cdot 90 \cdot 10^3 - 0.62(150 \cdot 10^3 + 90 \cdot 10^3))}{1.2 \cdot 10^3(150 \cdot 10^3 + 90 \cdot 10^3)(290 + 1) + 150 \cdot 10^3 \cdot 90 \cdot 10^3} = 1.9705mA$$

Ebenso kann der Arbeitspunkt mit Hilfe einer PSpice-Simulation verifiziert werden. Der Arbeitspunkt wird bei PSpice immer implizit bestimmt (Bias Point) und im Listing als Spannungen an den Knoten ausgewiesen:



```

**** 03/07/96 19.03.97 **** NT Evaluation Pspice (April 1995) ****
* D:\E94\Mikroelektronik\Beispiele\TransVerstArbeitspkt.sch

**** SMALL SIGNAL BIAS SOLUTION    TEMPERATURE = 25.000 DEG C

*****
NODE   VOLTAGE   NODE   VOLTAGE   NODE   VOLTAGE   NODE   VOLTAGE
($N_0001)  2.9974             ($N_0002)  5.9147
($N_0003)  2.3220             ($N_0004)  9.0000

VOLTAGE SOURCE CURRENTS
NAME           CURRENT
U_U1            -1.968E-03

TOTAL POWER DISSIPATION  1.77E-02 WATTS

***** BIPOLAR JUNCTION TRANSISTORS *****
NAME           Q_01
MODEL          BC107B-X
IB              6.71E-06
IC              1.93E-03
VBE             6.75E-01
VBC             -2.83E+00
VCE             3.59E+00
BETADC         2.87E+02
BM              7.58E-02
RPI             4.23E+03
RX              0.00E+00
RD              3.24E+04
CBE             5.32E-11
CBC             3.09E-12
CBX             0.00E+00
CJS             0.00E+00
BETARAC        3.18E+02
FT              2.12E+08
    
```

Die minimale Abweichung zwischen analytischer Rechnung und Simulation ist durch das ungleiche Modell des BC107B zu erklären.

3.4.6 Einfluss der Temperatur auf den Arbeitspunkt

Bei Si-Transistoren ist hauptsächlich die Änderung von U_{BE} für die Temperaturabhängigkeit verantwortlich. Unter Vernachlässigung der Restströme und der Annahme dass H_{FE} über die Temperaturänderung konstant bleibt, kann mit Gl. (2.8) über Differenzenbildung die Änderung des Kollektorstromes formuliert werden:

$$\Delta I_C = \frac{H_{FE}(U_{CC}R_2 - U_{BE1}(R_1 + R_2))}{R_4(R_1 + R_2)(H_{FE} + 1) + R_1R_2} - \frac{H_{FE}(U_{CC}R_2 - U_{BE2}(R_1 + R_2))}{R_4(R_1 + R_2)(H_{FE} + 1) + R_1R_2}$$

$$= - \frac{H_{FE}(R_1 + R_2)\Delta U_{BE}}{R_4(R_1 + R_2)(H_{FE} + 1) + R_1R_2} \quad (\Delta U_{BE} = U_{BE2} - U_{BE1}) \quad (3.14)$$

**Kollektorstrom-
änderung**

Wir können die obige Gleichung weiter vereinfachen und erhalten eine Näherung für die Kollektorstromänderung:

$$\Delta I_C \approx - \frac{\Delta U_{BE}}{R_1 \parallel R_2} \frac{1}{H_{FE}} \quad (3.15)$$

**Näherung
Kollektorstromänderung**

Beispiel 2.3:

Wie gross wird der Kollektorstrom der in Beispiel 2.2 dimensionierten Schaltung, wenn die Temperatur von 25°C auf 45°C ändert?

$$\Delta I_C = \frac{H_{FE}(R_1 + R_2)\Delta U_{BE}}{R_4(R_1 + R_2)(H_{FE} + 1) + R_1 R_2} = -\frac{290(150 \cdot 10^3 + 90 \cdot 10^3)20 \cdot (-2) \cdot 10^{-3}}{1.2 \cdot 10^3(150 \cdot 10^3 + 90 \cdot 10^3)(290 + 1) + 150 \cdot 10^3 \cdot 90 \cdot 10^3} = 28.61 \mu A$$

$$I_C = I_{CT1} + \Delta I_C = 1.9705 + 0.02861 = 1.9991 mA$$

Dieser Wert ist etwas zu klein, da mit steigender Temperatur natürlich auch H_{FE} ansteigt, was eine Erhöhung des Kollektorstromes zur Folge hat. Dies wurde in dieser Formel nicht berücksichtigt.

Beispiel 2.4:

Wie gross wird die Kollektorstromänderung mit den Werten aus dem vorherigen Beispiel 2.3 wenn man die Näherungsformel (2.15) verwendet?

$$\Delta I_C \approx -\frac{\Delta U_{BE}}{\frac{R_1 \parallel R_2}{H_{FE}}} = -\frac{20 \cdot (-2) \cdot 10^{-3}}{\frac{150 \cdot 10^3 \parallel 90 \cdot 10^3}{290} + 1.2 \cdot 10^3} = 27.99 \mu A$$

3.4.7 Weitere Fallbetrachtungen zur Temperaturstabilisierung

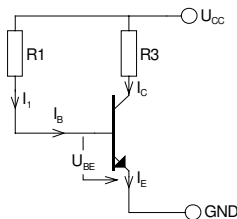
Wir haben bis anhin die Stabilisierung des Arbeitspunktes mit einem Basisspannungsteiler und Gleichstromgegenkopplung über den Emitterwiderstand betrachtet. Diese Beschaltung bringt in der Praxis in der Regel die besten Ergebnisse.

Grundsätzlich kann die Festlegung des Arbeitspunktes aber auch mit anderen Beschaltungen erfolgen. Diese zeigen dann aber ein anderes Temperaturverhalten und Einflussminderung von Exemplarstreuungen der Transistorparameter.

Wir postulierten, dass bei einer Schaltung mit Si-Transistoren nur ΔU_{BE} relevant ist und der Reststrom I_{CBO} vernachlässigt werden kann. Wir werden in den nachfolgenden Betrachtungen zeigen, dass diese Aussage für die Praxis korrekt ist, indem wir die vollständigen Ansätze zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit $\frac{dI_C(T)}{dT}$ herleiten und die Resultate vergleichen:

3.4.7.1 Arbeitspunktstabilisierung mit Basiswiderstand

Dies ist die einfachste Beschaltung, zeigt aber bezüglich Exemplarstreuungen ein schlechtes Verhalten. Diese Art der Arbeitspunkteinstellung wird deshalb kaum verwendet.



Grundsätzliche Zusammenhänge:

$$I_1 = \frac{U_{CC} - U_{BE}}{R_1} = I_B$$

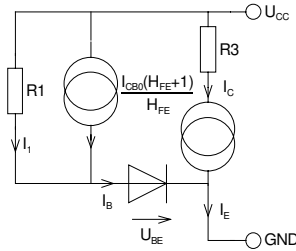
$$I_E = I_C + I_B = I_B(H_{FE} + 1)$$

Wir berücksichtigen den Reststrom mit

$$I_C = H_{FE} I_B + (H_{FE} + 1) I_{CB0}$$

$$\Rightarrow I_B = I_1 + \frac{H_{FE} + 1}{H_{FE}} I_{CB0} = I_1 + \frac{I_{CB0}}{A} \quad (3.16)$$

und zeichnen das zugehörige gleichstrommässige Ersatzschaltbild und bestimmen I_C :



$$I_B = \frac{U_{CC} - U_{BE}}{R_1} + \frac{I_{CB0}(H_{FE} + 1)}{H_{FE}} = \frac{I_C}{H_{FE}} \quad (3.17)$$

$$I_C = \left(\frac{U_{CC}}{R_1} - \frac{U_{BE}}{R_1} + I_{CB0} \frac{H_{FE} + 1}{H_{FE}} \right) H_{FE} \quad (3.18)$$

Die Kollektorstromänderung bezüglich der Temperatur erhalten wir durch Ableiten:

$$\frac{dI_C}{dT} = \left(-\frac{1}{R_1} \frac{dU_{BE}}{dT} + \frac{H_{FE} + 1}{H_{FE}} \frac{dI_{CB0}}{dT} \right) H_{FE} \quad (3.19)$$

Die Differenziale $\frac{dI_{CB0}}{dT}$, $\frac{dU_{BE}}{dT}$ können wir nach Gl. (1.16) und Gl. (1.17) beschreiben und setzen ein:

$$\frac{dU_{BE}}{dT} = -C n U_T \quad \frac{dI_{CB0}}{dT} = C I_{CB0} \quad (3.20) \quad (3.21)$$

$$\frac{dI_C}{dT} = \left(\frac{C n U_T}{R_1} + \frac{H_{FE} + 1}{H_{FE}} C I_{CB0} \right) H_{FE} = C H_{FE} \left(\frac{n U_T}{R_1} + \frac{H_{FE} + 1}{H_{FE}} I_{CB0} \right) \quad (3.22)$$

Da $\frac{H_{FE} + 1}{H_{FE}} \approx 1$ und $m \approx 1$ können wir ohne grossen Fehler vereinfachen:

$$\frac{dI}{dT} = C H_{FE} \left(\frac{U_T}{R_1} + I_{CB0} \right) \quad (3.23)$$

Beispiel 2.5:

Für $R_1 = 3.3 \text{ M}\Omega$, $H_{FE} = 300$, $U_T = 26 \text{ mV}$, $C = 0.07 \text{ K}^{-1}$ und $I_{CB0} = 1 \text{ nA}$ erhalten wir die Kollektorstromänderung:

$$\frac{dI_C}{dT} = C H_{FE} \left(\frac{U_T}{R_1} + I_{CB0} \right) = 0.071 \cdot 300 \left(\frac{0.026}{3.3 \cdot 10^6} + 1 \cdot 10^{-9} \right) = 189 \frac{\text{nA}}{\text{K}}$$

Wir erkennen, dass der Temperatureinfluss zwar stärker durch U_{BE} (ca. 8x) beeinflusst wird als durch I_{CB0} , jedoch in derselben Grössenordnung liegt. Daraus folgen die relativ schlechten Stabilisierungseigenschaften. Für Ge-Transistoren (I_{CB0} im μA -Bereich) ist diese Schaltung absolut unbrauchbar.

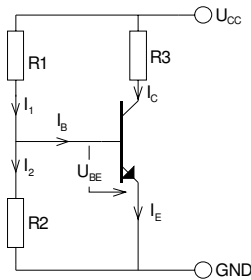
Die Änderung der Kollektor-Emitterspannung (Temperaturdrift) wird bei einem Kollektorwiderstand von $10 \text{ k}\Omega$:

$$\frac{dU_{CE}}{dT} = -R_3 \frac{dI_C}{dT} = -10 \text{ k}\Omega \cdot 189 \cdot 10^{-9} = 1.89 \text{ mV} / \text{K} \quad \textbf{Temperaturdrift} \quad (3.24)$$

Für einen Si-Transistor erscheint diese Schaltung auf den ersten Blick interessant, da die Kollektorstromdrift sehr klein ist. Man bemerkt aber rasch, dass bei dieser Schaltung die Exemplarstreuungen von H_{FE} (hier sind -50% bis +100% üblich) sich voll auf den Arbeitspunkt auswirken. Deshalb eignet sich diese Schaltung nicht für eine präzise Dimensionierung.

3.4.7.2 Stabilisierung mit Basisspannungsteiler

Wir betrachten nun das Resultat, wenn die Basisspannung über einen Spannungsteiler aufbereitet wird, in der Idee, dass der Arbeitspunkt weniger von der Stromverstärkung abhängig ist. Ob dies tatsächlich etwas bringt, wird nun geprüft:



Grundsätzliche Zusammenhänge:

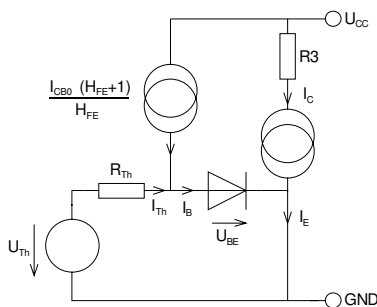
$$I = \frac{U_{CC} - U_{BE}}{R_2} = I_B + I_2$$

$$I_2 = \frac{U_{BE}}{R_2}$$

$$U_B = R_4 \cdot I_E + U_{BE}$$

$$I_E = I_C + I_B = I_B (H_{FE} + 1)$$

Wir substituieren den Basisspannungsteiler mit einer Ersatzquelle nach Thévenin, berücksichtigen den Reststrom I_{CB0} , zeichnen das gleichstrommässige Ersatzschaltbild und bestimmen I_C .



$$R_{Th} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (3.25)$$

$$U_{Th} = \frac{U_{CC} R_2}{R_1 + R_2} \quad (3.26)$$

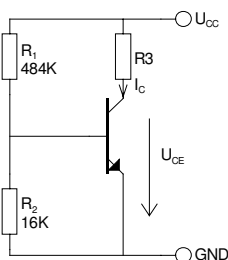
$$I_B = \frac{U_{Th} - U_{BE}}{R_{Th}} + \frac{I_{CB0} (H_{FE} + 1)}{H_{FE}} \quad (3.27)$$

$$I_C = H_{FE} I_B \quad (3.28)$$

Die Kollektorstromänderung wird dann:

$$\frac{dI_C}{dT} = \left(-\frac{1}{R_{Th}} \frac{dU_{BE}}{dT} + \frac{H_{FE} + 1}{H_{FE}} \frac{dI_{CB0}}{dT} \right) H_{FE} = C H_{FE} \left(\frac{U_T}{R_{Th}} + \frac{I_{CB0}}{A} \right) \quad (3.29)$$

Bestimmen Sie für nachfolgende Schaltung die Temperaturdrift dU_{CE}/dT :



Vorgaben:
 $R_1 = 484K$
 $R_2 = 16K$
 $R_3 = 10K$
 $I_C = 1mA$
 $U_{BE} = 26mV$
 $H_{FE} = 300$
 $U_{CC} = 20V$

$$R_{Th} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad U_{Th} = \frac{U_{CC} R_2}{R_1 + R_2}$$

$$\frac{dI_C}{dT} = C H_{FE} \left(\frac{U_T}{R_{Th}} + \frac{I_{CB0}}{A} \right) = 0.071 \cdot 300 \left(\frac{0.026}{16K \parallel 484K} + \frac{1 \cdot 10^{-9}}{0.99} \right) = 35.778 \mu A / K$$

$$\frac{dU_{CE}}{dT} = -R_3 \frac{dI_C}{dT} = -10K \cdot 35.778 \mu A = -0.3578V / K$$

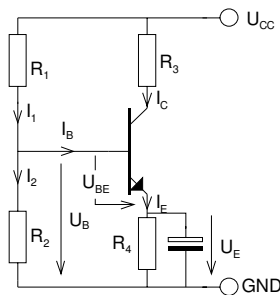
Auch hier sehen wir, dass wiederum I_{CB0} praktisch keinen Einfluss auf die Verschiebung des Arbeitspunktes hat, sondern nur ΔU_{BE} relevant ist.

Bemerkenswert ist aber bei einer Temperaturänderung von 10°K die Kollektor-Emitterspannung um $\Delta U_{CE} = 3.578\text{V}$. Bei einer Ruhespannung im Arbeitspunkt $U_{CE}(1\text{mA}) = 10\text{V}$ ist diese Abweichung immerhin 35.78%. Deshalb ist diese **Schaltung in jedem Fall unbrauchbar**.

3.4.7.3 Stabilisierung mit Emittterwiderstand (Gleichstromgegenkopplung)

Eine Temperaturerhöhung hat ein Ansteigen des Emittterstromes zur Folge. Legt man nun in die Emittterleitung einen Widerstand geeigneter Grösse, so fällt bei steigender Temperatur eine grössere Spannung ab, die der Basis-Emitterspannung entgegenwirkt. Man erhält also einen Regelmechanismus.

Diese Form der Arbeitspunktstabilisierung stellt in der Regel die beste Variante dar. Das Problem, dass aufgrund des Emittterwiderstandes die nutzbare Verstärkung herabgesetzt wird, kann durch Zuschalten eines Emittterkondensators behoben werden.



Grundsätzliche Zusammenhänge:

$$I_1 = \frac{U_{CC} - U_B}{R_2} = I_B + I_2$$

$$I_2 = \frac{U_B}{R_2}$$

$$U_B = R_4 \cdot I_E + U_{BE}$$

$$I_E = I_C + I_B = I_B (H_{FE} + 1)$$

Mit Berücksichtigung des Reststromes I_{CB0} erhalten wir den Kollektorstrom I_C :
Wir substituieren den Basisspannungsteiler mit einer Ersatzquelle nach Thévenin:

$$R_{Th} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (3.30)$$

$$U_{Th} = \frac{U_{CC} R_2}{R_1 + R_2} \quad (3.31)$$

$$I_B = \frac{U_{Th} - U_{BE} - I_E R_4}{R_{Th}} + \frac{I_{CB0} (H_{FE} + 1)}{H_{FE}} \quad (3.32)$$

$$I_C = H_{FE} I_B \quad (3.33)$$

Wir erhalten als Resultat eine um I_{CB0} erweiterte Formel (2.8):

$$I_C = \frac{U_{Th} - U_{BE} + \frac{R_{Th}}{A} I_{CB0}}{R_{Th} + (H_{FE} + 1) R_4} H_{FE} \quad (3.34)$$

$$U_{Th} = \frac{U_{CC} R_2}{R_1 + R_2}$$

$$R_{Th} = R_1 \parallel R_2$$

Mit $A=1$ wird die Temperaturdrift des Kollektorstromes und der Kollektor-Emitterspannung:

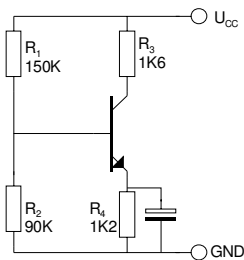
$$\frac{dI_C}{dT} = \frac{C \cdot H_{FE}}{R_{Th} + (H_{FE} + 1) R_4} (U_T + R_{Th} \cdot I_{CB0}) \quad (3.35)$$

$U_T = \text{Temperaturspannung}$
 $C = \text{Temperaturkonstante}$

$$\frac{dU_{CE}}{dT} = -R_3 \frac{dI_C}{dT} \quad (3.36)$$

Beispiel 2.6:

Bestimmen Sie die Temperaturdrift der nachfolgenden Schaltung für einen Si-Transistor mit $H_{FE}=200$, $I_{CB0}=1nA$ und dasselbe für einen Ge-Transistor mit $H_{FE}=150$, $I_{CB0}=1\mu A$:



Silizium: $C_{Si} = 0.071$ $U_T = 0.026V$

$$R_{Th} = R_1 \parallel R_2 = 150K \parallel 90K = 56.25K\Omega$$

$$\frac{dI_C}{dT} = \frac{C \cdot H_{FE}}{R_{Th} + (H_{FE} + 1)R_4} (U_T + R_{Th} \cdot I_{CB0}) = \frac{0.071 \cdot 200}{56.25 \cdot 10^3 + (200 + 1) \cdot 1200} (0.026 + 56.25 \cdot 10^3 \cdot 1 \cdot 10^{-9}) = 1.24 \mu A / K$$

$$\frac{dUCE}{dT} = -R_3 \frac{dI_C}{dT} = -1600 \cdot 0.35 \cdot 10^{-6} = -2mV / K$$

Germanium: $C_{Ge} = 0.049$

$$\frac{dI_C}{dT} = \frac{C \cdot H_{FE}}{R_{Th} + (H_{FE} + 1)R_4} (U_T + R_{Th} \cdot I_{CB0}) = \frac{0.049 \cdot 150}{56.25 \cdot 10^3 + (150 + 1) \cdot 1200} (0.026 + 56.25 \cdot 10^3 \cdot 1 \cdot 10^{-6}) = 2.546 \mu A / K$$

$$\frac{dUCE}{dT} = -R_3 \frac{dI_C}{dT} = -1600 \cdot 0.35 \cdot 10^{-6} = -4.07mV / K$$

Diese Form der Arbeitspunktstabilisierung ist sowohl für Silizium- wie auch Germanium-Transistoren geeignet. Aufgrund des Basisspannungsteiler wird die Schaltung unempfindlich gegenüber Exemplarstreuungen für H_{FE} . Nachteilig ist aber, dass der Eingangswiderstand durch den Spannungsteiler sinkt.

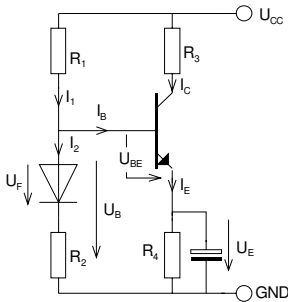
3.4.7.4 Stabilisierung mit Emitterwiderstand und Stabilisatordiode

Durch Zufügen einer Diode in den Basisspannungsteiler kann die Arbeitspunktstabilisierung weiter verbessert werden. Bei diesem Prinzip wird insbesondere der Änderung von U_{BE} entgegengewirkt. Bezüglich Reststrom I_{CB0} bringt diese Variante keine Verbesserung.

Die Diode muss aus dem gleichen Halbleitermaterial bestehen und thermisch eng mit dem Transistor gekoppelt sein.

Es gilt derselbe Ansatz wie in allen vorhergehenden Fällen.

Neu ist aber der Strom I_2 :



$$I_2 = \frac{U_B - U_F}{R_2} \tag{3-37}$$

Wir erhalten die Kollektorstromänderung:

$$\frac{dI_C}{dT} = \frac{C H_{FE}}{R_{Th} + (H_{FE} + 1)R_4} \left(\frac{R_2 U_T}{R_1 + R_2} + \frac{R_{Th}}{A} I_{CB0} \right)$$

$$U_{BE} = U_F$$

$$R_{Th} = R_1 \parallel R_2$$

$$U_T = \text{Temperaturspannung}$$

$$C = \text{Temperaturkonstante}$$

(3-38)

Beispiel 2.7:

Wie gross wird die Temperaturdrift der Kollektor-Emitterspannung für die vorher gezeigte Schaltung?

$$\begin{aligned} \frac{dI_C}{dT} &= \frac{C H_{FE}}{R_{Th} + (H_{FE} + 1)R_4} \left(\frac{R_2 U_T}{R_1 + R_2} + \frac{R_{Th}}{A} I_{CB0} \right) = \\ &= \frac{0.071 \cdot 200}{56.25K + (200 + 1)1200} \left(\frac{0.026 \cdot 90K}{240K} + \frac{56.25K}{0.99} \cdot 1 \cdot 10^{-9} \right) = 468nA / K \\ \frac{dU_{CE}}{dT} &= -R_3 \frac{dI_C}{dT} = -1600 \cdot 468 \cdot 10^{-9} = -0.749mV / K \end{aligned}$$

Der Einsatz einer Diode hat hier eine ca. dreifache Verbesserung der Temperaturdrift gebracht.

3.4.8 Abschätzen von Arbeitspunkten

Oftmals sollten in einer unbekanntenen Schaltung Ströme und Spannungen bestimmt werden. Besonders für Reparaturen mit mangelnden Schaltungsunterlagen ohne Messwerte, können die nachfolgenden Hinweise hilfreich sein. Es ist selbstverständlich, dass diese Methode nur ungefähre Aussagen liefert.

Vorgehen:

Da es sich um eine kreative Methode handelt, können nur grundsätzliche Hinweise gegeben werden.

1. Messwerte stellen Referenzpunkte dar. Ausgehend von diesen Werten werden die Grössen berechnet.
2. Für die Betrachtung gilt bei allen Transistoren ein $I_B=0$, d.h. $H_{FE} \rightarrow \infty$.
3. Abschätzen, welche Transistoren im aktiven Betrieb arbeiten, d.h. welcher Kollektorstrom im Ruhezustand fliesst. Eine sichere Aussage ist in komplexen Schaltungen oftmals schwierig.
4. Bei diesen Transistoren im aktiven oder durchgeschalteten Betrieb wird jeweils ein U_{BE} von 0.6..0.7V hingeschrieben.
5. Bei Transistoren im durchgeschalteten, gesättigten Betrieb wird $U_{CE}=0V$
Bei Kleinsignal-Si-Dioden im Vorwärtsbetrieb wird 0.6V hingeschrieben.

Beispiel 2.8:

Bestimmen Sie alle Spannungen an den Transistoren bezüglich Masse!

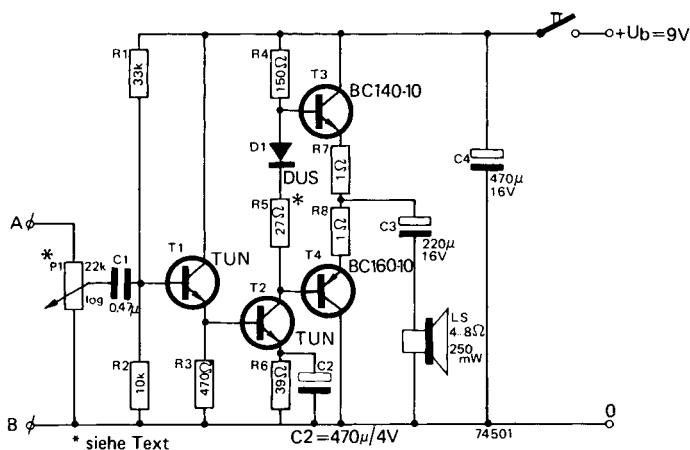


Bild 3.10: Schätzungen der Betriebsspannungen am Kleinleistungsverstärker.

TUN: Transistor Universal Silizium
DUS: Diode Universal Silizium

Quelle: Elektor, 300 Schaltungen, S. 103, 1979

Wir beginnen hier mit dem Basisspannungsteiler am Eingang und erhalten mit der Voraussetzung $I_B=0$ die Basisspannung für T_1 und die zugehörige Emitterspannung:

$$U_{BT1} = \frac{U_{CC} \cdot R_2}{R_1 + R_2} = \frac{9 \cdot 10K}{33K + 10K} \frac{V\Omega}{\Omega} = 2.093V \approx 2.1V$$

$$U_{ET1} = U_{BT1} - U_{BE} = 2.1V - 0.6V = 1.5V$$

Nun werden analog die anderen Spannungen berechnet:

$$U_{BT2} = U_{ET1} = 1.5V$$

$$U_{ET2} = U_{BT2} - U_{BE} = 1.5V - 0.6V = 0.9V$$

$$I_{CT2} \approx \frac{U_{ET2}}{R_6} = \frac{0.9V}{39\Omega} = 23.07mA \approx 23mA$$

$$U_{BT3} = U_b - I_{CT2} \cdot R_4 = 9V - 0.023A \cdot 150\Omega = 5.55V \approx 5.6V$$

$$U_{ET3} = U_{BT3} - U_{BE} = 5.6V - 0.6V = 5V$$

$$U_{BT4} = U_{BT3} - U_F - I_{CT2} \cdot R_5 = 5.6V - 0.6V - 0.023A \cdot 27\Omega = 4.379 \approx 4.4V$$

$$U_{ET4} = U_{BT4} + U_{BE} = 4.4V + 0.6V = 5V$$

Da $U_{ET4} = U_{ET3}$, fließt im Ruhezustand kein oder nur sehr wenig Strom durch die Endstufentransistoren (sog. Klasse B- Verstärker).

Die Schätzungen können durch Messwerte stark verbessert werden. Solche Zusatzinformationen sind in der Regel notwendig, wenn gleichstrommässige Rückführungen vorliegen:

Beispiel 2.9:

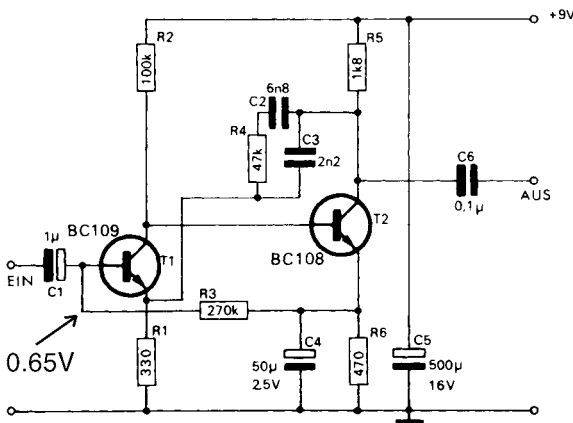


Bild 3.11: Schätzungen der Betriebsspannungen.
Für den Entzerrervorverstärker für magnetische Tonabnehmer werden die Spannungen geschätzt. Hier ist zusätzlich ein Messwert, z.B. U_{ET1} erforderlich.

Quelle: Elektor Jahrbuch 1970, S. 49

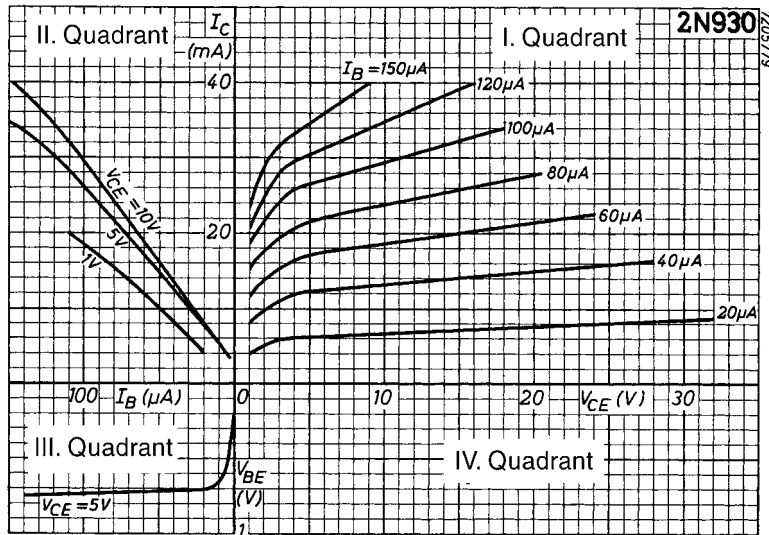
Wir erhalten folgende Spannungen bezüglich Masse:

	T_1	T_2
U_E	0.05V	0.65V
U_B	0.65V (Messwert)	1.25V
U_C	1.25V	6.5V

3.5 Transistorkennlinien

Transistorkennlinien beschreiben das Verhalten des Transistors in verschiedenen Arbeitspunkten I_C und bei verschiedenen Kollektor-Emitterspannungen U_{CE} . Modernere Datenbücher tendieren eher weg von der grafischen Beschreibung zu tabellierten Werten mit zugehörigen Umrechnungsformeln.

Besonders früher wurde das Vierquadranten-Kennlinienfeld zur grafischen Dimensionierung benutzt. Es erlaubt das Herauslesen von Kenndaten und erlaubt die Dimensionierung bei bekannten Lastverhältnissen des zugehörigen Arbeitspunktes und zeigt sofort den maximalen Austeuerbereich der Stufe.



Quelle: Philips Semiconductors Databook 1968, Part 3-4

Bild 3.12: Vierquadranten Kennlinienfeld der Emitterschaltung.

Kennlinien für den Transistor 2N930:
 I. Quadrant: Ausgangskennlinien $I_C(U_{CE})$
 II. Quadrant: Stromverstärkungskennlinien $I_C(I_B)$
 III. Quadrant: Eingangskennlinienfeld $U_{BE}(I_B)$
 IV. Quadrant: Spannungsrückwirkungskennlinienfeld $U_{BE}(U_{CE})$
 (häufig nicht eingezeichnet)

Die einzelnen Kennlinien werden hierbei aufgrund eines Parameters spezifiziert, z.B. I_B für die Ausgangskennlinie. Er wird jeweils für eine einzelne Kennlinie konstant gehalten. Technisch erfolgt mit Messung mit einem sog. Halbleiter-Kennlinienschreiber.

Aus den nichtlinearen Kennlinien kann durch Linearisierung für den jeweiligen Arbeitspunkt ein Satz Kleinsignalparameter bestimmt werden, die das Verhalten des Transistors beschreiben. Für Kleinsignalanwendungen ist diese Näherung genügend genau.

Bei der Betrachtung muss immer unterschieden werden:

Grosssignalbetrachtung:

Grosse Aussteuerung um den Arbeitspunkt. Kleinsignalparameter zeigen mehr oder weniger grosse Abweichungen.

Kleinsignalbetrachtung:

Kleine Aussteuerung um den Arbeitspunkt. Kleinsignalparameter liefern genügend genaue Resultate.

3.5.1 Ausgangskennlinienfeld

Es beschreibt den Kollektorstrom $I_C = f(U_{CE}, I_B)$, wobei U_{CE} das Argument darstellt und I_B Parameter ist. Der Begriff "Parameter" besagt, dass diese Grösse jeweils für eine Kennlinie konstant gehalten wird, während das Argument stetig variiert wird.

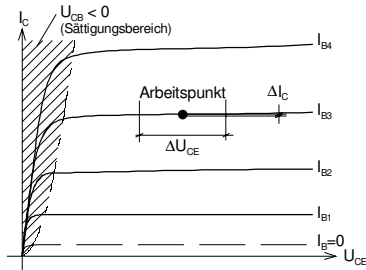


Bild 3.13: Ausgangskennlinienfeld für einen Transistor.

Das Bild zeigt als erste Kennlinie den Reststrom I_{CE0} , der bei $I_B=0$ fließt. Die anderen Kennlinien verkörpern $I_C(U_{CE})$ nach steigendem, konstantem Parameter I_B .

Der steil abfallende Bereich stellt den Sättigungsbereich dar ($U_{CB} < 0$). Wir erkennen hier kleine differenzielle Ausgangswiderstände. Sie liegen in der Größenordnung von einigen Ω bis einige $m\Omega$ bei Leistungstransistoren. Der Sättigungsbereich ist nur für den Betrieb des Transistors als Schalter interessant. Beim Einsatz des Transistors als Verstärker interessiert nur der Abschnürbereich (Bereich ausserhalb der Sättigung)

3.5.1.1 Differenzieller Ausgangsleitwert h_{22e}

Der differenzielle Ausgangsleitwert der Emitterschaltung h_{22e} ist durch den Grenzwert definiert:

$$h_{22e} = \left. \frac{dI_C}{dU_{CE}} \right|_{I_B = \text{const}} \approx \left. \frac{\Delta I_E}{\Delta U_{CE}} \right|_{I_B = \text{const}} \quad (3.39)$$

Er beschreibt als inverse Grösse den wechselstrommässigen Ausgangswiderstand des Transistors. Allerdings ist h_{22e} für den gesamten Ausgangswiderstand der Schaltung eine kleine Einflussgrösse.

Der differenzielle Ausgangsleitwert nimmt mit steigendem Kollektorstrom I_C , sowie kleinem U_{CE} , stark zu. Für den Transistor BC108B liegen typische Werte für h_{22e} im 10..100 μ S-Bereich:

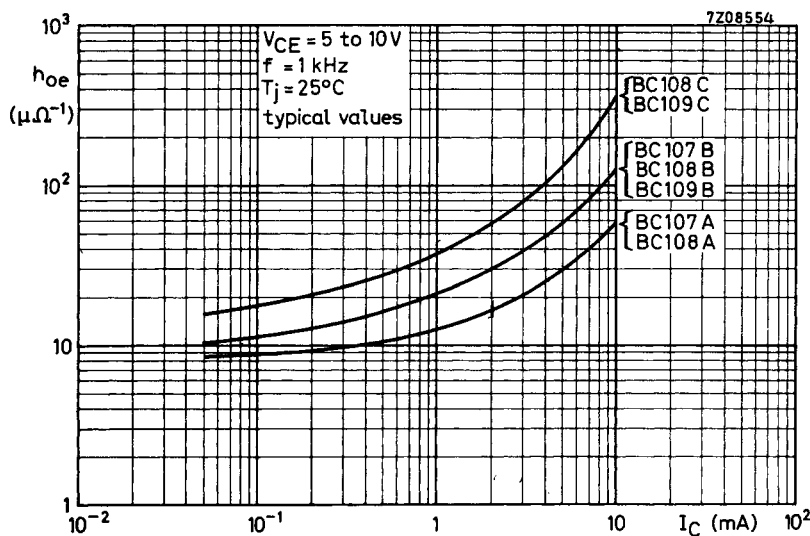


Bild 3.14: Differenzieller (wechselstrommässiger) Ausgangsleitwert.

Quelle: Philips, Semiconductor Databook 3-4, 1968

3.5.2 Wechselstromverstärkung h_{21e}

Im Gegensatz zur Gleichstromverstärkung H_{FE} beschreibt die differentielle Stromverstärkung die wechselstrommässige Stromverstärkung h_{21e} (auch β oder h_{fe} genannt) der Emitterschaltung:

$$h_{21e} = \beta = h_{fe} = \left. \frac{dI_C}{dI_B} \right|_{U_{CE} = \text{const}} \approx \left. \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} \right|_{U_{CE} = \text{const}} \quad (3.40)$$

Die differentielle Stromverstärkung liegt etwa in der gleichen Grössenordnung wie die Gleichstromverstärkung, wobei aber h_{21e} in der Regel etwas höher ist (ca. 10%-25%). Typischerweise wird sie bei einer Messfrequenz von 1kHz gemessen.

In den Datenblättern wird die Kurzschluss-Stromverstärkung h_{21e} beim H-Parameterkennliniensatz als Grafik aufgeführt:

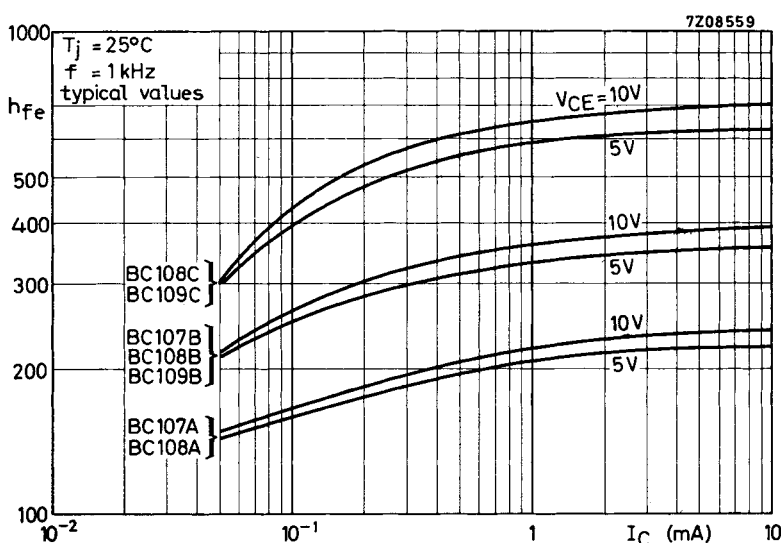


Bild 3.15: Differentielle Stromverstärkung h_e (Wechselstromverstärkung)

Quelle: Philips, Semiconductor Databook 3-4, 1968

3.5.3 Eingangswiderstand h_{11e}

Man definiert den wechselstrommässigen Eingangswiderstand h_{11e} :

$$h_{11e} = \left. \frac{dU_{BE}}{dI_B} \right|_{U_{CE}=const} \approx \left. \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta I_B} \right|_{U_{CE}=const}$$

Differenzieller Eingangswiderstand h_{11e}

(3.41)

Der Eingangswiderstand wird mit zunehmendem Basisstrom kleiner. Der minimale Eingangswiderstand liegt wegen der Bahnwiderstände aber etwas über dem theoretischen Wert der BE-Diode.

Typische Werte für den Eingangswiderstand sind den BC107B im k Ω -Bereich:

In den Datenblättern wird normalerweise der Eingangswiderstand h_{ie} in Form einer Kennlinie spezifiziert:

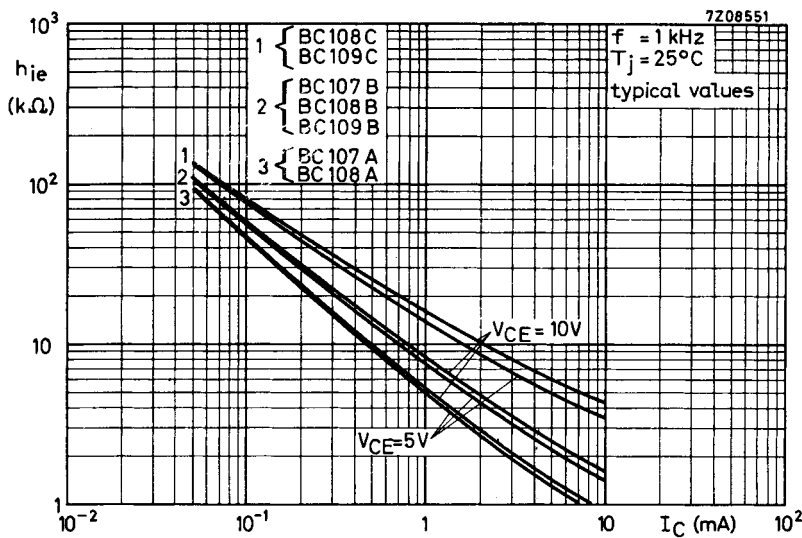


Bild 3.16: Differenzieller Kurzschluss-Eingangswiderstand h_{ie} (Wechselstrommässiger Eingangswiderstand)

Quelle:
Philips, Semiconductor Databook 3-4, 1968

Der Eingangswiderstand h_{11e} kann für die Praxis vielfach näherungsweise berechnet werden, indem die Basis-Emitterdiode als normale Shockley-Diode betrachtet wird. Wir erhalten dann:

$$h_{11e} = r_{BE} \approx \frac{U_T}{I_B}$$

Näherung für den differenziellen Eingangswiderstand h_{11e}

(3.42)

Diese Näherung vernachlässigt die Bahnwiderstände. Bei einem BC107 liegt der Basis-Bahnwiderstand in der Grössenordnung von etwa 450 Ω .

Beispiel 2.10:

Für einen Leistungstransistor mit $H_{FE} = 45$ soll bei $I_C = 5A$ der Eingangswiderstand h_{11e} näherungsweise bestimmt werden.

$$h_{11e} \approx \frac{U_T}{I_B} = \frac{U_T H_{FE}}{I_C} = \frac{0.026 \cdot 45}{5} = 0.234 \Omega$$

Für Leistungstransistoren mit kleiner Stromverstärkung sind so kleine Eingangswiderstände normal.

3.5.4 Spannungsrückwirkung h_{12e}

Die Spannungsrückwirkung beschreibt, wie sich eine Spannungsänderung am Ausgang auf den Eingang auswirkt. Die Spannungsrückwirkung ist in der Praxis meist klein. Sie kann schaltungstechnisch stark erhöht oder erniedrigt werden.

Wird eine Betrachtung unter Vernachlässigung von Rückwirkungseffekten durchgeführt, spricht man von einer unilateralen Betrachtung.

Hält man nun den Basisstrom konstant, erhalten wir die Definition der differentiellen Spannungsrückwirkung h_{12e} der Emitterschaltung:

$$h_{12e} = \left. \frac{dU_{BE}}{dU_{CE}} \right|_{I_B = \text{const}} \approx \left. \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta U_{CE}} \right|_{I_B = \text{const}} \quad (3.43)$$

Die Spannungsrückwirkung wird vom Transistorhersteller als h_{12e} -Parameter spezifiziert und bezüglich des Kollektorstromes aufgetragen.

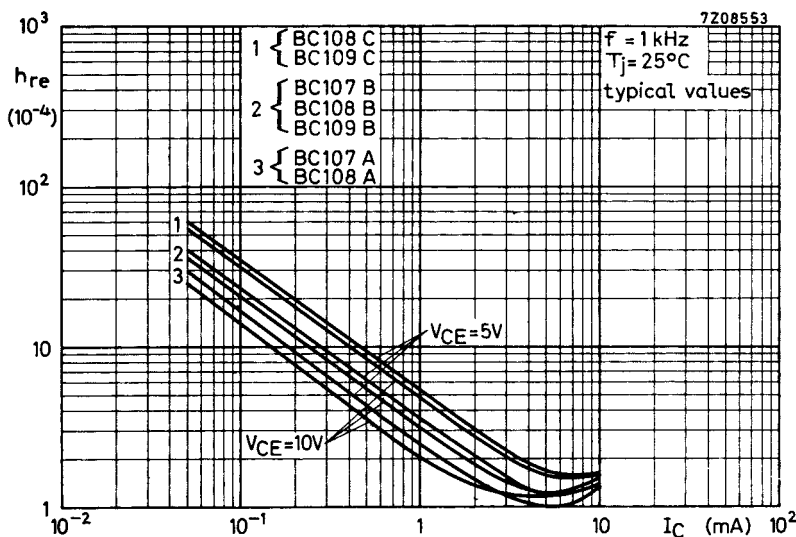


Bild 3.17: Differentielle Spannungsrückwirkung h_{12e}
Quelle: Philips, Semiconductor Databook 3-4, 1968

Vom Wert her gesehen, ist die Spannungsrückwirkung relativ klein, wie das folgende Beispiel zeigt.

Beispiel 2.11:

Wie gross wird die Eingangsspannungsänderung ΔU_{BE} bei einem Transistor BC108B, wenn die Spannung am Ausgang um 5V ändert, bei einem Arbeitspunkt $I_C=2\text{mA}$?

$$\Delta U_{BE} = h_{12e} \cdot \Delta U_{CE} = 2 \cdot 10^{-4} \cdot 5 = 1\text{mV}$$

Bei hohen Frequenzen erfolgt die Rückwirkung hauptsächlich aufgrund der Sperrschichtkapazität der Basis-Kollektordiode, wie wir in den entsprechenden Transistormodellen sehen werden.

3.5.5 Umrechnung von H-Parameter für andere Arbeitspunkte

Besonders in neueren Datenbüchern werden H -Parameter werden in Datenblätter oft nur für bestimmte Arbeitspunkte und Kollektor-Emitterspannungen spezifiziert. Aufgrund des prinzipiellen Verlaufes können aber die Parameter ohne grossen Fehler für andere Betriebsbedingungen umgerechnet werden. Die Umrechnung erfolgt durch Anwenden eines Korrekturfaktors.

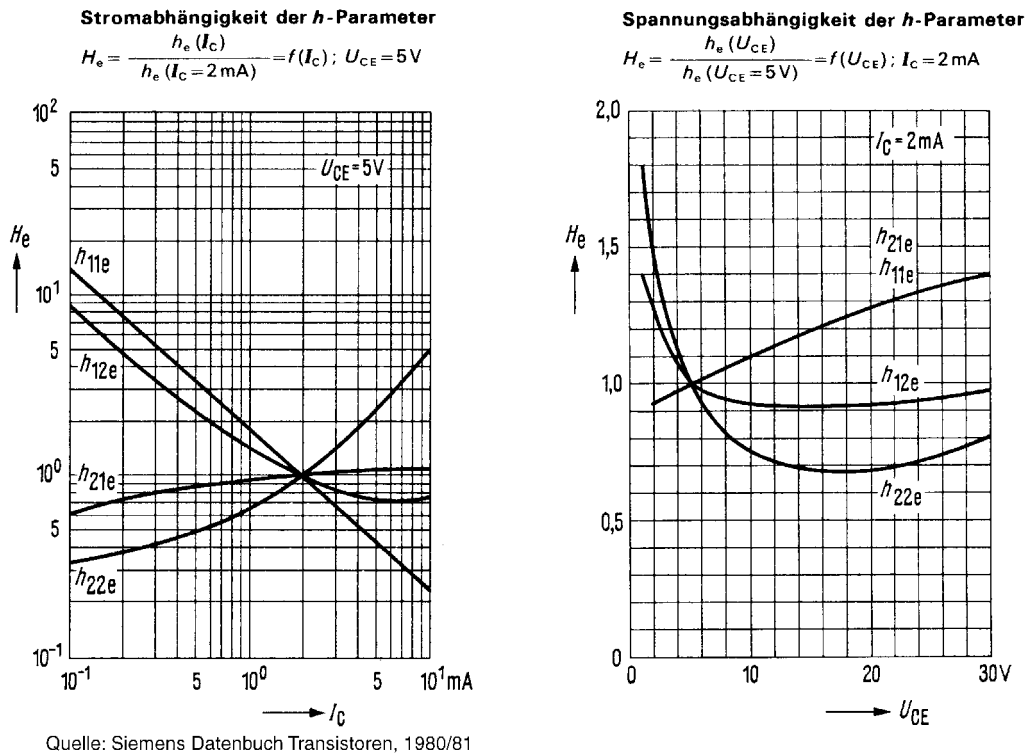


Bild 3.18: Umrechnungsfaktoren für H-Parameter bezüglich anderer Arbeitspunkte.

Der Einfluss von U_{CE} auf den Parametersatz ist eher klein und wird in Praxis häufig vernachlässigt.

Beispiel 2.12:

Für einen Transistor wird $h_{12e} = 5 \cdot 10^{-4}$ bei 2mA angegeben. Bestimmen Sie h_{12e} bei $I_C = 1\text{mA}$!

$$h_{12(1\text{mA})} = H_e \cdot h_{12e(2\text{mA})} = 1.5 \cdot 5 \cdot 10^{-4} = 7.5 \cdot 10^{-4}$$

Beispiel 2.13:

Bestimmen Sie den differentiellen Ausgangsleitwert h_{22e} bei $U_{CE} = 20\text{V}$, wenn $h_{22e} = 10 \cdot 10^{-6}\text{S}$ bei $U_{CE} = 10\text{V}$:

$$h_{22e(5\text{V})} = \frac{1}{H_{e1}} h_{22e(10\text{V})} = \frac{1}{0.75} 10 \cdot 10^{-6}\text{S} = 13.3333 \cdot 10^{-6}\text{S}$$

$$h_{22e(20\text{V})} = H_{e2} h_{22e(5\text{V})} = 0.69 \cdot 13.333 \cdot 10^{-6}\text{S} = 9.12 \cdot 10^{-6}\text{S}$$

3.5.6 Konstruktion der Lastgeraden

Bei der grafischen Dimensionierung wird die Lastkennlinie direkt in das Ausgangskennlinienfeld eingetragen. Sie dient zur Festlegung des geforderten Arbeitspunktes, also als Grundlage für die Dimensionierung der Widerstände. Weiter können Optimierungen bezüglich Grosssignalverhalten, etc. und Aussteuerungen erkannt werden.

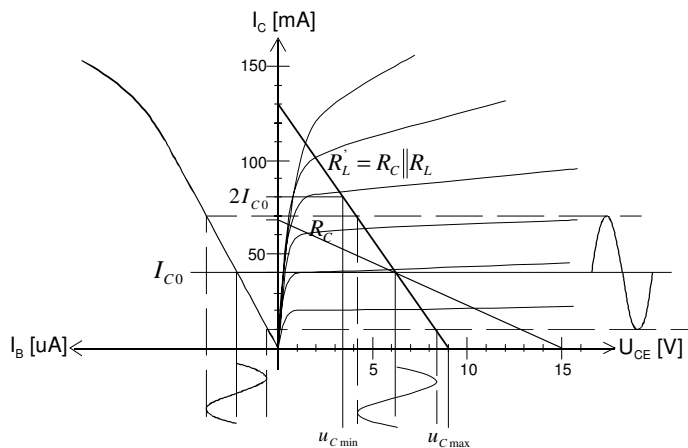


Bild 3.19: Konstruktion der wechsellastmässig aktiven Lastgeraden $R'_L = R_C \parallel R_L$ im Ausgangskennlinienfeld.

Die Stromverstärkung und die Aussteuerungen können aus der Grafik sofort abgelesen werden.

Die Lastkennlinie verkörpert die Steigung der aktiven Last für die Stufe. Sie ist immer negativ steigend.

Mit Hilfe der Lastkennlinie können verschiedene Größen der Verstärkerstufe aus dem Diagramm gelesen werden:

- Bestimmen der ungefähren Stufenstromverstärkung
- Bestimmen des verzerrungsfreien Aussteuerbereiches (Fenstergröße).
- Erkennen der Grenzwerte für U_{CE} , I_{Cmax} und Verlustleistung

Die grafische Methode bietet vor allem bei der Entwicklung von Leistungsverstärkern Hilfe um die optimale Lastgerade oder Arbeitspunkt bezüglich maximaler Leistungsverstärkung oder maximale Ausgangsleistung zu bestimmen.

3.5.6.1 Vorgehen:

Das nachfolgende Vorgehen ist allgemein gültig für reelle Lastwiderstände.

Gleichstrom-Lastgerade:

1. Der Schnittpunkt der Lastgeraden mit der U_{CE} -Achse ergibt sich immer bei $I_C=0$, d.h. $U_{CE}=U_{CC}$.
2. Der Schnittpunkt mit der I_C -Achse ergibt sich bei $U_{CE}=0$, d.h. $I_C=U_{CC}/R_C$.

Wechselstrom-Lastgerade

1. Wechselstrommässig relevanter Lastwiderstand R'_L bestimmen ($R_C \parallel R_L$, C wirkt als Kurzschluss)

1. Schnittpunkt mit U_{CE} -Achse:

$$u_{CEmax} = R'_L I_{C0} + U_{C0}$$

I_{C0} : Arbeitspunkt (Kollektorstrom)

U_{C0} : U_{CE} im Arbeitspunkt

(3.44)

Schnittpunkt mit I_C -Achse: $i_{Cmax} = I_{C0} + \frac{U_{C0}}{R'_L}$

i_{Cmax} : Kollektorspitzenstrom bei Aussteuerung

u_{Cmax} : Kollektor-Emitterspitzenspannung bei Aussteuerung.

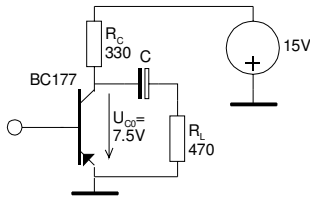
(3.45)

3.5.6.2 Beispiele zu Konstruktion der Lastgeraden

Beispiel 2.14:

Zeichnen Sie die gleichstrommässig und die wechselstrommässig aktive Lastgerade in das Ausgangskennlinienfeld ein!

Schaltung:



$$I_{C_{max}} = \frac{U_{CC}}{R_C} = \frac{-15V}{330\Omega} = -45.45mA$$

$$U_{CE_{max}} = -15V$$

$$U_{C0} = R_C(I_{C_{max}} - I_{C0})$$

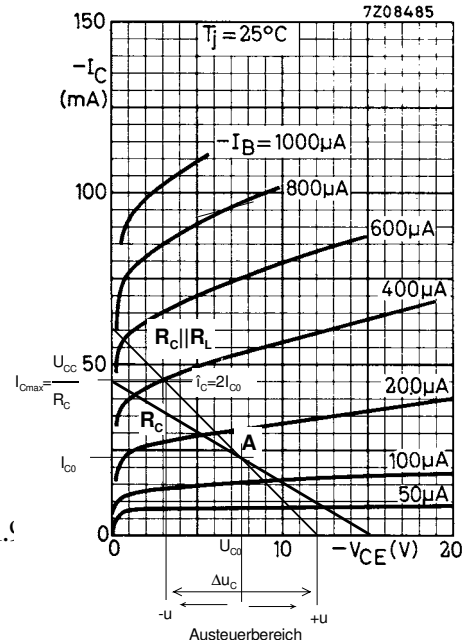
$$\rightarrow I_{C0} = I_{C_{max}} - \frac{U_{C0}}{R_C} = -45.45mA - \frac{-7.5V}{330\Omega} = -22.72mA$$

$$R'_L = R_C \parallel R_L = 330\Omega \parallel 470\Omega = 193.9\Omega$$

$$u_{CE_{max}} = R'_L I_{C0} + U_{C0} = 193.9\Omega \cdot (-22.72mA) + (-7.5)V = -11.1V$$

$$i_{C_{max}} = I_{C0} + \frac{U_{C0}}{R'_L} = -22.72mA + \frac{-7.5V}{193.9\Omega} = -61.4mA$$

BC177

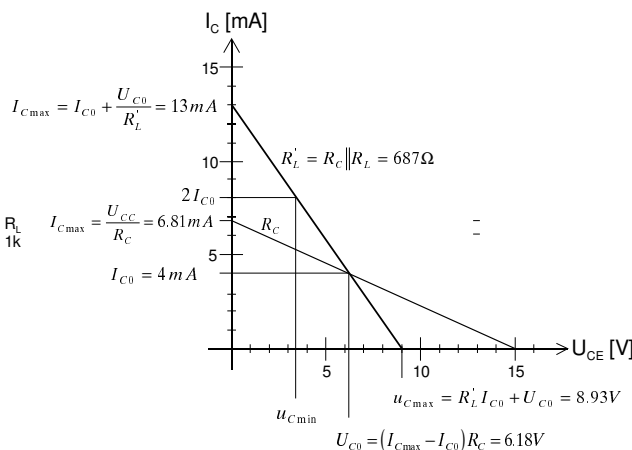
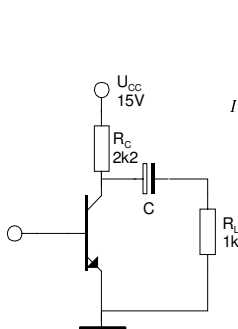


Der Aussteuerbereich verkörpert die maximal mögliche Wechselstrom-Ausgangsspannung. Der nutzbare Kollektorspitzenstrom beträgt bestenfalls $2I_{C0}$. Wird die Aussteuerung erhöht, werden die negativen Halbwellen begrenzt. Ebenso wird die positive Halbwelle deformiert, weil man in die Sättigung läuft.

Ziel ist also den Arbeitspunkt und Kollektorwiderstand so zu wählen, dass man einen möglichst grossen Aussteuerbereich hat. Eine andere Forderung könnte eine möglichst steile Lastgerade sein, damit man einen grossen Verstärkungsfaktor erzielt.

Beispiel 2.15:

Bestimmen Sie den Aussteuerbereich der folgenden Schaltung bezüglich des Arbeitspunktes $I_C = 4mA$:



$$\Delta u_C = 2(R'_L I_{C0}) = 2 \cdot 687\Omega \cdot 4mA = 5.5V$$

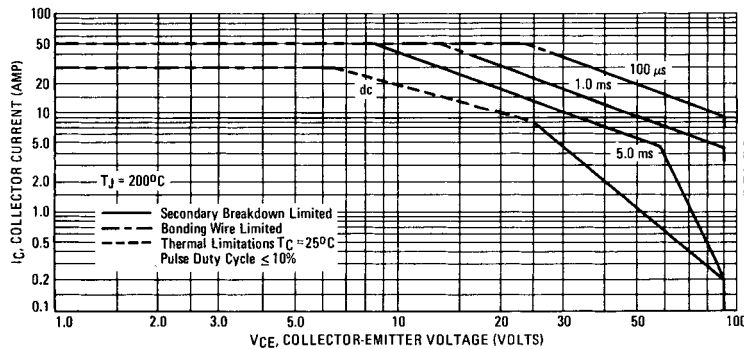
Wir werden nachfolgend Methoden kennen lernen, um den Kollektorwiderstand und Arbeitspunkt so zu bestimmen, dass er für eine gesuchte Grösse optimal wird.

3.5.7 Erlaubter Arbeitsbereich (Safe Operating Area, SOAR)

Beim Konstruieren der Lastgeraden ist darauf zu achten, dass die Grenzen für I_C , U_{CE0} und P_V nirgendwo überschritten werden. Diese Vorgaben beschreiben einen erlaubten Arbeitsbereich (Safe Operating Area, SOAR). Bei Leistungstransistoren ist die SOAR in Form einer Grafik vorgegeben:

MJ802  **MOTOROLA**

FIGURE 4 – ACTIVE REGION SAFE OPERATING AREA



The Safe Operating Area Curves indicate $I_C - V_{CE}$ limits below which the device will not enter secondary breakdown. Collector load lines for specific circuits must fall within the applicable Safe Area to avoid causing a catastrophic failure. To insure operation below the maximum T_J power-temperature derating must be observed for both steady state and pulse power conditions.

Bild 3.20: Erlaubter Arbeitsbereich (SOAR) eines Leistungstransistors MJ802.

Quelle: Motorola Bipolar Power Transistor Data 1985

Innerhalb der SOAR kann der Transistor problemlos betrieben werden. Die DC-SOAR darf im Impulsbetrieb gemäss Diagramm kurzzeitig überschritten werden, z.B. wenn der Transistor als Schalter arbeitet.

Beim Betrieb des Transistors an einer komplexen Last wird die "Lastgerade" zu einer Ellipse. Hierbei muss die gesamte Ellipse innerhalb der SOAR bleiben.

Ein Betrieb ausserhalb der SOAR hat normalerweise eine Zerstörung des Transistors zur Folge. Die Begrenzungen der SOAR sind durch folgende Sachverhalte gegeben:

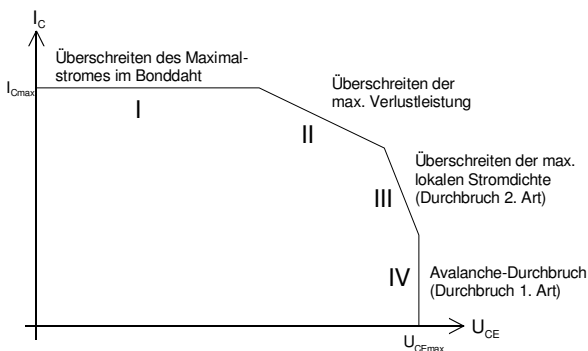


Bild 3.21: Kriterien für die Begrenzungen des erlaubten Arbeitsbereiches (SOAR)

I:

Der max. Kollektorstrom wird durch die max. Stromdichte in den Anschlussdrähten (Bondung) begrenzt. Wird der Strom überschritten, schmelzen diese Anschlussdrähte durch. In diesem Bereich wird die max. thermische Verlustleistung nicht erreicht.

II:

Der max. Kollektorstrom wird durch die max. therm. Verlustleistung begrenzt. Die max. therm. Verlustleistung ist durch den Wärmewiderstand gegeben und gehorcht der Gleichung $P_V = U_{CE} \cdot I_C$. In der doppelt logarithmischen Darstellung erscheint der Verlustleistungshyperbel als Gerade mit einer bestimmten Steigung.

III:

Der Kollektorstrom wird durch die maximale lokale Stromdichte begrenzt. Bei grossen Verlustleistungen und dementsprechender Erwärmung des Kristalls erfolgt kein homogener Stromfluss, sondern erfolgt bevorzugt örtlich in kleinen Zonen (sog. Hot Spots). Das hat zur Folge, dass lokal die Stromdichte überschritten werden kann, ohne dass die rechnerische max. Verlustleistung überschritten wird. Dieser Effekt wird Durchbruch 2. Art (Second Breakdown) genannt.

IV:

Ein Überschreiten der maximalen Kollektor-Emittersperrspannung hat zur Folge, dass ein Lawinendurchbruch an der Kollektor-Basissperrschicht erfolgt. Da der Lawinendurchbruch schlagartig erfolgt, darf diese Maximalspannung auch nicht kurzzeitig überschritten werden.

3.5.7.1 Lastkennlinie für maximale Ausgangsleistung

Wird die Verstärkerstufe bezüglich maximaler Ausgangsleistung dimensioniert, muss der für den Transistor aktive Lastwiderstand so bestimmt werden, dass die Lastgerade den Verlustleistungshyperbel P_V gerade tangiert.

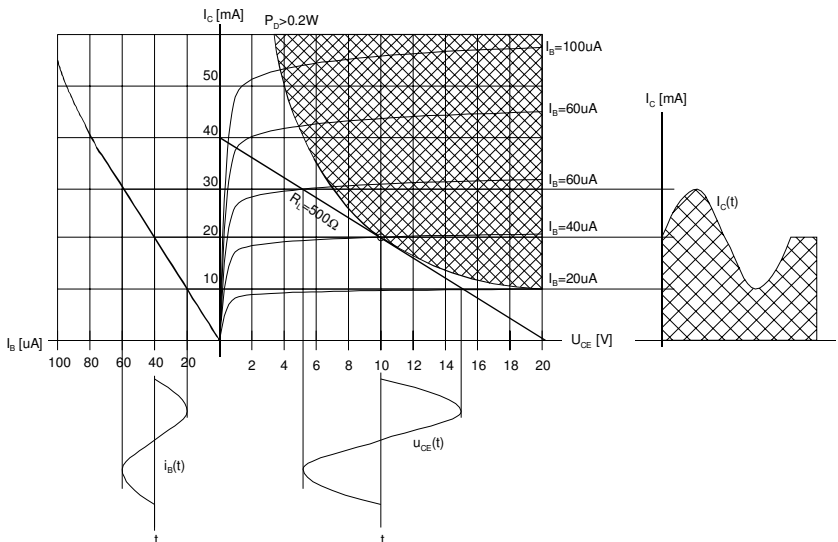


Bild 3.22: Optimierung der Lastgerade für maximale Ausgangsleistung .

Die Lastgerade tangiert den Verlustleistungshyperbel.

Der Arbeitspunkt I_{C0} ist dafür so einzustellen, dass er in die Mitte des aussteuerbaren Bereiches fällt. Die obere Grenze für die Kollektor-Emitterspannung ist durch $I_C=0$, d.h. $u_{CEmax}=U_{CC}$ gegeben. Daraus folgt, dass die Kollektor-Emitterspannung im Arbeitspunkt:

$$U_{CE0} = \frac{U_{CC} - U_{CEsat}}{2} \approx \frac{U_{CC}}{2} \quad \begin{array}{l} U_{CE0}: \text{Kollektor - Emitterspannung im Arbeitspunkt} \\ U_{CEsat}: \text{Kollektor - Emitter - Sättigungsspannung (0.1V..1V)} \end{array} \quad (3.46)$$

Ein Transistorverstärker, dessen Arbeitspunkt genau in der Mitte des aussteuerbaren Bereiches liegt, nennt man einen Klasse-A Verstärker. Anders als ein sog. Klasse-B Verstärker bei dem der Arbeitspunkt an der unteren Aussteuerungsgrenze liegt. Eine solche Verstärkerstufe verstärkt dann nur eine Halbwelle des Aussteuersignales.

Bezüglich Verlustleistung gilt im Arbeitspunkt ohne Aussteuerung:

$$P_{V0} = U_{CE0} \cdot I_{C0} = \frac{(U_{CC} - U_{CEsat})^2}{4R_C} \approx \frac{U_{CC}^2}{4R_C} \quad (3.47)$$

Damit wird bei einer gegebenen Verlustleistung der Lastwiderstand R_C :

$$R_C = \frac{(U_{CC} - U_{CEsat})^2}{4P_V} \approx \frac{U_{CC}^2}{4P_V} \quad (3.48)$$

Beispiel 2.16:

Bestimmen Sie den Kollektorwiderstand, wenn die Grenzverlustleistung $P_V=75W$ nicht überschritten werden soll. Wie gross wird die Ausgangsleistung PA wenn die Stufe sinusförmig voll angesteuert wird?

$$R_L = \frac{U_{CC}^2}{4P_V} = \frac{30^2}{4 \cdot 75} \frac{VV}{VA} = 3\Omega$$

Den Effektivwert der Ausgangsleistung bestimmen wir nach bekannten formalen Zusammenhängen der Elektrotechnik:

$$P_A = \frac{u_{Cmax}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{i_{Cmax}}{\sqrt{2}} = \frac{u_{Cmax} \cdot i_{Cmax}}{2} = \frac{30 \cdot 10}{2} \frac{VA}{1} = 150W$$

resp.

$$P_A = \frac{i_{Cmax}^2 \cdot R_L}{2} = \frac{100 \cdot 3}{2} \frac{A^2V}{A} = 150W$$

Grafisch wird zuerst die 75W-Hyperbelkurve in das Ausgangskennlinienfeld eingezeichnet. Anschliessend wird der Arbeitspunkt bei U_{C0} bei $U_{CC}/2$ fixiert und eine Gerade vom Punkt $U_{CC},0$ als Tangente an P_V bis zur I_C -Achse gezogen. Die Tangente berührt bei $U_{CC}/2$ die P_V -Hyperbel:

BDY20

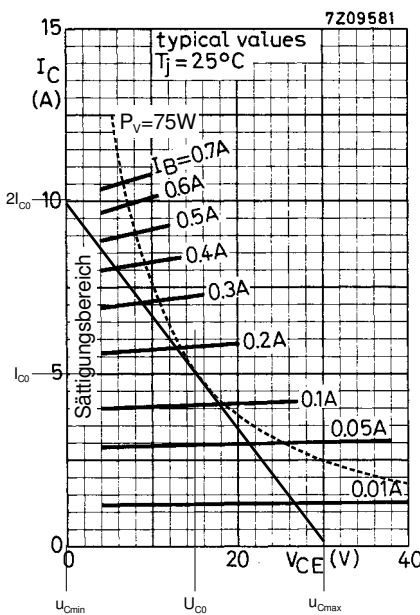


Bild 3.23: Optimierte Lastgerade für $P_V=75W$.

Quelle: Philips, Databook Silicon Transistors, 1968

In der Praxis ist es unrealistisch anzunehmen, dass die Stufe bis u_{Cmin} angesteuert werden kann. Unterhalb von ca. $U_{CE}=4V$ erfolgt ein Abknicken der Kennlinien, was eine Verzerrung des Ausgangssignals zur Folge hat. Deshalb sollte die Sättigung berücksichtigt werden. Dies ist auch der Grund, wieso die Ausgangskennlinien für $U_{CE} < 4V$ in einer separaten Grafik aufgeführt werden.

3.6 Gleichstromtransistormodelle

Für viele Betrachtungen genügt das einfache DC-Transistormodell aus Kapitel 2.4.4. Es berücksichtigt aber nur die Basis-Emitterspannung U_{BE} und die Stromverstärkung H_{FE} .

Es existieren zahlreiche weitere Modelle, welche mit unterschiedlichem Aufwand das Verhalten des Transistors beschreiben. Als Standardmodell ist aber sicher das sog. Ebers-Moll-Transistormodell zu nennen.

3.6.1 Ebers-Moll-Modell

Dieses Modell wurde von J.J. Ebers und J.L. Moll entwickelt. Es verkörpert das allgemeine DC-Modell des Transistors und deckt alle Arbeitsbereiche des Transistors ab. Somit eignet es sich auch für Grosssignalanwendungen und wird vorzugsweise in Anwendungen des Transistors als Schalter verwendet. Obwohl aus diesem Modell auch dynamische Grössen entwickelt werden können, spricht man hier von einem statischen Modell, da es keine Kapazitäten berücksichtigt.

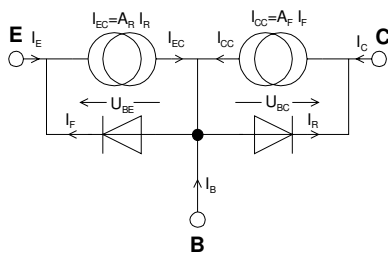


Bild 3.24: Ebers-Moll-Transistormodell.

Es beschreibt das DC-mäßige Verhalten für alle Arbeitsbereiche.

Der Stromfluss wird hier mittels Exponentialfunktionen beschrieben. Dabei gelten die Gesetzmässigkeiten:

$$I_C = A_F \cdot I_{ES} \left(e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) - I_{CS} \left(e^{\frac{U_{BC}}{U_T}} - 1 \right) \quad (3.49)$$

$$I_E = -I_{ES} \left(e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) + A_R \cdot I_{CS} \left(e^{\frac{U_{BC}}{U_T}} - 1 \right) \quad (3.50)$$

$$I_B = -(I_C + I_E) \quad (3.51)$$

A_R und A_F sind die Vorwärts- und Rückwärtsstromverstärkungsfaktoren für die Basisschaltung. Für die gesteuerten Stromquellen erzeugten beschriebenen Ströme gilt:

$$I_F = \frac{I_{CC}}{A_F} \quad (3.52)$$

$$I_R = \frac{I_{EC}}{A_R} \quad (3.53)$$

$$I_{CC} = A_F \cdot I_{ES} \left(e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) = A_F \cdot I_F \quad (3.54)$$

$$I_{EC} = A_R \cdot I_{CS} \left(e^{\frac{U_{BC}}{U_T}} - 1 \right) = A_R \cdot I_R \quad (3.55)$$

Zur Anschauung für die Grössenordnung der Werte sind nachfolgend zwei Beispiele von Si-Transistoren aufgeführt. (Das Zahlenmaterial entstammt aus [5], S.91)

Typ	2N916 (Si-NPN, 360mW)	2N1016 (Si-NPN, 150W)
A_F	0.9892	0.9896
A_R	0.2593	0.8333
I_{ES} [mA]	$4.95 \cdot 10^{12}$	$2.73 \cdot 10^7$
I_{CS} [mA]	$1.93 \cdot 10^{10}$	$8.76 \cdot 10^7$

Anmerkung:

Für die Sättigungssperrströme I_{ES} , I_{CS} können nicht die Kennwerte I_{SE} und I_{SC} der PSpice Bibliothek benutzt werden. Grund: PSpice benutzt zur Berechnung ein anderes Modell (sog. Gummel-Poon-Modell), das die Variation der Stromverstärkung erlaubt. Die Steilheit des Stromanstieges wird dann über mehrere Faktoren (NC , NF , NR und NE) beschrieben.

Normalerweise werden die Parameter für Basisschaltungen nicht zur Modellierung verwendet. Stattdessen werden ihre Äquivalente der Emitterschaltung benutzt:

$$B_F = \frac{A_F}{1 - A_F} \quad B_R = \frac{A_R}{1 - A_R} \quad (3.56)$$

3.7 Wechselstrommässiges Verhalten des Transistors

Auf der Basis einer durchgeführten Gleichstromdimensionierung der Verstärkerstufe kann nun eine wechselstrommässige Dimensionierung erfolgen. Sie beinhaltet folgende Betrachtungen:

- Festlegen der Verstärkungsfaktoren: Stromverstärkung v_i , Spannungsverstärkung v_u
- Ein- und Ausgangswiderstände der Stufe
- Koppelkondensatoren und daraus resultierende Grenzfrequenzen

Wir betrachten in dieser Einführung ausschliesslich das wechselstrommässige Verhalten an Kleinsignalverstärker im niederfrequenten Bereich. Für diese Betrachtung ist im Regelfall keine komplexe Rechnung erforderlich.

Auch hier erfolgt die Untersuchung und Begründung indem geeignete Ersatzschaltbilder (Modelle) für das wechselstrommässige Verhalten verwendet werden.

Zur Untersuchung kennt man auch hier zahlreiche AC-Modelle. Sie unterscheiden sich von den DC-Modellen im Wesentlichen, dass sie die entsprechenden Sperrschicht- und Diffusionskapazitäten berücksichtigen.

Hybrid-Parameter-Modell (H-Parameter):

Kleinsignalmodell, das auf der Vierpoltheorie aufbaut. Es werden die wechselstrommässigen Ein- und Ausgangswiderstände, Stromverstärkung und Rückwirkung berücksichtigt.

In der Regel werden aber keine Kapazitäten berücksichtigt. Für Kleinsignalanwendungen im Niederfrequenzbereich (< 100kHz) liefert es in der Regel gute Resultate.

Hybrid- π -Modell

Einfaches Kleinsignalmodell, das das wechselstrommässige Verhalten in einem Arbeitspunkt wechselstrommässig beschreibt. Meist werden die Kollektor-Basis-Kapazität und die Basis-Emitter-Kapazität berücksichtigt.

Charakteristisch ist, dass dieses Modell den Kollektorstrom als Funktion der Basis-Emitterspannung beschreibt, also mit einer **Steilheit** $g_m = i_c(u_{be})$, anstatt mit einem Stromverstärkungsfaktor h_{fe} .

3.7.1 Hybrid-Parameter Modell (H-Parameter)

H-Parameter erlauben mit einer einfachen Theorie (Matrizenrechnung) eine saubere Berechnung des Kleinsignalverhaltens gesamter Schaltungen. Sie beschreiben das Kleinsignalverhalten des Transistorvierpols mit Hilfe eines idealisierten Modells:

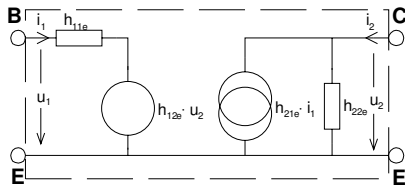


Bild 3.25: Hybrid-Parameter-Modell eines Bipolartransistors.

Das Kleinsignalverhalten im Arbeitspunkt wird mit einem Satz H-Parameter beschrieben.

Das Modell unterstellt eine lineare Abhängigkeit zwischen den vier Grössen i_1 , i_2 , u_1 und u_2 . Sie können durch Hybrid-Gleichungen dargestellt werden:

$$\begin{aligned} u_1 &= h_{11e} \cdot i_1 + h_{12e} \cdot u_2 \\ i_2 &= h_{21e} \cdot i_1 + h_{22e} \cdot u_2 \end{aligned} \quad \text{Hybrid-Gleichungen} \quad (3.57)$$

Die H-Parameter werden für den Transistor durch den Hersteller spezifiziert und für Emitterschaltung in den Datenblätter angegeben.

In Analogie zu unseren Betrachtungen zu den dynamischen Widerständen und Stromverstärkung gilt:

$$h_{11e} = h_{ie} = r_{BE} \quad (3.58)$$

$$h_{21e} = h_{fe} = \beta \quad (3.59)$$

$$h_{22e} = h_{oe} = \frac{1}{r_{CE}} \quad (3.60)$$

Für andere Grundschaltungen (Basis-, Kollektorschaltung) sind die H-Parameter umzurechnen:

Basisschaltung:

$$h_{11b} = \frac{h_{11e}}{1 + h_{21e} - h_{12e} + \Delta h_e} \approx \frac{h_{11e}}{1 + h_{12e}} \quad (\text{Vereinfachung, wenn } h_{12e} \ll h_{21e} \text{ und } \Delta h_e \ll h_{12e}) \quad (3.61)$$

$$h_{12b} = \frac{\Delta h_e - h_{12e}}{1 + h_{21e} - h_{12e} + \Delta h_e} \approx \frac{\Delta h_e - h_{12e}}{1 + h_{21e}} \quad (3.62)$$

$$h_{21b} = \frac{h_{21e} - \Delta h_e}{1 + h_{21e} - h_{12e} + \Delta h_e} \approx \frac{-h_{21e} - \Delta h_e}{1 + h_{21e}} \quad (3.63)$$

$$h_{22b} = \frac{h_{22e}}{1 + h_{21e} - h_{12e} + \Delta h_e} \approx \frac{h_{22e}}{1 + h_{21e}} \quad (3.64)$$

Kollektorschaltung:

$$h_{11c} = h_{11e} \quad (3.65)$$

$$h_{12c} = 1 - h_{12e} \approx 1 \quad (\text{wenn } h_{12e} \ll 1) \quad (3.66)$$

$$h_{21c} = -1 - h_{21e} \approx -h_{21e} \quad (\text{wenn } h_{21e} \gg 1) \quad (3.67)$$

$$h_{22c} = h_{22e} \quad (3.68)$$

3.7.2 Bestimmung der Betriebskenngrößen einfacher Verstärkerschaltungen

Wir leiten nachfolgend einen Formelsatz her der, beruhend auf H-Parameter, systematisch das wechselstrommässige Verhalten einer Verstärkerstufe beschreibt.

3.7.2.1 Emitterschaltung

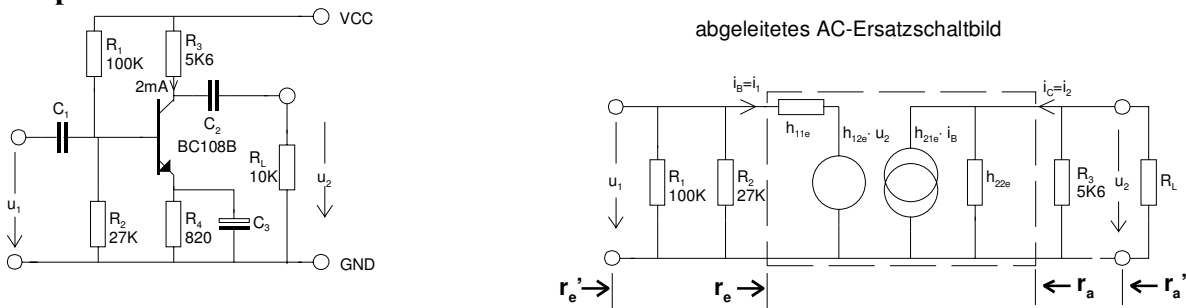
Auch hier werden, ausgehend vom Gesamtschema, ein AC-Ersatzschaltbild mit den wechselstrommässig aktiven Komponenten entwickelt. Der Transistor wird dabei durch ein das H-Parametermodell ersetzt.

3.7.2.1.1 Einfacher Fall: Betriebskenngrößen

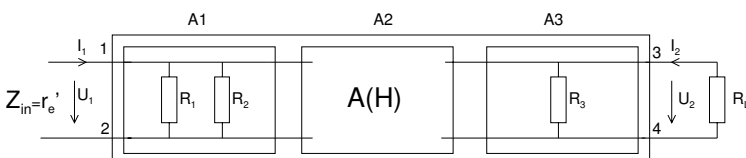
Wir betrachten die Zusammenhänge für den Eingangswiderstand anhand eines konkreten Beispiels und entwickeln die allgemein gültigen Formeln.

Der einfache Fall hat einen wechselstrommässig vollständig überbrückten Emitterwiderstand:

Beispiel 2.17:



Diese Schaltung stellt grundsätzlich Kaskadierung dreier Einzelvierpole dar. Zur Berechnung fassen wir diese zu einem neuen Vierpol zusammen:



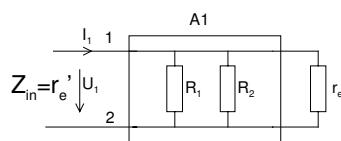
Wir vereinfachen die Berechnung indem wir den Transistor mit Kollektorwiderstand ohne Basisspannungsteiler betrachten. Dies ergibt den Eingangswiderstand r_e direkt an der Basis des Transistors. Durch Kaskadierung von A2 und A3 wird nun r_e' :

$$A_2 = \frac{1}{h_{21}} \begin{pmatrix} -\det h & -h_{11} \\ -h_{22} & -1 \end{pmatrix} \quad A_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ R_3 & 1 \end{pmatrix}$$

$$A = A_{2,3} = A_2 \cdot A_3 = \frac{1}{h_{21}} \begin{pmatrix} -\frac{h_{11} + R_3 \det h}{R_3} & -h_{11} \\ -\frac{1 + h_{22} R_3}{R_3} & -1 \end{pmatrix}$$

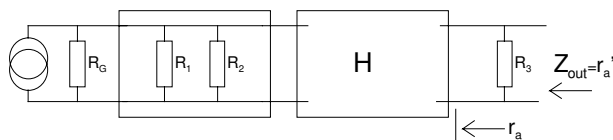
$$r_e = \frac{A_{11} R_L + A_{12}}{A_{21} R_L + A_{22}} = \frac{h_{11}(R_3 + R_L) + R_3 R_L \det h}{R_3 + R_L + h_{22} R_3 R_L} = \frac{h_{11e} + R_L' \det h}{1 + R_L' h_{22}} \quad (R_L' = R_3 \parallel R_L) \quad (3-69)$$

Der Eingangswiderstand der gesamten Schaltung ergibt sich aus der Parallelschaltung:



$$z_{in} = r_e' = R_1 \parallel R_2 \parallel r_e \quad (3-70)$$

Die Ausgangswiderstände r_a und r_a' werden analog bestimmt. Man fasst hierzu den Generatorwiderstand und den Basisspannungsteiler zusammen und bestimmt über die Betriebskenngrössentabelle Tab. 2.6 den Ausgangswiderstand direkt mit H-Parametern:



$$R_G' = R_G \parallel R_1 \parallel R_2$$

$$r_a = \frac{h_{11} + R_G'}{h_{22} R_G' + \det h} \quad (3-71)$$

$$r_a' = R_3 \parallel r_a \quad (3-72)$$

Diese Formeln beschreiben allgemein die Ein und Ausgangswiderstände, egal ob es sich um Emitter-Basis oder Kollektorschaltung handelt. Selbstverständlich sind die schaltungsspezifischen Parameter zu verwenden.

Die Spannungsverstärkung v_{uf} wird ebenfalls mit Tabelle 2.6:

$$v_{uf} = \frac{-h_{21} R_L'}{h_{11} + R_L' \det h} \quad (3-73)$$

Konkret werden die Betriebskenngrößen im Arbeitspunkt bei $I_c=2\text{mA}$ und einem $R_G=600\Omega$:

$$R_L' = R_3 \parallel R_L = 5.6K \parallel 10K = 3.589k\Omega \quad \det h = 4.5 \cdot 10^3 \cdot 30 \cdot 10^{-6} - 330 \cdot 2 \cdot 10^{-4} = 0.069$$

$$r_e = \frac{h_{11e} + R_L' \det h}{1 + R_L' h_{22}} = \frac{4.5K + 3.589K \cdot 0.069}{1 + 3.589K \cdot 30 \cdot 10^{-6}} = 4286\Omega$$

$$r_e = R_1 \parallel R_2 \parallel r_e = 100K \parallel 27K \parallel 4.286K = 3.567K$$

$$R_G' = R_G \parallel R_1 \parallel R_2 = 600 \parallel 100K \parallel 27K = 583.53\Omega$$

$$r_a = \frac{h_{11e} + R_G'}{h_{22e} R_G' + \det h} = \frac{4500 + 583.53}{30 \cdot 10^{-6} \cdot 583.53 + 0.069} = 58.765k\Omega$$

$$r_a' = r_a \parallel R_3 = 58.765K \parallel 5.6K = 5.1128K$$

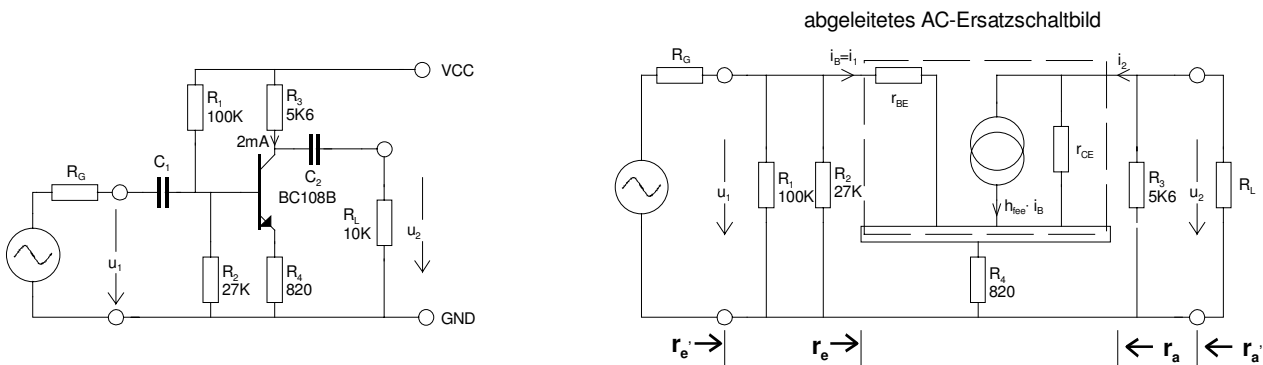
$$v_{uf} = -\frac{h_{21e} R_L'}{h_{11e} + R_L' \det h} = \frac{-330 \cdot 3.589K}{4.5K + 3.589K \cdot 0.069} = -249.46$$

Der hier vorgestellte und praktizierte Formelsatz entspricht weitgehend dem, der in den gängigen Formelsammlungen aufgeführt wird.

Zu beachten ist, dass die Spannungsverstärkung in diesem Beispiel die Belastung durch den Basis-Spannungsteiler vernachlässigt. Eine weitergehende Betrachtung zu diesem Problem folgt später.

3.7.2.1.2 Serie-Serie-Gegenkopplung mit nicht überbrücktem Emitterwiderstand

Anders stellen sich die Ein- und Ausgangswiderstände bei wechselstrommässig nicht überbrücktem Emitterwiderstand dar:

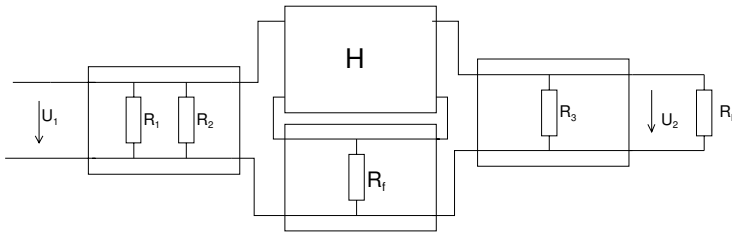


Die Serie-Serie-GK bewirkt neben der Einflussminderung von Exemplarstreuungen:

- Der Eingangswiderstand wird (stark) erhöht
- Der Ausgangswiderstand wird (etwas) erhöht
- Der Klirrfaktor wird kleiner
- Die Bandbreite wird vergrößert, d.h. die obere Grenzfrequenz steigt
- Die Spannungsverstärkung wird reduziert

Durch gezielte Dimensionierung des Emitterwiderstandes kann die Stufenspannungsverstärkung recht präzise eingestellt werden. Jedoch sind $v_u > 10$ pro Stufe zu vermeiden.

Mit Vierpolen betrachtet, erkennen wir eine Serie-Serie-Gegenkopplung mit dem Emitterwiderstand.



Wir lösen die Aufgabe so dass wir die Serie-Serie-Gegenkopplung zuerst berechnen, und zwar so, dass wir als Resultat einen neuen Satz H-Parameter (H^*) erhalten. Der Emitterwiderstand wird in den Transistor "hineingerechnet". Die Serie-Serie-Gegenkopplung wird:

$$Z_1 = \begin{pmatrix} R_{41} & R_{41} \\ R_{41} & R_{41} \end{pmatrix} \quad Z_2 = Z(H) = \frac{1}{h_{22}} \begin{pmatrix} \det h & h_{12} \\ -h_{21} & 1 \end{pmatrix}$$

$$Z_{1,2} = Z_1 + Z_2 = \frac{1}{h_{22}} \begin{pmatrix} h_{22}R_{41} + \det h & h_{12} + h_{22}R_{41} \\ -h_{21} + h_{22}R_{41} & 1 + h_{22}R_{41} \end{pmatrix}$$

H-Parameterumrechnung bei nicht überbrücktem Emitterwiderstand

$$H^* = H_{1,2} = H(Z_{1,2}) = \frac{1}{1 + R_f h_{22}} \begin{pmatrix} h_{11} + R_f(1 - h_{12} + h_{21} + \det h) & h_{12} + R_f h_{22} \\ h_{21} - R_f h_{22} & h_{22} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} h_{11} + R_f(h_{21} + 1) & h_{12} + R_f h_{22} \\ h_{21} & h_{22} \end{pmatrix} \quad (3-74)$$

Wir erhalten so einen neuen, fiktiven Transistor mit einem neuen Satz H-Parameter. Mit diesen können wir dann in gewohnter Weise die Betriebskenngrößen bestimmen. Die Vereinfachungen gelten wenn $h_{12} \ll 1$ und $h_{22}R_f \ll 1$.

Wir erkennen im obigen Formelsatz:

Ein nicht überbrückter Emitterwiderstand erscheint etwa um den Stromverstärkungsfaktor vergrößert am Eingang.

Beispiel 2.18:

Für unsere Schaltung aus Beispiel 2.17 werden die Betriebskenngrößen z_{in}' , z_{out}' und v_{uf} konkret:

$$R_L' = R_L \parallel R_3 = 10K \parallel 5.6K = 3.59k\Omega$$

$$h_E = \begin{pmatrix} 4500 & 2 \cdot 10^{-4} \\ 330 & 30 \cdot 10^{-6} \end{pmatrix} \quad R_G' = \left(\frac{1}{R_G} + \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)^{-1} = \left(\frac{1}{600} + \frac{1}{100K} + \frac{1}{27K} \right)^{-1} = 583.53\Omega$$

$$\det h_e = 0.069$$

$$h^* = \frac{1}{1 + R_f h_{22e}} \begin{pmatrix} h_{11e} + R_f(1 - h_{12e} + h_{21e} + \det h_e) & h_{12e} + R_f h_{22e} \\ h_{21e} - R_f h_{22e} & h_{22e} \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{1 + 820 \cdot 30 \cdot 10^{-6}} \begin{pmatrix} 4500 + 820(1 - 2 \cdot 10^{-4} + 330 + 0.069) & 2 \cdot 10^{-4} + 4500 \cdot 30 \cdot 10^{-6} \\ 330 - 4500 \cdot 30 \cdot 10^{-6} & 30 \cdot 10^{-6} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 269.4k\Omega & 0.024 \\ 322.05 & 29.28 \cdot 10^{-6} S \end{pmatrix}$$

$$\det h^* = 0.091$$

$$r_e = \frac{h_{11}^* + R_L' \cdot \det h^*}{1 + R_L' \cdot h_{22}^*} = \frac{269.4K + 3.59K \cdot 0.091}{1 + 3.59K \cdot 29.28 \cdot 10^{-6}} = \underline{244.03k\Omega}$$

$$r_e' = R_1 \parallel R_2 \parallel r_e = 100K \parallel 27K \parallel 244.03K = \underline{19.56K}$$

$$r_a = \frac{h_{11}^* R_G'}{R_G' \cdot h_{22}^* + \det h^*} = \frac{269.4K + 583.53}{583.53 \cdot 29.28 \cdot 10^{-6} + 0.091} = \underline{2.489M\Omega}$$

$$r_a' = r_a \parallel R_3 = 2.489M \parallel 5.6K = \underline{5.587k\Omega}$$

$$v_{uf} = -\frac{h_{21}^* \cdot R_L'}{h_{11}^* + R_L' \cdot \det h^*} = \frac{-322.05 \cdot 3.59K}{269.4K + 3.59K \cdot 0.091} = \underline{-4.287}$$

3.7.2.1.3 Verstärkung der Emitterschaltung

Die Emitterschaltung besitzt sowohl eine hohe Strom- wie auch eine hohe Spannungsverstärkung. Daher hat sie die grösste Leistungsverstärkung aller drei Grundschaltungen.

Bei der Verstärkung der Stufe wird unterschieden bezüglich:

Stromverstärkung: $v_i = \frac{i_a}{i_e}$

Spannungsverstärkung: $v_u = \frac{u_a}{u_e}$

Leistungsverstärkung: $v_p = \frac{p_a}{p_e} = v_i \cdot v_u = \frac{i_a}{i_e} \frac{u_a}{u_e}$

Rechnerisch werden die Verstärkungen gemäss Betriebskenngrösstentabelle 2.10.1:

$$v_{uf} = \frac{-h_{21} R_L'}{h_{11} + R_L' \det h}$$

$$v_{ij} = \frac{h_{21}}{1 + h_{22} R_L'}$$

Hinweise:

Bei SS-Gegenkopplung werden für die H-Parameter direkt die H*-Parameter eingesetzt. Die Stromverstärkungsformel berücksichtigt nicht die Stromteilung im Basisspannungsteiler.

3.7.2.1.4 Einstellen der Verstärkung über den Emitterwiderstand

Durch die Grösse des wechselstrommässig aktiven Emitterwiderstandes R_f kann der Verstärkungsfaktor der Stufe festgelegt werden.

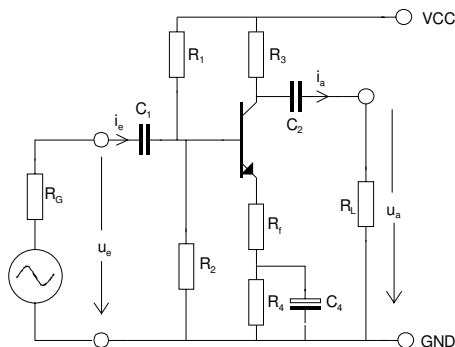


Bild 3.26: Einstellen der AC-Verstärkung durch Aufteilen des Emitterwiderstandes in $R_f + R_4$.

Für die AC-Verstärkung im mittleren Frequenzbereich ist nur R_f relevant

Durch die wechselstrommässige Gegenkopplung über R_f erfährt die Verstärkerstufe noch eine Reihe weiterer Eigenschaften:

- Der Eingangswiderstand wird (stark) erhöht
- Der Ausgangswiderstand wird (etwas) erhöht
- Der Klirrfaktor wird kleiner
- Die Bandbreite wird vergrössert, d.h. die obere Grenzfrequenz steigt

Es ist charakteristisch, dass sich die Gegenkopplung generell auf die Ein- und Ausgangswiderstände auswirken. Bei Serie-Gegenkopplung (d.h. Gegenkopplungsvierpol wird in Serie zum Transistorvierpol geschaltet) erfolgt ein Anstieg des Widerstandes. Umgekehrt erfolgt bei einer Parallel-Gegenkopplung eine Reduktion des Widerstandes.

In allen Fällen vergrössert sich aber die Bandbreite, denn das Verstärkungs-Bandbreiteprodukt ist konstant:

$$v_u \cdot f_{og} = const \quad \text{Verstärkungs-Bandbreiteprodukt} \quad (3.75)$$

Dieser Zusammenhang gilt übrigens für alle gegengekoppelten Verstärker.

Realisation

Der in der Gleichstromdimensionierung bestimmte Emitterwiderstand R_4 wird in einen gleichstrommässig aktiven Teil und in einen wechselstrommässig aktiven Teil aufgespalten:

DC – dimensionierter Widerstand: $R_4 = R_4' + R_f$

Gleichstrommässig aktiv: $R_4' + R_f$

Wechselstrommässig aktiv: R_f

(3.76)

Für die Berechnung der AC-Verstärkung wird nur der wechselstrommässig aktive Teil des gesamten Emitterwiderstandes verrechnet. In Analogie zu Gl. in Beispiel 3-18 erhalten wir hierfür für die Spannungsverstärkung:

$$v_u \approx \frac{R'_L R_f h_{22e} - h_{21e} R'_L}{h_{11e} (1 + h_{22e} R'_L) + R_f (h_{fe} + 1 + h_{22e} R'_L + h_{22e} h_{11e})} \quad (R_f : \text{AC-mässig nicht überbrückter Teil des Emitterwiderstandes}) \quad (3-77)$$

$$\approx \frac{-h_{21e} R'_L}{h_{11e} + R_f (h_{21e} + 1)} \quad (h_{22e} \text{ sehr klein}) \quad (3-78)$$

$$\approx -\frac{R'_L}{R_f} \quad (h_{21e} \text{ sehr gross}) \quad (3-79)$$

Man beachte, dass hier die effektiven H-Parameter des Transistors einzusetzen sind und die Näherung eine unilaterale Betrachtung darstellt. Wir erhalten daraus für eine geforderte Stufenverstärkung den Gegenkopplungswiderstand R_f :

$$R_f = \frac{v_u h_{11e} (1 + h_{22e} R'_L) + h_{21e} R'_L}{h_{22e} R'_L - v_u (h_{21e} + 1 + h_{22e} R'_L + h_{22e} h_{11e})} \quad (R_f : \text{AC-mässig nichtüberbrückter Teil des Emitterwiderstandes}) \quad (3.80)$$

$$\approx -\frac{h_{21e} R'_L + v_u h_{11e}}{v_u (h_{21e} + 1)} \quad (h_{22e} \text{ sehr klein}) \quad \text{Achtung: } v_u \text{ ist überall negativ einzusetzen!} \quad (3.81)$$

$$\approx -\frac{R'_L}{v_u} \quad (h_{21e} \text{ sehr gross}) \quad (3.82)$$

Die geforderte Stufenverstärkung v_u wird nun durch Aufteilung des Emitterwiderstandes realisiert. Wird in den Formeln (3.80,3.81) R_f negativ, kann die Stufenverstärkung nicht erreicht werden. Generell sollte man die Grenze für Verstärkung einer einzelnen Stufe aus verschiedenen Gründen bei ca. 10-20 sehen.

Die Bestimmung des Emitterkondensators wird in einem folgenden Kapitel gezeigt.

Beispiel 2.19:

Bestimmen Sie den Gegenkopplungswiderstand R_f für einen einstufigen Verstärker in Emitterschaltung mit den Vorgaben: Transistor BC108B, $I_c=2\text{mA}$, $v_u=10\text{dB}$, $R_3 = 2.375\text{K}$, $R_f=1.246\text{K}$, $R_L=4.7\text{K}$.

Vorgehen:

Aus dem Datenblatt lesen wir (vgl. S. A-7, A-8): $U_{BE}=0.62\text{V}$, $H_{FE}=290$, $h_{21e}=330$, $h_{22e}=30\mu\text{S}$, $h_{11e}=4.5\text{k}\Omega$. Nachher erhalten wir mit Gl. (3.80-3.82):

$$\begin{aligned} R'_L &= R_L \parallel R_3 = 4.7\text{K} \parallel 2.375\text{K} = 1.578\text{K}\Omega \quad v_u = 10\text{dB} = -3.162 \\ R_f &= \frac{v_u h_{11e} (1 + h_{22e} R'_L) + h_{21e} R'_L}{h_{22e} R'_L - v_u (h_{21e} + 1 + h_{22e} R'_L + h_{22e} h_{11e})} = \frac{-3.162 \cdot 4.5\text{K} (1 + 30 \cdot 10^{-6} \cdot 1.578\text{K}) + 330 \cdot 1.578\text{K}}{30 \cdot 10^{-6} \cdot 1.578\text{K} - (-3.162) (331 + 30 \cdot 10^{-6} \cdot 1.578\text{K} + 30 \cdot 10^{-6} \cdot 4.5\text{K})} = \underline{483.01\Omega} \\ &\approx -\frac{h_{21e} R'_L + v_u h_{11e}}{v_u (h_{21e} + 1)} = \frac{330 \cdot 1.578\text{K} + (-3.162) 4.5\text{K}}{(-3.162) 331} = 483.94\Omega \\ &\approx -\frac{R'_L}{v_u} = -\frac{1.578\text{K}}{-3.162} = 499.05\Omega \end{aligned}$$

Die Näherungsformeln zeigen die Abweichung für den praktischen Einsatz. Die grobe Näherung ($-R'_L/v_u$) liefert generell etwas zu grosse Werte für R_f , so dass der geforderte Verstärkungsfaktor nicht erreicht werden kann. Besonders bei grösseren Verstärkungen wird die Abweichung recht gross.

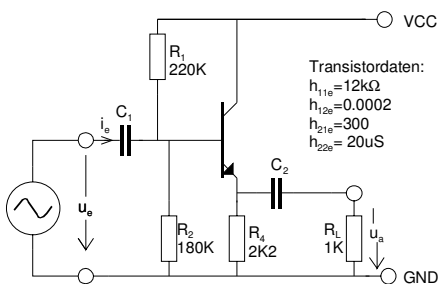
3.7.3 Kollektorschaltung

Die Kollektorschaltung zeichnet sich durch grosse Eingangs- und kleine Ausgangswiderstände aus. Sie hat eine Spannungsverstärkung $v_u < 1$, jedoch eine hohe Stromverstärkung. Diese Schaltung wird daher hauptsächlich als Impedanzwandler und Leistungsverstärker verwendet.

Die Berechnung der Betriebskenngrössen findet mit den bekannten Formeln 3.69-3.73 statt. Dabei müssen H-Parameter für Kollektorschaltung benutzt werden. Diese werden gemäss Gl. 3.65-3.68 aus den Parameter für Emitterschaltung berechnet.

Beispiel 2.20:

Zu bestimmen sind die Verstärkungen v_w , v_i und v_p , sowie die Ein- und Ausgangswiderstände der nachfolgenden Schaltung:



Berechnung:

Man erkennt, dass die Spannungsverstärkung < 1 ist. Die Stromverstärkung ist recht gross, aber stark vom Verhältnis R_1/R_L abhängig, sowie von r_{BE} und $R_1 \parallel R_2$. Der Eingangswiderstand ist gegenüber einer gleichdimensionierten Emitterschaltung massiv höher und in der Grössenordnung des Basisspannungsteilers.

Achtung: In zahlreichen Formelsammlungen wird die Stromverstärkung der Kollektorschaltung ohne Basisspannungsteiler und bezüglich der Last, die der Transistor sieht, ausgewiesen.

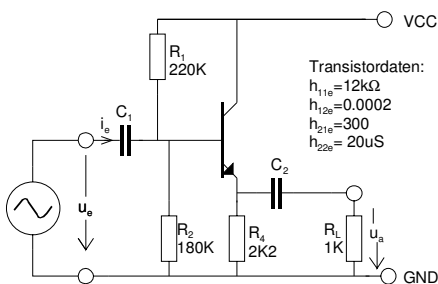
3.7.4 Kollektorschaltung

Die Kollektorschaltung zeichnet sich durch grosse Eingangs- und kleine Ausgangswiderstände aus. Sie hat eine Spannungsverstärkung $v_u < 1$, jedoch eine hohe Stromverstärkung. Diese Schaltung wird daher hauptsächlich als Impedanzwandler und Leistungsverstärker verwendet.

Die Berechnung der Betriebskenngrössen findet mit den bekannten Formeln 3.69-3.73 statt. Dabei müssen H-Parameter für Kollektorschaltung benutzt werden. Diese werden gemäss Gl. 3.65-3.68 aus den Parameter für Emitterschaltung berechnet.

Beispiel 2.21:

Zu bestimmen sind die Verstärkungen v_u , v_i und v_p , sowie die Ein- und Ausgangswiderstände der nachfolgenden Schaltung:



Berechnung:

3.7.5 Basisschaltung

Die Basisschaltung hat typisch einen niedrigen Eingangswiderstand, einen hohen Ausgangswiderstand und eine hohe Leistungsverstärkung. Die Basisschaltung wird vorwiegend in HF-Schaltungen verwendet, da sie die höchste Grenzfrequenz aufweist.

Im NF-Bereich hat diese Grundschaltung als Verstärker wenig Bedeutung. Jedoch finden wir die Basisschaltung in versteckter Form in Stromversorgungs- und Stabilisierungsschaltungen.

Die Berechnung der Betriebskenngrößen findet mit den bekannten Formeln 3.69-3.73 statt, nur dass für den Transistor H-Parameter für Basisschaltung benutzt werden. Diese werden gemäss G. 3.61-3.64 aus den Parameter für Emitterschaltung berechnet.

Beispiel 2.22:

Eine Transistorverstärkerstufe in Basisschaltung ist mit folgenden Werten gegeben: $R_1=20\text{k}\Omega$, $R_2=5\text{k}\Omega$, $R_3=1\text{k}\Omega$, $R_4=180\Omega$, $h_{21e}=150$, $h_{11e}=1\text{k}\Omega$, $h_{22e}=200\mu\text{S}$, $h_{12e}=0$, $R_G=50\Omega$.

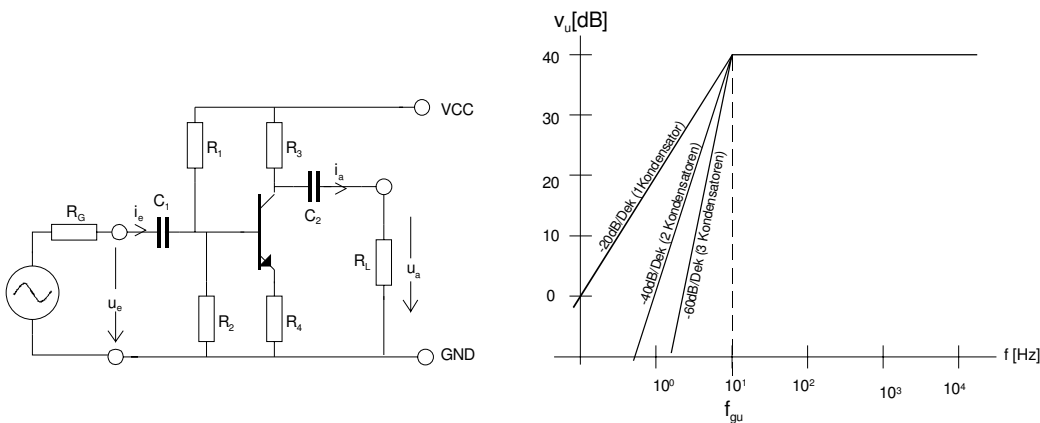
Zu bestimmen sind Ein- und Ausgangswiderstand, sowie die Verstärkungen v_u und v_i ohne Lastwiderstand R_L .

Berechnung:

3.8 Festlegung der unteren Grenzfrequenz

Die untere Grenzfrequenz eines Transistorverstärkers wird ausschliesslich durch die Koppelkondensatoren und die Emitterkondensatoren definiert, sofern keine andere Gegenkopplungselemente die untere Grenzfrequenz beeinflussen.

Zur Dimensionierung der Kondensatoren sind verschiedene Strategien gangbar. Alle gehen aber davon aus, dass die untere Grenzfrequenz vorgegeben ist. Je nach Anzahl aktiver Kondensatoren kann eine unterschiedliche Steilheit des Abfalls erreicht werden:



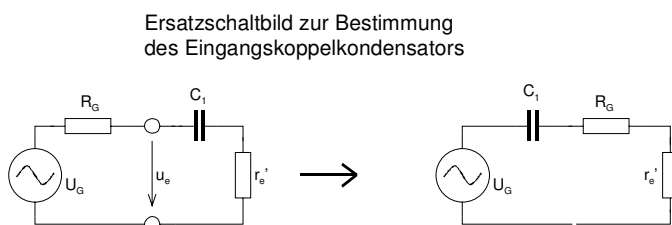
Wir werden in den nächsten Kapiteln zeigen, wie die Kondensatoren für eine bestimmte untere Grenzfrequenz dimensioniert werden. Ferner berücksichtigen wir den Sachverhalt, wenn mehrere Kondensatoren gleichzeitig aktiv werden.

Die Berechnung für Koppelkondensatoren erfolgt für alle Grundschaltungen gleich, so dass keine weiteren Ausführungen zu einzelnen Grundschaltungen erfolgen.

3.8.1 Koppelkondensator am Eingang

Der Koppelkondensator am Eingang koppelt AC-mässig die Eingangsspannungsquelle an die Transistorverstärkerstufe an. Er trennt somit den Eingang gleichstrommässig von der Verstärkerstufe.

Wir bestimmen den Wert des Koppelkondensators unter Zuhilfenahme des Ersatzschaltbildes. r_e' verkörpert den gesamten wechselstrommässig aktiven Eingangswiderstand der Verstärkerstufe, wie in den vorherigen Kapiteln gezeigt:



Der Eingangskoppelkondensator C_1 stellt mit dem Eingangswiderstand r_e' und dem Generatorwiderstand R_G ein Hochpassfilter erster Ordnung dar. Bei gegebener Grenzfrequenz f_{gu} wird der Kondensator C_1 :

$$C_1 = \frac{1}{2\pi f_{gu} (R_G + r_e')} \quad \text{Koppelkondensator am Eingang} \quad (3.83)$$

Soll der Kondensator nicht frequenzbestimmend sein, sondern nur koppeln, so wird er 10x grösser eingesetzt als berechnet. Dann hat er keinen signifikanten Einfluss mehr auf die untere Grenzfrequenz.

Bei Emitter- und Kollektorschaltung ist aufgrund der Widerstände der Koppelkondensator am Eingang in der Regel der kleinste Kondensator.

Beispiel 2.23:

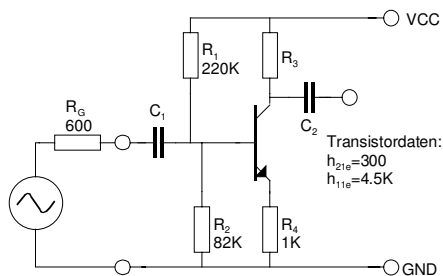
Zu bestimmen ist der Eingangskoppelkondensator C_1 für eine untere Grenzfrequenz $f_{gu}=80\text{Hz}$, wenn folgende Daten gegeben sind: $R_G=600\Omega$, $R_1, 100\text{k}\Omega$, $R_2=33\text{k}\Omega$, $r_e=5\text{k}\Omega$.

$$r'_e = R_1 \parallel R_2 \parallel r_e = 100\text{K} \parallel 33\text{K} \parallel 5\text{K} = 4.161\text{k}\Omega$$

$$C_1 = \frac{1}{2\pi f_{gu} (R_G + r'_e)} = \frac{1}{2\pi \cdot 80 (600 + 4.161\text{K})} = 417.86\text{nF}$$

Beispiel 2.24:

Dimensionieren Sie den Koppelkondensator C_1 nicht frequenzbestimmend für die gezeigte Verstärkerstufe. Die gesamte Stufe hat eine untere Grenzfrequenz von $f_{gu}=100\text{Hz}$.



$$r_e \approx h_{11e} + (h_{21e} + 1) R_4 = 4.5\text{K} + 301 \cdot 1\text{K} = 305.5\text{k}\Omega$$

$$r'_e = R_1 \parallel R_2 \parallel r_e = 220\text{K} \parallel 82\text{K} \parallel 305.5\text{K} = 49.96\text{k}\Omega$$

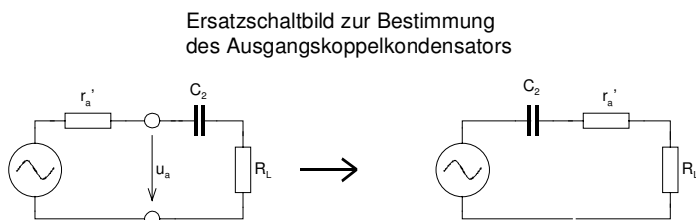
$$C_1 = \frac{10^*}{2\pi f_{gu} (R_G + r'_e)} = \frac{10^*}{2\pi \cdot 100 (600 + 49.96\text{K})} = 314.75\text{nF}$$

(*: Faktor 10, weil nicht frequenzbestimmend)

3.8.2 Koppelkondensator am Ausgang

Der Koppelkondensator am Ausgang koppelt die Last AC-mässig an die Verstärkerstufe an.

Analog dem Kondensator am Eingang bestimmen wir den Kondensator am Ausgang mittels Ersatzschaltbild:



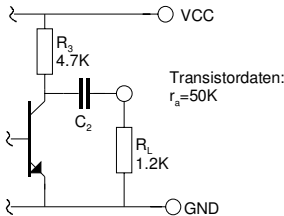
C_2 stellt mit dem Ausgangswiderstand r'_a der Verstärkerstufe und der Last R_L ein Hochpassfilter erster Ordnung dar. Bei gegebener unterer Grenzfrequenz f_{gu} wird der Kondensator C_2 :

$$C_2 = \frac{1}{2\pi f_{gu} (R_L + r'_a)} \quad \textbf{Koppelkondensator am Ausgang} \quad (3.84)$$

Soll der Kondensator nicht frequenzbestimmend wirken, sondern als reine DC-Entkopplung, so wird er 10x grösser eingesetzt als berechnet.

Beispiel 2.25:

Bestimmen Sie den Ausgangskoppelkondensator C_2 für eine Grenzfrequenz $f_{gu} = 60\text{Hz}$ in nachfolgender Schaltung:

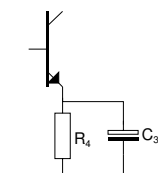


$$r'_a = R_3 \parallel r_a = 4.7\text{K} \parallel 50\text{K} = 4.128\text{K}$$

$$C_2 = \frac{1}{2\pi f_{gu} (R_L + r'_a)} = \frac{1}{2\pi 60 (1.2\text{K} + 4.128\text{K})} = \underline{497.85\text{nF}}$$

3.8.3 Emittorkondensator

Bei der Emitterschaltung wird der zur Temperaturstabilisierung eingesetzte Emittorkwiderstand in der Regel wechselstrommässig überbrückt, oder zumindest teilweise. Ohne wechselstrommässige Überbrückung könnte keine grosse Stufenverstärkung erreicht werden.

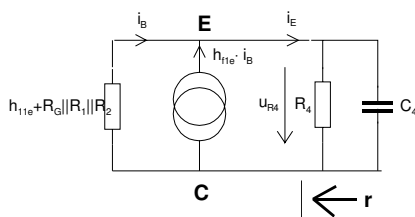


Durch AC-mässige Überbrückung des Emittorkwiderstandes wird die Verstärkung der Emitterschaltung erhöht. DC-mässig bleibt der Widerstand zur Temperatur immer noch aktiv.

Wir begründen die Formel für den Emittorkondensator. Dazu betrachten wir das Ersatzschaltbild, das die Situation am Emittork darstellt. r verkörpert den dynamischen Widerstand am Emittork:

Ansatz:

Ersatzschaltbild für den Emittorkondensator (h_{22e}, h_{12e} vernachlässigt)



$$i_E = \frac{-u_{R4}}{h_{11e} + R_1 \parallel R_2 \parallel R_G} (h_{fe} + 1)$$

$$r = \frac{u_{R4}}{-i_E} = \frac{h_{11e} + R_1 \parallel R_2 \parallel R_G}{h_{21e} + 1} \tag{3.85}$$

Hier bildet das Glied $\parallel R_4$ mit C_4 ein Tiefpassfilter erster Ordnung. Der Emittorkondensator C_4 wird dann bei vorgegebener Grenzfrequenz f_{gu} :

$$C_4 = \frac{R_4 (h_{21e} + 1) + h_{11e} + R_1 \parallel R_2 \parallel R_G}{2\pi f_{gu} R_4 (h_{11e} + R_1 \parallel R_2 \parallel R_G)} \tag{3.86}$$

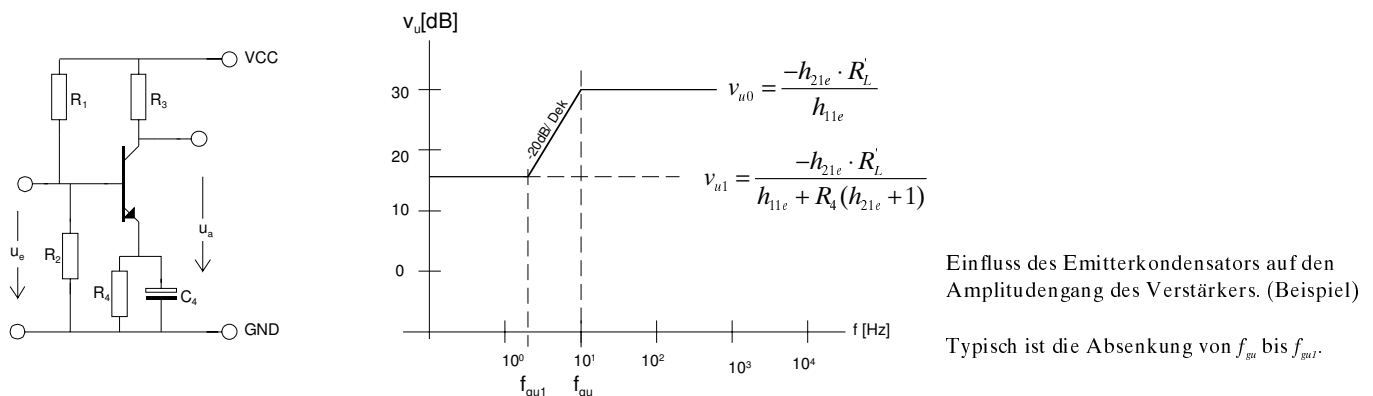
$$\approx \frac{h_{21e}}{2\pi f_{gu} (h_{11e} + R_1 \parallel R_2 \parallel R_G)} \quad (R_4 \cdot h_{21e} \gg h_{11e}) \tag{3.87}$$

Der Widerstand r ist in der Praxis sehr klein. Deshalb hat der Emittorkwiderstand R_4 praktisch keinen Einfluss auf die untere Grenzfrequenz. In einer normalen Verstärkerschaltung kann durchwegs mit der

Näherung gearbeitet werden.

Von allen frequenzbestimmenden Kondensatoren in der Verstärkerstufe hat der Emitterkondensator immer den grössten Wert. Häufig werden Elektrolytkondensatoren mit hohen Kapazitäten benötigt. Er wird deshalb immer frequenzbestimmend dimensioniert.

Anders als bei den Koppelkondensatoren sinkt die Verstärkung von v_{u0} nicht asymptotisch, sondern erreicht bald den Wert v_{u1} , der durch den nicht überbrückten Emitterwiderstand festgelegt ist:



Beispiel 2.26:

Bestimmen Sie den Emitterkondensator für die Vorgaben: $f_{gu}=80\text{Hz}$, $h_{21e}=300$, $h_{11e}=5\text{k}\Omega$, $R_3=330\Omega$, $R_1=27\text{k}\Omega$, $R_2=47\text{k}\Omega$, $R_G=120\Omega$.

$$R_1 \parallel R_2 \parallel R_G = 47\text{K} \parallel 27\text{K} \parallel 5\text{K} = 3.8712\text{k}\Omega$$

$$C_4 = \frac{R_4 (h_{21e} + 1) + h_{11e} + R_1 \parallel R_2 \parallel R_G}{2\pi f_{ug} R_4 (h_{11e} + R_1 \parallel R_2 \parallel R_G)} = \frac{330 \cdot 301 + 5\text{K} + 3.8712\text{K}}{2\pi \cdot 80 \cdot 330 (5\text{K} + 3.8712\text{K})} = 73.53\mu\text{F}$$

$$\approx \frac{h_{21e}}{2\pi f_{ug} (h_{11e} + R_1 \parallel R_2 \parallel R_G)} = \frac{300}{2\pi \cdot 80 (5\text{K} + 3.8712\text{K})} = 67.27\mu\text{F}$$

Die Näherung bringt eine kleine Abweichung gegenüber dem Resultat, das den Emitterwiderstand berücksichtigt. Da aber Elektrolytkondensatoren sowieso nur in E6 gefertigt werden und zudem Toleranzen von -50..+100% haben, spielt diese Abweichung für die Praxis keine Rolle.

3.8.4 Dimensionierung bei mehreren aktiven Kondensatoren

Bei der unteren Grenzfrequenz entsteht in jedem Glied ein Abfall von 3 dB. So hätte man z.B. bei einer Emitterschaltung mit drei frequenzbestimmenden Kondensatoren bei der Grenzfrequenz bereits einen Abfall von 9dB.

Wir bestimmen deshalb einen Korrekturfaktor k , der an die vorgegebene Grenzfrequenz zu multiplizieren ist. Dieser Faktor bestimmt eine neue Frequenz, die sog. Dimensionierungsgrenzfrequenz f_{gud} :

$$f_{gud} = k \cdot f_{gu} \quad k = \text{Dimensionierungsfaktor} \quad \text{Dimensionierungsgrenzfrequenz} \quad (3.88)$$

Werden die einzelnen Glieder dann mit f_{gud} dimensioniert, erhalten wir gesamthaft bei der Grenzfrequenz f_{gu} die gewünschte Dämpfung von 3dB.

Der Dimensionierungsfaktor k ist von der Anzahl n frequenzbestimmender Glieder abhängig:

$$k = \sqrt{2^{\frac{1}{n}} - 1} \quad n = \text{Anzahl frequenzbestimmender Glieder} \quad \text{Dimensionierungsfaktor } k \quad (3.89)$$

$$\approx \frac{0.833}{\sqrt{n}} \quad (n \geq 1) \quad \text{Dimensionierungsfaktor } k \quad (3.90)$$

Wir erhalten tabellarisch die Werte für 1 bis 5 Glieder:

Anzahl Glieder n	k
1	1
2	0.643594
3	0.509825
4	0.439794
5	0.385614

Die Richtigkeit des Dimensionierungsfaktors begründen wir mit einem Ansatz, wo die Grenzfrequenz eines Tiefpassfilters n -ter Ordnung bezüglich der Grenzfrequenz eines einzelnen Gliedes bestimmt wird:

Der Frequenzgang des normierten Tiefpassfilters n -ter Ordnung lautet:

$$F(j\omega) = \frac{1}{(1 + j\omega)^n} \quad (3.91)$$

Führen wir nun f_g als Grenzfrequenz ein, so können wir den Frequenzgang bezüglich der normierten Frequenz f/f_g schreiben:

$$F(jf) = \frac{1}{\left(1 + \frac{jf}{f_g}\right)^n}$$

Bei -3dB gilt dann:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\left| \left(1 + \frac{jf}{f_g}\right)^n \right|}$$

Wir lösen auf und erhalten:

$$2^{\frac{1}{2}} = \left| \left(1 + \frac{f}{f_g}\right)^n \right| = \left(1 + \left(\frac{f}{f_g}\right)^2\right)^{\frac{n}{2}} \quad \rightarrow k = \left(\frac{f}{f_g}\right) = \sqrt{2^{\frac{1}{n}} - 1} \quad (n \geq 1)$$

k besagt also, um welchen Faktor die normierte Frequenz f/f_g verschoben werden muss, dass das Filter n -ter Ordnung bei der Grenzfrequenz des einzelnen Gliedes eine gesamte Dämpfung von 3 dB hat.

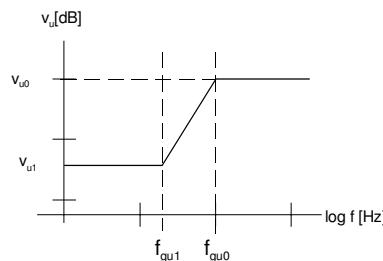
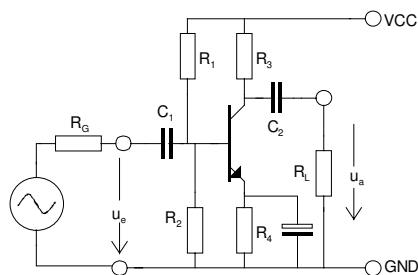
Beispiel 2.27:

Eine Verstärkerstufe soll bei einer Grenzfrequenz von $f_{gu} = 40\text{Hz}$ drei frequenzbestimmende Kondensatoren erhalten. Bestimmen Sie die Dimensionierungsgrenzfrequenz f_{gud} für die Kondensatordimensionierung.

$$f_{gud} = f_{gu} \cdot k = f_{gu} \sqrt{2^{\frac{1}{n}} - 1} = 40 \cdot \sqrt{2^{\frac{1}{3}} - 1} = \underline{20.39\text{Hz}}$$

Beispiel 2.28:

Ein Verstärker wurde gemäss nachfolgendem Schema dimensioniert. Bestimmen Sie die Verstärkungen v_{u0} , v_{u1} sowie die beiden Frequenzen f_{gu0} und f_{gu1} .



Vorgaben:

- $R_1 = 120\text{k}\Omega$
- $R_2 = 47\text{k}\Omega$
- $R_3 = 1.2\text{k}\Omega$
- $R_4 = 470\Omega$
- $R_L = 2.2\text{k}\Omega$
- $R_G = 600\Omega$
- $C_4 = 470\mu\text{F}$

- $h_{21e} = 320$
- $h_{11e} = 8.2\text{k}\Omega$
- $h_{22e} = 50\mu\text{S}$
- $h_{12e} = 0$

C_1, C_2 sind nicht frequenzbestimmend

Die Verstärkungen werden:

$$R'_L = R_3 \parallel R_L = 1.2\text{K} \parallel 2.2\text{K} = 776.5\Omega$$

$$v_{u0} = \frac{-R'_L h_{21e}}{h_{11e} (1 + h_{22e} R'_L)} = \frac{-776.5 \cdot 320}{8.2\text{K} (1 + 50 \cdot 10^{-6} \cdot 776.5)} = \underline{29.17}$$

$$v_{u1} = \frac{R'_L (h_{22e} R_4 - h_{21e})}{h_{11e} (1 + h_{22e} R'_L) + R_4 (h_{21e} + 1 + h_{22e} R'_L + h_{22e} h_{11e})} = \frac{776.5 (470 - 320 \cdot 20\text{K})}{8.2\text{K} (1 + 50 \cdot 10^{-6} \cdot 776.5) + 470 (321 + 50 \cdot 10^{-6} \cdot 776.5 + 50 \cdot 10^{-6} \cdot 8.2\text{K})} = \underline{-1.512}$$

Die Frequenz f_{gu0} wird:

$$R_1 \parallel R_2 \parallel R_G = 120\text{K} \parallel 47\text{K} \parallel 600 = 589.5\Omega$$

$$f_{gu0} = \frac{R_4 (h_{21e} + 1) + h_{11e} + R_1 \parallel R_2 \parallel R_G}{2\pi C_4 R_4 (h_{11e} + R_1 \parallel R_2 \parallel R_G)} = \frac{470 \cdot 321 + 8.2\text{K} + 589.5}{2\pi \cdot 470 \cdot 10^{-6} \cdot 470 (8.2\text{K} + 589.5)} = \underline{13.08\text{Hz}}$$

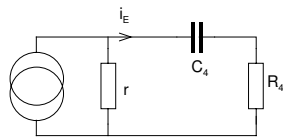
Die Frequenz f_{gu1} wird aus dem Zusammenhang der Hochpassfilterfunktion mit 20dB/ Dek Steigung bestimmt. Dabei machen wir uns zu Nutze, dass wir die Grenzfrequenz bereits kennen und den funktionalen Verlauf des Amplitudenganges beschreiben können:

$$\frac{v_{u1}}{v_{u0}} = \frac{\left| \frac{jf_{gu1}}{f_{gu0}} \right|}{\left| 1 + \frac{jf_{gu1}}{f_{gu0}} \right|} \quad \rightarrow \quad \frac{f_{gu1}}{f_{gu0}} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{v_{u0}}{v_{u1}} \right)^2 - 1}} \quad (\text{Bedingung: } v_{u0} > v_{u1})$$

$$f_{gu1} = \frac{f_{gu0}}{\sqrt{\left(\frac{v_{u0}}{v_{u1}} \right)^2 - 1}} = \frac{13.09}{\sqrt{\left(\frac{-29.17}{-1.512} \right)^2 - 1}} = \underline{0.68Hz}$$

Beispiel 2.29:

Ein alternativer Ansatz wäre mit der Überlegung dass das Glied r , R_4 und C_4 ein Hochpassfilter darstellt. f_{gu1} ist die Grenzfrequenz bei der v_{u1} um 3dB angestiegen ist. Der Anstieg beginnt genau dann, wenn C_4 zu wirken beginnt:



$$r = \frac{h_{11e} + R_1 \parallel R_2 \parallel R_G}{h_{21e} + 1} = \frac{8.2K + 589.5}{301} = 29.2\Omega$$

$$f_{gu1} = \frac{1}{2\pi \cdot C_4 \cdot (r + R_4)} = \frac{1}{2\pi \cdot 470 \cdot 10^{-6} \cdot (29.2 + 470)} = \underline{0.68Hz}$$

Der Vorteil dieser Methode ist, dass hier die Verstärkungen v_{u0} , v_{u1} und die Grenzfrequenz f_{gu0} nicht bekannt sein müssen.

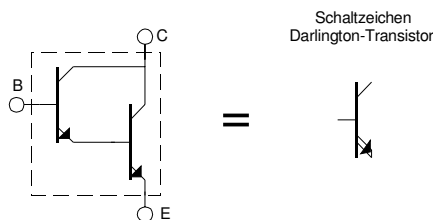
3.9 Darlington-Schaltung

Mit normalen Bipolartransistoren lassen sich Stromverstärkungsfaktoren bis ca. $H_{FE} \approx 600$ realisieren. Bei Leistungstransistoren sogar nur bis ca. $H_{FE} \approx 100$. Bei Ausgangsströmen von einigen A werden daher entsprechend grosse Steuerströme benötigt. Die meisten Kleinsignalverstärker sind jedoch nicht in der Lage, so grosse Steuerströme zu liefern. Ein grosser Vorteil wäre also, wenn der Leistungstransistor eine sehr grosse Stromverstärkung ($H_{FE} > 1000$) aufweisen würde.

Mit einer Darlington-Schaltung können ausserordentlich grosse Stromverstärkungsfaktoren bis zu $H_{FE} \approx 1000 \dots > 100000$ realisiert werden. Dabei werden zwei Bipolartransistoren geeignet zusammengeschaltet, so dass sich die **Stromverstärkungen der beiden Transistoren multiplizieren**.

Da die Darlington-Schaltung häufig verwendet wird, sind solche Zusammenschaltungen als "Darlington-Transistoren" auf dem Markt erhältlich. Aufgrund der ausserordentlich hohen Stromverstärkung werden Sie auch als "Super-Beta-Transistoren" oder "High-Power-Gain-Transistoren" bezeichnet.

Die Darlington-Schaltung wird aus zwei einzelnen Bipolartransistoren zusammengeschaltet:

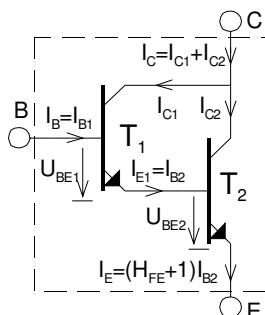


Darlington-Transistoren werden nicht nur für Leistungsanwendungen verwendet. Auch für Kleinsignalanwendungen stehen Darlington-Transistoren zur Verfügung (sog. Super-Beta-Transistoren), z.B. BC517 mit $H_{FE,typ} = 30000$.

Trotz der hohen Stromverstärkung sind Darlington-Transistoren **keine idealen Transistoren**. Ein Hauptnachteil ist sicherlich die grosse Kollektor-Emitter-Sättigungsspannung $U_{CE,sat}$.

3.9.1 Klassische Darlington-Schaltung

In der klassischen Darlington-Schaltung steuert der Transistor T_1 mit dem Emitterstrom den nachfolgenden Transistor T_2 an. Dadurch ergibt sich näherungsweise eine gesamte Stromverstärkung $H_{FE} \approx H_{FE1} \cdot H_{FE2}$:



Darlington-Schaltung mit zwei NPN-Transistoren.

Der Emitterstrom von T_1 ist gleichzeitig Basisstrom von T_2 .

Wir begründen nun nachfolgend die Eigenschaften des Darlington-Transistors als Verbundelement, d.h. ausgehend von den Kenngrössen des einzelnen Transistors werden die Kenngrössen für das zusammengeschaltete Element entwickelt.

Die Gleichstromverstärkung H_{FE} wird gemäss Schema:

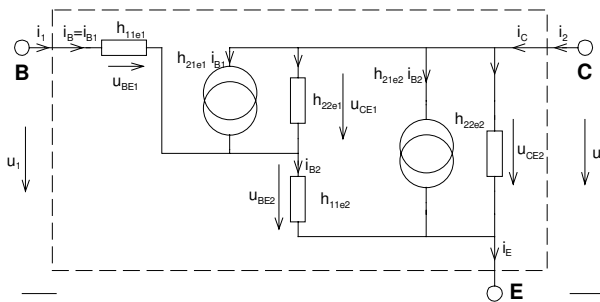
$$H_{FE} = \frac{I_C}{I_B} = \frac{I_{C1} + I_{C2}}{I_B} = \frac{H_{FE1} \cdot I_B + (H_{FE1} \cdot I_B) H_{FE2}}{I_B} = H_{FE1} + H_{FE1} \cdot H_{FE2} \quad (3.92)$$

Für die Praxis überwiegt das Produkt $H_{FE1} \cdot H_{FE2}$ in der Summe und man kann ohne grossen Fehler vereinfachen:

$$H_{FE} = H_{FE1} \cdot H_{FE2}$$

Stromverstärkung H_{FE} der Darlington-Schaltung (3.93)

Die differentiellen Grössen h_{11e} , h_{22e} und h_{21e} bestimmen wir mit Hilfe des wechselstrommässigen Ersatzschaltbildes. Die Rückwirkung h_{12e} wird in dieser Betrachtung vernachlässigt:



Der differentielle Eingangswiderstand (Kurzschluss-Eingangswiderstand) ist per Definition:

$$h_{11e} = \left. \frac{dU_1}{dI_1} \right|_{U_2=const} = \left. \frac{u_1}{i_1} \right|_{u_2=0} = \left. \frac{u_{BE1} + u_{BE2}}{i_{B1}} \right|_{u_{CE2}=0}$$

Wir beschreiben die beiden Basis-Emitterspannungen u_{BE1} und u_{BE2} :

$$u_{BE1} = i_{B1} \cdot h_{11e1}$$

$$u_{BE2} = i_{B2} \cdot h_{11e2} = \left((h_{21e1} + 1)i_{B1} + \frac{u_{CE2} - u_{BE2}}{1/h_{22e1}} \right) h_{11e2}$$

Wir setzen gemäss Definition $u_{CE2}=0$ und erhalten den differentiellen Eingangswiderstand h_{11e} :

$$u_{BE2} = \frac{(h_{21e1} + 1)i_{B1}}{\frac{1}{h_{11e2}} + h_{22e1}} = \frac{h_{11e2}(h_{21e1} + 1)i_{B1}}{1 + h_{11e2}h_{22e1}}$$

$$h_{11e} = \frac{u_{BE1} + u_{BE2}}{i_{B1}} = \frac{i_{B1}h_{11e1} + \frac{h_{11e2}(h_{21e1} + 1)i_{B1}}{1 + h_{11e2}h_{22e1}}}{i_{B1}} = h_{11e1} + \frac{h_{11e2}(h_{21e1} + 1)}{1 + h_{11e2}h_{22e1}}$$

Wir formen um und erhalten den Eingangswiderstand h_{11e} , d.h. den Basis-Emitterwiderstand des Darlington-Transistors:

$$h_{11e} = \frac{h_{11e1}(h_{22e1}h_{11e2} + 1) + h_{11e2}(h_{21e1} + 1)}{h_{22e1}h_{11e2} + 1} \quad \text{Eingangswiderstand } h_{11e} \text{ der Darlington-Schaltung} \quad (3.94)$$

$$\approx h_{11e1} + (h_{21e1} + 1)h_{11e2} \quad (h_{22e1} \rightarrow 0) \quad (3.95)$$

Da in der Regel $h_{21e1} \gg 1$ ist, erreicht man mit der Näherungsformel gute Resultate. Man beachte die Analogie zum Eingangswiderstand der Emitterschaltung mit nicht überbrücktem Emitterwiderstand.

Der differenzielle Ausgangsleitwert wird analog:

$$h_{22e} = \frac{h_{22e1}(h_{21e2} + 1) + h_{22e1}h_{22e2}h_{11e1} + h_{22e2}}{h_{22e1}h_{11e2} + 1} \quad \text{Ausgangsleitwert } h_{22e} \text{ der Darlington-Schaltung} \quad (3.96)$$

$$\approx (h_{21e2} + 1)h_{22e1} + h_{22e2} \quad \left(\frac{1}{h_{22e1}} \frac{1}{h_{22e2}} \gg h_{11e1}, h_{11e2}\right) \quad (3.97)$$

Die differenzielle Stromverstärkung h_{21e} wird:

$$h_{21e} = h_{21e2} + \frac{h_{21e1}(h_{21e2} + 1)}{1 + h_{11e2}h_{22e1}} \quad \text{Wechselstromverstärkung } h_{21e} \text{ der Darlington-Schaltung} \quad (3.98)$$

$$\approx h_{21e1} \cdot h_{21e2} \quad (h_{11e2}h_{22e1} \ll 1, h_{21e2} \ll h_{21e1} \cdot h_{21e2}) \quad (3.99)$$

Beispiel 2.30:

Ein Kleinsignaltransistor T_1 mit den Daten $h_{21e}=200$, $h_{22e}=100\mu\text{S}$ und $h_{11e}=1\text{k}\Omega$ soll als Treiber für einen Leistungstransistor in einer Darlington-Schaltung arbeiten. Der Leistungstransistor T_2 hat die Werte $h_{11e}=3\Omega$, $h_{22e}=0.01\text{S}$ und $h_{21e}=50$. Zu bestimmen sind h_{11e} , h_{22e} und h_{21e} der Darlington-Schaltung.

$$h_{11e} = \frac{h_{11e1}(h_{22e1}h_{11e2} + 1) + h_{11e2}(h_{21e1} + 1)}{h_{22e1}h_{11e2} + 1} = \frac{1\text{K}(100 \cdot 10^{-6} \cdot 3 + 1) + 3 \cdot 201}{100 \cdot 10^{-6} \cdot 3 + 1} = \underline{1.602\text{k}\Omega}$$

$$\approx h_{11e1} + (h_{21e1} + 1)h_{11e2} = 1\text{K} + 201 \cdot 3 = 1.603\text{k}\Omega$$

$$h_{22e} = \frac{h_{22e1}(h_{21e2} + 1) + h_{22e1}h_{22e2}h_{11e1} + h_{22e2}}{h_{22e1}h_{11e2} + 1} = \frac{100 \cdot 10^{-6}(50 + 1) + 100 \cdot 10^{-6} \cdot 0.01 \cdot 1\text{K} + 0.01}{100 \cdot 10^{-6} \cdot 3 + 1} = \underline{0.01609\text{S}}$$

$$\approx (h_{21e2} + 1)h_{22e1} + h_{22e2} = 51 \cdot 100 \cdot 10^{-6} + 0.01 = 0.0151\text{S}$$

$$h_{21e} = h_{21e2} + \frac{h_{21e1}(h_{21e2} + 1)}{1 + h_{11e2}h_{22e1}} = 50 + \frac{200 \cdot 51}{1 + 100 \cdot 10^{-6} \cdot 3} = \underline{10246}$$

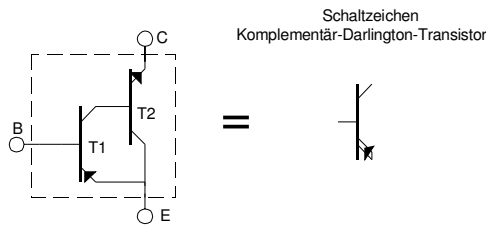
$$\approx h_{21e1} \cdot h_{21e2} = 200 \cdot 50 = 10000$$

Man ersieht, dass die Näherungen präzise Resultate liefern und so in der Praxis verwendet werden dürfen.

3.9.2 Komplementär-Darlington-Schaltung

Mit der Komplementär-Darlington-Schaltung lässt sich aus einem PNP-Treiber und NPN-Transistor ein PNP-Darlington-Transistor aufbauen. Man spricht hier auch von "unechten Darlington-Transistoren".

So können mit einfachen Mitteln komplementäre Paare von Leistungstransistoren (NPN/PNP-Paare) für sog. Quasikomplementär-Gegentaktstufen dimensioniert werden. Dies hat insbesondere Bedeutung, da die Auswahl von NPN-Leistungstransistoren bedeutend grösser ist als entsprechende PNP-Typen.



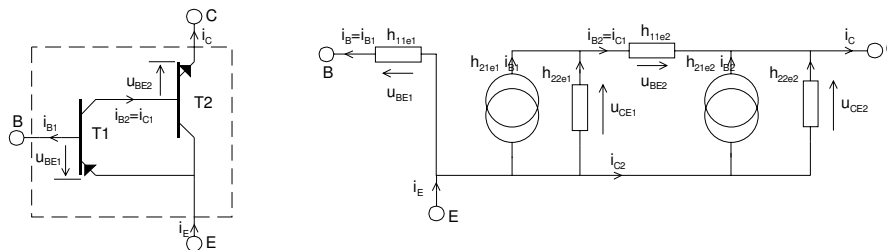
Komplementär-Darlington-Schaltung mit einem PNP- und einem NPN-Transistor. Diese Schaltung verhält sich wie ein PNP-Transistor mit sehr hoher Stromverstärkung.

C verkörpert den effektiven Kollektor.
E verkörpert den effektiven Emitter.

Der Transistor T_1 steuert mit dem Kollektorstrom den nachfolgenden Transistor T_2 an. Dadurch ergibt sich ebenfalls näherungsweise eine gesamte Stromverstärkung $H_{FE} \approx H_{FE1} \cdot H_{FE2}$:

Wir untersuchen nachfolgend die Wechselstromkenngrössen der Komplementär-Darlington-Schaltung als Verbundelement, d.h. ausgehend von den Kenngrössen des einzelnen Transistors werden die Kenngrössen für das zusammenschaltete Element entwickelt.

Die Herleitung erfolgt über das Ersatzschaltbild unter Vernachlässigung der Rückwirkung h_{12} :



Den differentiellen Eingangswiderstand h_{11e} erhalten wir mit der Definition:

$$h_{11e} = \left. \frac{u_{BE1}}{i_{B1}} \right|_{u_{CE2}=0}$$

Aus dem Ersatzschaltbild sehen wir sofort, dass:

$$h_{B11e} = h_{11e1}$$

Eingangswiderstand h_{11e} der Komplementär-Darlington-Schaltung (3.100)

Den differentiellen Ausgangsleitwert h_{22e} erhalten wir:

$$h_{22e} = \frac{h_{22e1}(h_{21e2} + 1) + h_{22e1}h_{11e2}h_{22e2} + h_{22e2}}{1 + h_{11e2}h_{22e1}}$$

Ausgangsleitwert h_{22e} der Komplementär-Darlington-Schaltung (3.101)

Die differentielle Stromverstärkung ist etwas aufwendiger zu bestimmen. Wir begnügen uns mit dem Resultat:

$$h_{21e} = \frac{h_{21e1}(h_{21e2} + 1)}{1 + h_{11e2}h_{22e1}} \quad \text{Wechselstromverstärkung } h_e \text{ der Komplementär-Darlington-Schaltung} \quad (3.102)$$

$$\approx h_{21e1} \cdot h_{21e2} \quad (3.103)$$

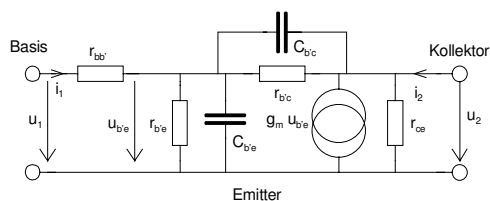
Bis auf die Stromverstärkung, die nur unwesentlich von der echten Darlington-Schaltung abweicht, erhalten wir dieselben Kenngrößen.

3.10 Das Hybrid- Π -Modell

Ähnlich wie das H-Parameter-Modell, wurde zur Beschreibung des Kleinsignalverhaltens ein Transistormodell von Giacolletto entwickelt. Es ist ein Wechselstrom-Modell mit Berücksichtigung von den wesentlichen Kapazitäten und in der vorliegenden Form bis ca. $f_T/3$ brauchbar.

Das Π -Modell verwendet andere Bezeichnungen und Größen als das HP-Modell. Jedoch können die Kennwerte aus beiden Modellen ineinander übergeführt werden. Die Vorteile des Modells von Giacolletto sind sicher die Berücksichtigung der Kapazitäten im Transistormodell, was auf Stufe Element eine frequenzabhängige Beschreibung der Kenngrößen ermöglicht.

Meist wird das Modell in Emitterschaltung (andere sind gleichwertig) dargestellt. Die dabei verwendeten Größen werden folgendermassen dargestellt:



Hybrid- Π -Modell eines Bipolartransistors.

Es berücksichtigt auch das Frequenzverhalten mit den Kapazitäten $C_{b'e}$ und $C_{b'c}$.

$r_{bb'}$: Basis-Bahnwiderstand. Er verkörpert den ohmschen Widerstand des Basismaterials und der Bondung. Praktische Werte liegen im Bereich von einigen zehn Ohm bis einige hundert Ohm. Anm.: Der Basis-Bahnwiderstand beeinflusst stark das Rauschverhalten der Transistorschaltung.

B' : Interne Basis. Aufgrund der Potenzialdifferenz über $r_{bb'}$ können wir hier für weitere Berechnungen eine interne Basis definieren.

$r_{b'e}$: Differentieller Widerstand der in Vorwärtsrichtung betriebenen Basis-Emitterdiode. Da die Basis-Emitterstrecke eine hoch dotierte Sperrschicht darstellt, kann $r_{b'e}$ näherungsweise:

$$r_{b'e} = \frac{di_1}{du_1} = \frac{1}{U_T} \underbrace{I_S}_{I_B = I_C / h_{21e}} e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} \approx \frac{U_T h_{fe}}{I_C} = \frac{0.026 h_{fe}}{I_C} \Big|_{T=300K} \quad (3.104)$$

$C_{b'e}$: Basis-Emitter-Sperrschichtkapazität. Die darin eingespeicherte Ladung Q ist direkt proportional zum Kollektorstrom I_C , weil:

$$Q = Q_0 \left(e^{\frac{U_{BE}}{U_T}} - 1 \right) \quad (3.105)$$

Damit wird $C_{b'e}$ ungefähr:

$$C_{b'e} = \frac{\Delta Q}{\Delta u_{b'e}} \approx \frac{Q}{U_T} = I_C t_{md} U_T \quad (3.106)$$

Hierbei verkörpern t_{md} die mittlere Diffusionszeit der Ladungsträger in der Basis. Unter der Annahme dass h_{fe} konstant, sehen wir dass $r_{b'e}$ $C_{b'e}$ unabhängig vom Kollektorstrom I_C ist.

Für unsere weitere Betrachtung genügt die Erkenntnis:

$$C_{b'e} = \frac{g_m}{2\pi f_T} \quad (3.107)$$

g_m : Vorwärtssteilheit. Weil die Schaltung ein lineares Übertragungsverhalten aufweist, d.h. der Kollektorstrom I_C proportional von der Basis-Emitterspannung U_{BE} abhängig ist, wird diese 'Proportionalitätskonstante' als Steilheit folgendermassen definiert:

$$g_m = \left. \frac{i_c}{u_{b'e}} \right|_{u_{cE}=0} \quad (3.108)$$

Mit:

$$h_{fe} = \left. \frac{i_1}{i_2} \right|_{u_2=0} = \frac{g_m u_{b'e}}{i_1} = g_m r_{b'e} \quad (3.109)$$

Wir lösen nach der Steilheit g_m auf und setzen für $r_{b'e}$ die Näherung aus der Shockley-Gleichung ein:

$$g_m = \frac{h_{21e}}{r_{b'e}} = \frac{h_{21e} \cdot I_C}{U_T h_{21e}} = \frac{I_C}{0.026} \Big|_{T=300K} \approx 38.5 I_C \quad (3.110)$$

Besonders auffällig ist, dass die **Steilheit g_m unabhängig vom Transistortyp** ist.

$C_{b'c}$: Kollektor-Basis-Kapazität. Im aktiven Betrieb (Verstärkerbetrieb) ist sie eine Sperrschichtkapazität und daher recht klein (typ. einige pF). Bei Sättigung (z.B. Betrieb als Schalter) steigt sie aufgrund der entstehenden Diffusionskapazität stark an.

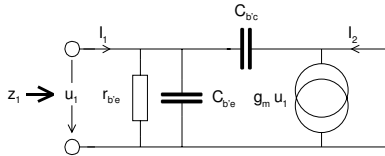
$r_{b'e}$: Rückwirkungswiderstand in der Grössenordnung 100k Ω bis M Ω . Normalerweise kann dieser Widerstand bei Berechnungen vernachlässigt werden.

r_{ce} : Kollektor-Emitter-Widerstand in der Grössenordnung zehn Ω bis einige zehn K Ω . Der exakte Wert wird zweckmässigerweise aus den H-Parameter bestimmt.

3.10.1 Beziehung $C_{b'e}$ zu f_T

Normalerweise wird nur die Transitfrequenz f_T in den Datenblättern publiziert. Um $C_{b'e}$ zu bestimmen wäre es also wünschenswert $C_{b'e}$ in Beziehung zu f_T zu bringen, damit die Werte für das Hybrid-II-Modell bestimmt werden können.

Wir betrachten dazu ein vereinfachtes Hybrid-II-Modell mit kurzgeschlossenem Ausgang:



Damit ergibt sich die Eingangsimpedanz z_1 :

$$z_1 = \frac{1}{\frac{1}{r_{b'e}} + j\omega(C_{b'e} + C_{b'c})} \quad (3.111)$$

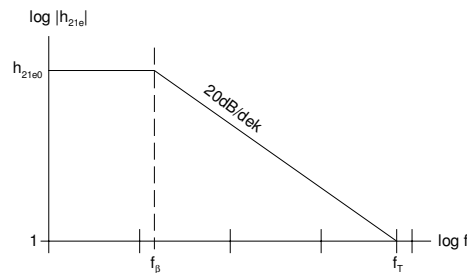
Da $r_{b'c}$ verhältnismässig gross ist, kann er vernachlässigt werden.

Durch Einsetzen der Definition der Stromverstärkung h_{21e} erhalten wir die frequenzabhängige Stromverstärkung:

$$h_{fe} = \frac{g_m u_1}{i_1} = \frac{g_m r_{b'e}}{1 + j\omega r_{b'e}(C_{b'e} + C_{b'c})} \quad (3.112)$$

Grundsätzlich ist die frequenzabhängige Stromverstärkung der Emitterschaltung eine Funktion der Art:

$$h_{21e}(f) = \frac{h_{21e0}}{1 + j \frac{f}{f_\beta}} \quad (3.113)$$



h_{21e0} ist die DC-Stromverstärkung in Emitterschaltung, f_β ist die sog. *Beta-Transitfrequenz*. Bei ihr ist die DC-Stromverstärkung um 3dB abgefallen: $|h_{21e}| = h_{21e0} \cdot 0.707$

Wir erhalten die Beta-Transitfrequenz:

$$f_\beta = \frac{1}{2\pi r_{b'e}(C_{b'e} + C_{b'c})} \quad (3.114)$$

Und daraus die Kapazitäten:

$$C_{b'e} + C_{b'c} = \frac{1}{2\pi f_\beta r_{b'e}} \quad (3.115)$$

Mit $g_m \approx \frac{h_{21e}}{r_{b'e}}$ erhalten wir:

$$C_{b'e} = \frac{g_m}{2\pi f_\beta h_{fe}} - C_{b'c} = \frac{g_m}{2\pi f_T} - C_{b'c} \quad (3.116)$$

Wenn wir I_C , h_{21e} und f_T kennen, sind wir in der Lage $C_{b'e}$ mit genügender Genauigkeit zu berechnen.

Den Betrag der Stromverstärkung h_{21e} erhalten wir durch Ausrechnen von Gl. (3.113):

$$|h_{21e}| = \frac{h_{21e0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_\beta}\right)^2}} \quad (3.117)$$

Speziell für die Transitfrequenz ($h_{21e}=1$) finden wir den näherungsweise Zusammenhang:

$$f_T \approx h_{21e0} \cdot f_\beta \quad (3-118)$$

Die Näherung gilt, weil immer $f_T > f_\beta$ und somit wird $(f_T/f_\beta)^2 \gg 1$.

Beispiel 2.31:

Bestimmen Sie die Kenngrößen $r_{b'e}$ und $C_{b'e}$ für ein Π -Transistormodell, wenn vom Transistor folgende Größen bekannt sind:

$$\begin{aligned} I_C &= 1\text{mA} \\ C_{obo} &= 5\text{pF} \quad (U_{CE} = 10\text{V}) \\ f_T &= 60\text{MHz} \\ \text{h-Parameter bei } U_{CE} = 5\text{V}, I_C = 1\text{mA}: \\ h_{11e} &= 6.2\text{k}\Omega \quad h_{21e} = 220 \\ h_{12e} &= 2.7 \cdot 10^{-4} \quad h_{22e} = 20\mu\text{S} \end{aligned}$$

Mit Gleichung (2.141) wird g_m :

$$g_m \approx \frac{I_C}{0.026} \Big|_{T=300\text{K}} = \frac{0.001}{0.026} \approx \underline{38.5\text{ mS}}$$

Mit $f_T = 60\text{MHz}$ und $C_{b'c} = C_{cbo} = 5\text{pF}$ erhalten wir $C_{b'e}$:

$$\begin{aligned} C_{b'e} &= \frac{g_m}{2\pi f_T} - C_{b'c} = \frac{0.0385}{2\pi \cdot 6 \cdot 10^7} - 5 \cdot 10^{-12} = \underline{97\text{ pF}} \\ r_{b'e} &= \frac{h_{21e}}{g_m} = \frac{220}{0.0385} = \underline{5.715\text{ k}\Omega} \end{aligned}$$

Die folgende Gegenüberstellung der Π und H-Parameter erlaubt eine allgemeine Umrechnung:

$$r_{b'e} = h_{11e} - r_{bb'} \quad r_{b'e} = \frac{h_{21e} U_T}{I_C} \quad \left(U_T = \frac{kT}{q} \right) \quad (3.119) \quad (3.120)$$

$$r_{b'c} = \frac{h_{11e} - r_{bb'}}{h_{12e}} \quad g_m = 38.5 I_C \quad (3.121) \quad (3.122)$$

$$g_m = \frac{h_{21e}}{h_{11e} - r_{bb'}} \quad C_{b'e} = \frac{g_m}{2\pi f_T} - C_{b'c} \quad (3.123) \quad (3.124)$$

$$\frac{1}{r_{ce}} = h_{22e} - \frac{h_{21e} h_{12e}}{h_{11e} - r_{bb'}} \quad C_{b'c} = C_{cbo} \quad (3.125) \quad (3.126)$$

Umrechnung h- Π -Parameter

Mit diesen Zusammenhängen können nun die weiteren Größen des Π -Modells bestimmt werden:

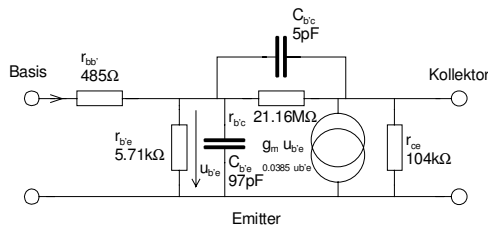
$$r_{bb'} = h_{11e} - \frac{h_{21e}}{g_m} = 6.2K - \frac{220}{0.0385} = \underline{485\Omega}$$

$$r_{b'c} = \frac{h_{11e} - r_{bb'}}{h_{12e}} = \frac{6.2K - 485}{2.7 \cdot 10^{-4}} = \underline{21.16M\Omega}$$

$$\frac{1}{r_{ce}} = h_{22e} - \frac{h_{21e} h_{12e}}{h_{11e} - r_{bb'}} = 20 \cdot 10^{-6} - \frac{220 \cdot 2.7 \cdot 10^{-4}}{6.2K - 485} = 9.606 \cdot 10^{-6} S$$

$$\Rightarrow r_{ce} = \underline{104.0k\Omega}$$

Mit diesen Werten erhalten wir das Modell:



Beispiel 2.32:

Bestimmen Sie den Betrag der Stromverstärkung $|h_{21e}|$ und die Reaktanz von C_{CB0} bei 5 MHz für den Transistor BC547B, dessen Transitfrequenz und Kollektor-Basiskapazität mit nachfolgenden Diagrammen dargestellt sind. Der Arbeitspunkt des Transistors liegt bei $I_{C0}=10mA$ mit einem $U_{CE}=10V$. Für diesen Arbeitspunkt wird in Datenblatt ein $h_{21e}=300$ ausgewiesen.

Vorgehen:

Mit Gl. (3.117) wird $|h_{fe}|$:

$$h_{21e}(f) = \frac{h_{21e0}}{1 + j \frac{f}{f_\beta}} = \frac{h_{21e0}}{1 + j \frac{h_{21e0} \cdot f}{f_T}}$$

$$|h_{21e}(f)| = \frac{h_{21e0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{h_{21e0} \cdot f}{f_T}\right)^2}}$$

$$|h_{21e}| = \frac{300}{\sqrt{1 + \left(\frac{300 \cdot 5 \cdot 10^6}{320 \cdot 10^6}\right)^2}} = \underline{62.59}$$

Die Reaktanz X_{CB0} der Kollektor-Basiskapazität wird:

$$X_{CB0} = \frac{1}{2\pi f C_{CB0}} = \frac{1}{2\pi \cdot 5 \cdot 10^6 \cdot 2.8 \cdot 10^{-12}} = \underline{11.368k\Omega}$$

Der Wert Reaktanz ist für eine wechselstrommässige Betrachtung zu r_{ce} zuzuschlagen (parallel). Bei tieferen Frequenzen (einige MHz) spielt diese Reaktanz keine Rolle, da sie in der Beschaltung im Verhältnis zu Last vernachlässigbar ist.

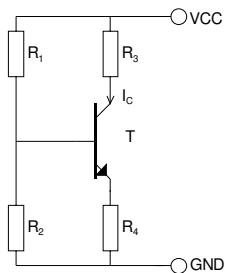
3.11 Aufgaben

Verständnisfragen

1. Begründen Sie verbal, wieso bei Bipolartransistoren die Sperrspannung U_{CB0} wesentlich höher ist als die Sperrspannung U_{EB0} .
2. H-Parameter sind sog. Kurzschluss-Kleinsignalparameter. Wie sind diese Parameter definiert und was besagt das Wort "Kurzschluss" genau?
3. Definieren Sie den Begriff "thermische Rückkopplung" im Zusammenhang mit der Gleichstromdimensionierung einer Transistorverstärkerstufe.

Temperatureffekte, Restströme

4. Die Leckströme eines Transistors betragen $I_{CB0}=2.3\text{nA}$ und $I_{CE0}=320\text{nA}$. Der Basisstrom beträgt $I_B=1.2\mu\text{A}$. Bestimmen Sie den Kollektorstrom I_C .
5. Von welchem Kollektorstrom I_C an ist kein thermischer Aufschaukeleffekt mehr möglich?



6. Die Ströme I_C' , I_B' und I_E' stellen die Transistorströme unter Berücksichtigung des Reststromes I_{CB0} dar.

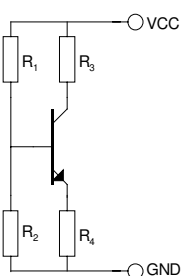
Unter der Zuhilfenahme der Beziehungen ($I_C = B I_B = H_{FE} I_B$, $I_E = A I_C = H_{FB} I_C$) und einer Leckstromquelle I_{CB0} zeige man, dass die folgenden Beziehungen gelten:

a.) $I_C = H_{FE} I_B + (H_{FE} + 1) I_{CB0}$

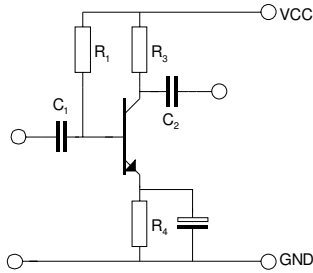
b.) $I_B = \frac{I_E}{H_{FE} + 1} - I_{CB0}$

c.) $I_E = \frac{H_{FE} + 1}{H_{FE}} (I_C - I_{CB0})$

7. Welchen Einfluss hat die Streuung ΔH_{FE} auf den Arbeitspunkt I_C bei nachfolgender Schaltung? Bestimmen Sie dazu eine Formel, die die Abweichung ΔI_C berechnet.

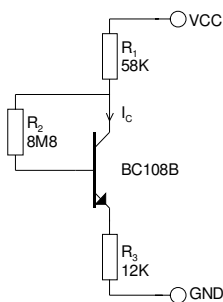


8. Bestimmen Sie für die nachfolgende Schaltung formal die Temperaturdrift dU_{CE}/dT .



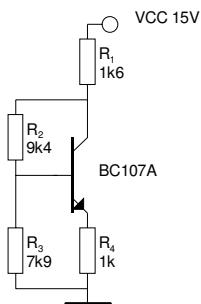
9. Bestimmen Sie für die nachfolgende Schaltung:

- I_C (besser als 2%)
- U_{CE}
- ΔI_C , wenn die Umgebungstemperatur von 0° auf $+50^\circ$ ändert.

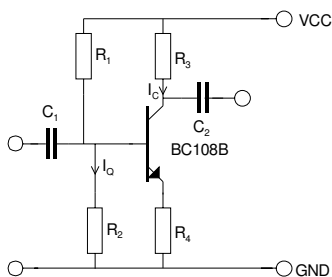


Arbeitspunktbestimmungen

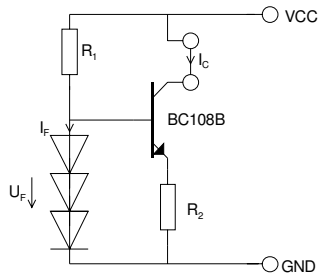
10. Bestimmen Sie I_C , U_{CE} mit einer Genauigkeit von 2%. Wie gross ist die Kristalltemperatur bei $T_A=25^\circ$?



11. Dimensionieren Sie die Widerstände für den Arbeitspunkt $I_C=200\mu A$, so dass ein Eingangswiderstand $r_e > 100k\Omega$ erreicht wird, aber I_Q trotzdem möglichst gross wird.

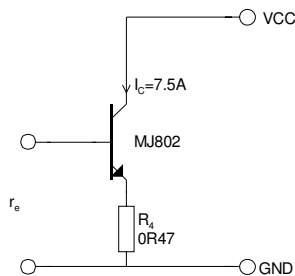


12. Dimensionieren Sie die Konstantstromquelle für $I_C=5\text{mA}$. Vorgaben: $U_F=0.6\text{V}$, $I_F=100\mu\text{A}$.



13. Wie gross ist der Innenwiderstand der Stromquelle aus 12.)?

14. Wie gross ist der Eingangswiderstand r_e (unter Vernachlässigung des Bahnwiderstandes)?

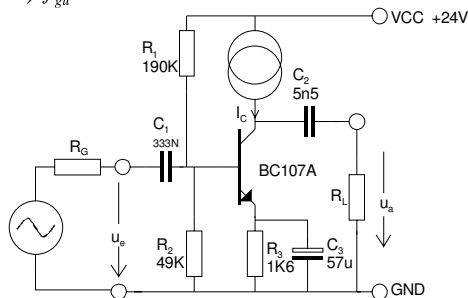


AC- und DC-Dimensionierungen

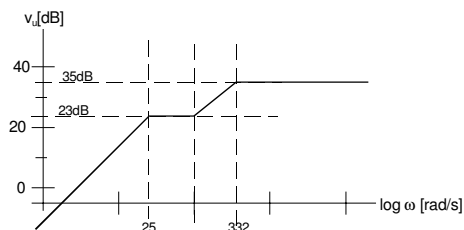
15. Folgende Grössen sind in nachfolgender Schaltung vorgegeben: $U_{CE}=10\text{V}$, $R_G=2\text{k}\Omega$, $R_L=120\text{k}\Omega$.

Bestimmen Sie:

- a.) I_C (besser als 2%)
- b.) v_u im mittleren Frequenzbereich
- c.) f_{gu}

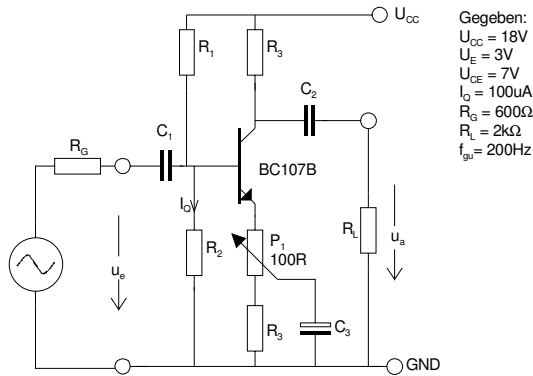


16. Dimensionieren Sie einen Kleinsignalverstärker mit einem Transistor BC 109C in Emitterschaltung, der nachfolgenden Amplitudengang ausweist. Weiter betragen $R_G=0$, $R_L=\infty$, $U_{CC}=15\text{V}$, $I_C=2\text{mA}$.



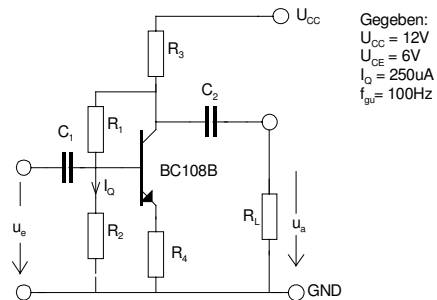
17. Bestimmen Sie:

- $R_1 \dots R_4$
- C_1, C_2, C_3 für den schlechtesten Fall
- Änderung von v_u im mittleren Frequenzbereich wenn das Potentiometer von einem Anschlag zum Anderen gedreht wird.

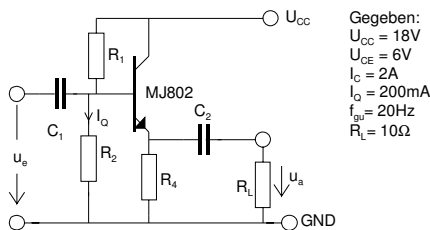


1. Berechnen Sie folgende Größen der Verstärkerschaltung:

- R_1, \dots, R_3
- C_1, C_2
- v_u, v_i im mittleren Frequenzbereich



2. Dimensionieren Sie R_1, \dots, R_4 sowie C_1 und C_2 für den nachfolgenden Leistungsverstärker. Hinweise: r_{BE} ist aus der Shockley-Gleichung zu bestimmen. $H_{FE} (=h_{je})$ ist dem Datenblatt zu entnehmen.

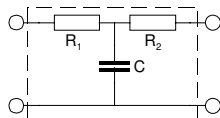


Darlingtontransistoren

3. Bestimmen Sie den Emitterstrom I_E als Ausdruck von I_C , H_{FE1} und H_{FE2} !
 Untersuchen Sie im Besonderen die Frage: Gilt beim Darlington der gleiche Zusammenhang wie beim Bipoltransistor für den Emitterstrom $I_E = I_C \left(1 + \frac{1}{H_{FE}} \right)$ (wobei $H_{FE} = H_{FE1} \cdot H_{FE2}$) ?

Diverses

Bestimmen Sie die H-Parameter des Vierpoles:



4 Transistoren als Schalter

In Kapitel 3 wurde der Transistor als stetig steuerbares Element für den Einsatz als linearer Verstärker betrachtet.

Anders sehen die Anwendungsfälle aus bei denen auf die stetige Steuerbarkeit verzichtet wird. Im Schalterbetrieb wird der Transistor über einer Steuerquelle geschaltet. Dabei sind nur zwei Zustände von Interesse:

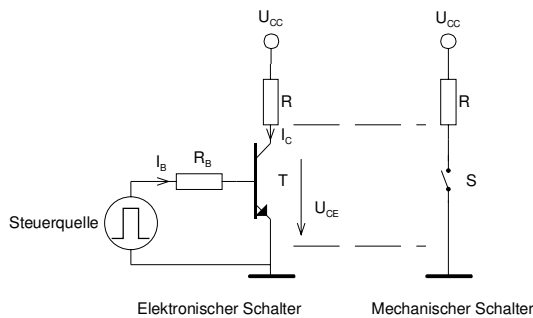


Bild 4.1: Transistor als elektronischer Schalter.

Der Schaltvorgang erfolgt durch Einspeisen des Basisstromes I_B

1. Durchgeschalteter Zustand. Der Innenwiderstand, d. h. der Spannungsabfall U_{CE} soll möglichst klein sein.
2. Gesperrter Zustand. Der Innenwiderstand, d.h. der Reststrom I_{C0} soll möglichst klein sein .

Wesentlich für den Schalterbetrieb ist, dass der Wechsel vom gesperrten Zustand in den durchgeschalteten Zustand und umgekehrt sprunghaft erfolgt. Daraus ergeben sich zwei Arbeitspunkte A_1 und A_2 :

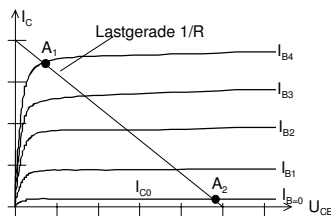


Bild 4.2 Arbeitspunkte beim Schalterbetrieb.

Im Ausgangskennlinienfeld verkörpern die Schnittpunkte der mit Lastgeraden die Arbeitspunkte.
 A_1 : Durchgeschalteter Zustand.
 A_2 : Gesperrter Zustand.

Vom Prinzip her eignet sich der Bipolartransistor nur zum Schalten von Gleichströmen. Dabei gelten teilweise ähnliche Zusammenhänge wie beim Einsatz als Verstärker. Grosse Unterschiede ergeben sich aber aus dem Sachverhalt, dass beim Einsatz als Schalter ein spezieller Grosssignalbetrieb vorliegt. Die Parameter U_{BE} , H_{FE} , etc. verändern sich mitunter erheblich in den beiden Arbeitspunkten. Ebenso sind bei schnellen Schalteranwendungen die Kapazitäten und daraus resultierende Schaltzeiten und Verluste von Bedeutung.

Die nachfolgenden Abschnitte geben einen Überblick über die statische dynamische Dimensionierung von Schalteranwendungen mit Bipolartransistoren. Nicht betrachtet werden JFET und MOSFET als Schalter. Für diese gelten wiederum andere Zusammenhänge und Dimensionierungsgrundlagen.

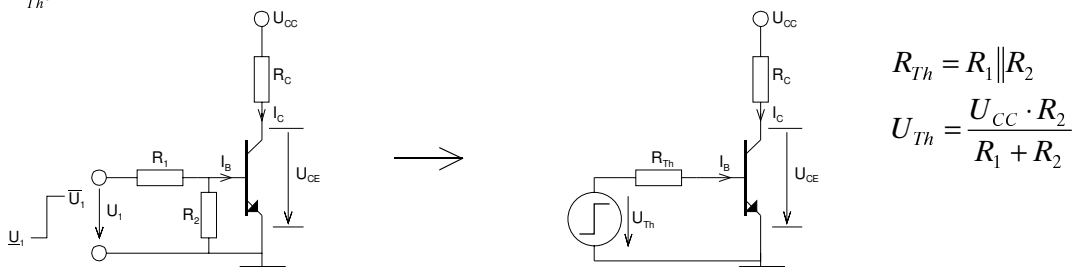
4.1 Grundlagen

Ein realer mechanischer Schalter wie in hat im eingeschalteten Zustand einige mΩ Übergangswiderstand und im ausgeschalteten Zustand >100MΩ. Diese Werte können mit Transistoren nicht erreicht werden. Jedoch kann man im Gegensatz zum mechanischen Schalter mit einem Transistor praktisch trägheitslos Schalten.

Für Schalteranwendungen werden oft spezielle Schalttransistoren erhältlich. Sie unterscheiden sich von den Typen für Verstärkeranwendungen dahingehend, dass gewisse Parameter, wie Basisbahnwiderstand, maximale Sättigungsspannung, etc. optimiert wurden, so dass kleine Schaltzeiten und Durchschaltverluste erreicht werden. Mit Bipolartransistoren Spannungen bis etwa 1500V direkt schaltbar. Schalttransistoren werden mittlerweile ausschliesslich in Si-Technologie gefertigt.

Die Grundschaltung ist eine Emitterschaltung bei der, der Transistor in der Regel über einen Spannungsteiler angesteuert wird.

Wir untersuchen die statischen Zusammenhänge mit Hilfe einer Ersatzquelle U_{Th} mit Innenwiderstand R_{Th} :



Transistor gesperrt (Cutoff):

$$U_{BE} = \underline{U_Q} + I_{CB0} \cdot R_B < 0.2V$$

$$I_C \approx I_{CB0} \approx -I_B$$

Gesperrter Zustand (4.1)

(4.2)

Oder idealisiert, wenn Restströme vernachlässigt werden:

$$I_B = 0$$

$$I_C = 0$$

$$U_{CE} = U_{CC}$$

**Gesperrter Zustand
(idealisiert)**

(4.3)

(4.4)

(4.5)

Bei einem guten Si-Transistor als Schaltelement kann ohne weiteres die Vereinfachung verwendet werden.

Transistor durchgeschaltet, gesättigt (Saturated):

$$I_{Bsat} = \overline{I_B} = \frac{\overline{U_Q} - U_{BEsat}}{R_{Th}}$$

$$I_{Csat} = \overline{I_C} = \frac{U_{CC} - U_{CEsat}}{R_C}$$

$$I_{Csat} = m \cdot I_{Bsat} = \frac{H_{FE}}{m} I_B$$

m : Übersteuerungsfaktor (≥ 1)

I_{Bsat} : I_B , das zum Erreichen der Sättigung notwendig ist

(4.8)

Durch Übersteuern kann die zu Beginn der Sättigung recht hohe $U_{CE} \approx 0.7V$ bis auf Werte in der Größenordnung 0.1,...,0.3V weiter abgesenkt werden. Damit werden Durchschaltverluste herabgesetzt. Durchschaltverluste sind statische Verluste die in Form von abzuführender Verlustleistung anfallen. Für den Betrieb als Schalter gilt:

$$P_D = U_{CEsat} * I_{Csat} \quad [W] \quad \text{Durchschaltverluste} \quad (4.9)$$

Die im Sperrzustand anfallende Leistung, hervorgerufen durch die Restströme, ist nicht von Bedeutung, da andernfalls die Funktion als Schalter in Frage gestellt werden müsste.

4.1.1 Sättigung

Wir sprechen von Sättigung, wenn die Kollektor-Basisspannung U_{CB} das Vorzeichen wechselt, d.h. bei einem NPN-Transistor $U_{CB} \leq 0V$ wird.

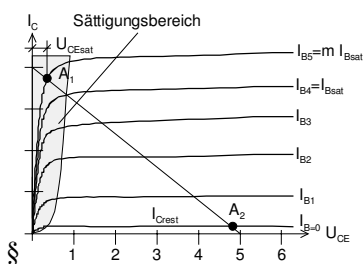


Bild 4.3: Sättigungsbereich im Ausgangskennlinienfeld.

Für das Erreichen der Sättigung ist ein Basisstrom I_{Bsat} erforderlich. Durch Erhöhen des Basisstromes (übersteuern) kann die Sättigungsspannung U_{CE} weiter vermindert werden.

Im Sättigungsbereich gilt für den Kollektorstrom:

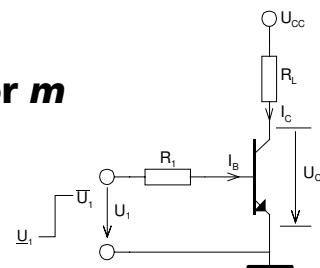
$$I_{Csat} = \frac{H_{FE}}{m} \cdot I_B \quad m: \text{Übersteuerungsfaktor} (\geq 1) \quad (4.10)$$

I_{Bsat} verkörpert den Mindestwert des Basisstromes, der zum Erreichen der Sättigung notwendig ist. Er bewirkt, dass $U_{CB} = 0V$ wird und der Eintritt in den Sättigungsbereich erfolgt. Der Übersteuerungsfaktor m besagt um wie viel der tatsächlich fließende Basisstrom grösser ist als der Mindeststrom I_{Bsat} .

Somit wird mit Gl. (4.8) der Übersteuerungsfaktor m :

$$m = \frac{H_{FE} \cdot R_L \cdot \bar{U}_1 - U_{BEsat}}{R_1 \cdot U_{CC} - U_{CEsat}} \quad \text{Übersteuerungsfaktor } m \quad (4.11)$$

$$\approx \frac{H_{FE} \cdot R_L \cdot \bar{U}_1}{R_1 \cdot U_{CC}} \quad (\bar{U}_1 \gg U_{BEsat} \text{ und } U_{CC} \gg U_{CEsat}) \quad (4.12)$$



Durch Erhöhen des Übersteuerungsfaktors m kann das zu Beginn der Sättigung recht hohe $U_{CE} \approx 0.7V$ bis auf Werte in der Größenordnung 0.1,...,0.3V abgesenkt werden. Damit werden Durchschaltverluste herabgesetzt. In der Digitaltechnik werden Schalttransistoren vielfach übersteuert. Üblich sind Low-Werte für $U_{CE} \approx 0.2V$.

Mit zunehmender Sättigung verschlechtern sich die Umschaltzeiten. Beim Umschalten müssen die in der BE-Zone eingelagerten Ladungsträger zuerst wieder ausgeräumt werden.

Für statische Anwendungen, wo primär Durchschaltverluste minimiert werden sollen und ein rasches Umschalten eher sekundär ist, wird man ein grösseres m wählen um U_{CEsat} möglichst tief zu halten.

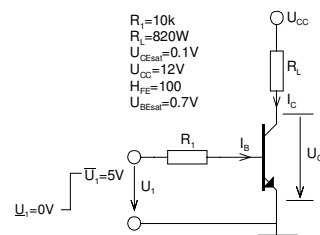
Beispiel 4.1: Berechnen des Übersteuerungsfaktors m .

Bestimmen Sie den Übersteuerungsfaktor m für folgende Schaltung, wenn die Eingangsspannung auf $\bar{U}_1 = 5V$ wechselt!

Lösung:

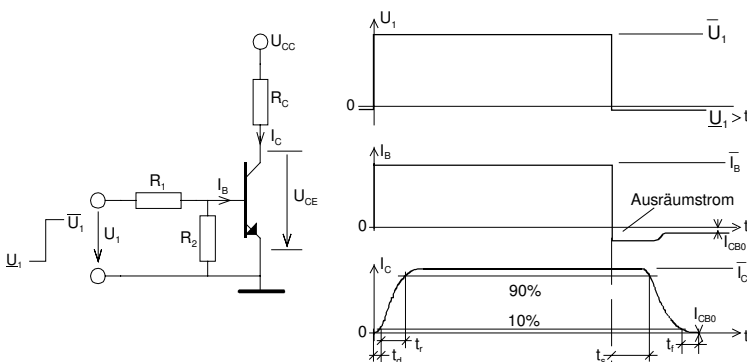
Der Übersteuerungsfaktor m wird mit Gl. (4.11) direkt:

$$m = \frac{H_{FE} \cdot R_L}{R_1} \frac{\bar{U}_1 - U_{BEsat}}{U_{CC} - U_{CEsat}} = \frac{100 \cdot 820}{10K} \frac{5 - 0.7}{12 - 0.1} \left[\frac{\Omega V}{\Omega V} \right] = 2.96$$



4.2 Schaltzeiten

Das Schaltverhalten und damit die Schaltzeiten werden primär durch die Transistorkapazitäten beeinflusst. Wir beschreiben das Schaltverhalten mit gesamthaft sechs Schaltzeiten:



Größenordnungen der Schaltzeiten für einen mittelschnellen Si-Planartransistor

- $t_d \approx 10ns$ Verzögerungszeit (delay time)
- $t_r \approx 100ns$ Anstiegszeit (rise time)
- $t_s \approx 200ns$ Speicherzeit (storage time)
- $t_f \approx 100ns$ Abfallzeit (fall time)
- $t_{ein} = (t_r + t_s)$ Einschaltzeit (turn-on time)
- $t_{aus} = t_s + t_f$ Ausschaltzeit (turn-off time)

Bild 4.4: Typisches Schaltverhalten eines mittelschnellen Si-Transistors.

Wir erkennen beim Einschalten die Verzögerungszeit t_d . Sie besagt, wie lange es dauert bis der Kollektorstrom auf 10% angestiegen ist. Die Anstiegszeit t_r wird in den Punkten 10%-90% gemessen. Bei Sättigung folgt beim Ausschalten der Kollektorstrom nicht sofort dem Eingangssignal. Zuerst müssen die in der Diffusionskapazität eingelagerten Ladungsträger ausgeräumt werden. Dies geschieht mit dem Ausraumstrom. In dieser Zeit bleibt der Kollektorstrom praktisch konstant. Nach Ablauf der Speicherzeit t_s ist der Kollektorstrom um 10% gefallen. Wird der Transistor nicht gesättigt, ist die Speicherzeit null. Die Abfallzeit t_a beschreibt den Zeitabschnitt die der Kollektorstrom braucht um von 90% auf 10% abzufallen.

Beim Schalterbetrieb sind je nach Lage des Arbeitspunktes die folgenden Kapazitäten relevant:

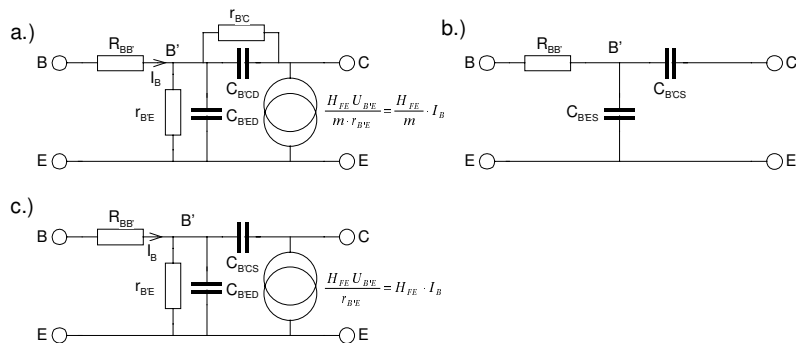


Bild 4.5: Hybrid-II-Ersatzschaltbilder des Transistor in Emitterschaltung.

- a.) gesättigten Zustand
- b.) gesperrten Zustand
- c.) aktiven Zustand (Verstärkerbetrieb)

Für das Schalten aus dem gesperrten Zustand sind C_{BES} , die Kapazität der gesperrten BE-Diode, und C_{BCS} die Kapazität der gesperrten BC-Diode, sowie der Basisbahnwiderstand R_{BB} .

Während des Umschaltens befindet sich der Transistor kurzzeitig im aktiven Zustand. Hierbei sind nach Bild c.) die Diffusionskapazität $C_{B'ED}$ BE-Diode mit dem parallel geschalteten differentiellen Widerstand r_{BE} von Bedeutung. Die BC-Diode ist im aktiven Zustand gesperrt und mit der Sperrschichtkapazität $C_{B'CS}$ dargestellt. Im Ausgangskreis wird mit der gesteuerten Konstantstromquelle ein Kollektorstrom mit $I_C = H_{FE} \cdot I_B$ erzeugt.

Im gesättigten Zustand sind beide Dioden in Durchlassrichtung gepolt. Sie werden durch die beiden Diffusionskapazitäten $C_{B'ED}$ und $C_{B'CD}$ verkörpert. Bei Sättigung ist der notwendige Basisstrom I_B zur Erreichung von I_{Csat} um den Übersteuerungsfaktor m grösser. Diese Eigenschaft kann man auch durch $H_{FEsat} = \frac{H_{FE}}{m}$ charakterisieren, wie im Bild a.) in der Konstantstromquelle im Kollektorkreis gezeigt.

Eine qualitative Betrachtung des Schaltverhaltens zeigt folgenden Verlauf, wenn am Eingang ein rechteckförmiger Impuls angelegt wird:

4.2.1 Schaltvorgang: Gesperrt->gesättigt

Unmittelbar nach dem Einschalten zum Zeitpunkt t_e fließt noch kein Kollektorstrom I_C . Zuerst müssen die beiden Sperrschichtkapazitäten $C_{B'ES}$ und $C_{B'CS}$ umgeladen werden. Es fließt ein erhöhter aber schnell abklingender kapazitiver Ladestrom in die Basis. Dies geschieht in der Verzögerungszeit t_d , wie im nachfolgenden Bild ersichtlich.

Nach Ablauf der Verzögerungszeit t_d sind die Kapazitäten $C_{B'E}$ und $C_{B'C}$ umgeladen und der Transistor kommt in den aktiven Bereich. Es werden Elektronen in die Basis injiziert und es beginnt merklich Kollektorstrom I_C zu fließen. Dabei wird auch die BC-Diffusionskapazität aufgeladen. Der Stromfluss im Kollektor steigt recht steil an und erreicht nach Ablauf der Anstiegszeit t_r 90% des Endwertes I_{Cmax} . Beim Zeitpunkt t_u hat der Transistor die Übersteuerungsgrenze erreicht und ist gesättigt. Der Kollektorstrom kann nicht weiter ansteigen, weil er durch den Kollektorwiderstand begrenzt wird. Würde keine Begrenzung erfolgen, würde bei gegebenem Basisstrom der Kollektorstrom der strichlierten Linie entsprechen.

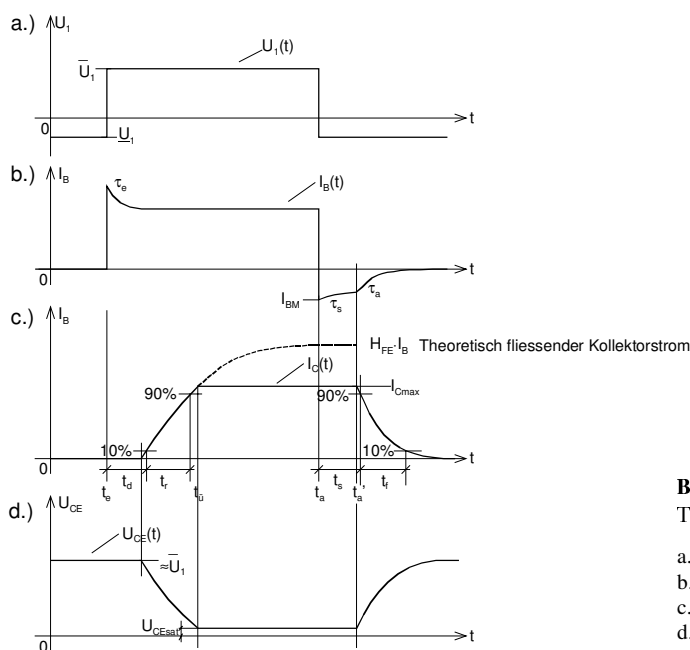


Bild 4.6: Impulsdiagramm zum Ein- und Ausschaltverhalten des Transistors.

- a.) Eingangsimpuls, Rechteck $U_i(t)$
- b.) Zeitlicher Verlauf des Basisstromes $I_B(t)$
- c.) Zeitlicher Verlauf des Kollektorstromes $I_C(t)$
- d.) Zeitlicher Verlauf der Kollektor-Emitter-Spannung $U_{CE}(t)$

4.2.2 Schaltvorgang: Gesättigt-> gesperrt

Der Transistor ist gesättigt und leitend. Es fliesst der konstante Kollektorstrom $I_{Cmax}=I_{Csat}$. Zum Zeitpunkt t_a wird die Eingangsspannung der Schaltstufe vom Ein-Pegel \bar{U}_1 auf den Aus-Pegel \underline{U}_1 gelegt. Der Basisstrom kehrt die Fliessrichtung um und es fliesst ein negativer Ausräumstrom aus der Basis heraus. Hierbei entladen sich die beiden Diffusionskapazitäten $C_{B'ED}$ und $C_{B'CD}$. Beide Kapazitäten waren vorher auf die Spannung $U_{BEsat} \approx 0.7V$ aufgeladen. Der Spitzenwert des Ausräumstromes wird deshalb:

$$I_{BM} = \frac{|\underline{U}_1| + U_{BEsat}}{R_1 + R_G + R_{BB'}} \quad [A_S] \quad \text{Ausräumstrom} \quad (4.13)$$

$$\approx \frac{|\underline{U}_1| + 0.7V}{R_1} \quad [A_S] \quad (R_{BB'}, R_G \text{ klein}) \quad (4.14)$$

Während der Speicherzeit wird die Diffusionskapazität $C_{B'CD}$ entladen. Die CB-Diode ist in diesem Zeitabschnitt noch leitend und daher bleibt sowohl der Kollektorstrom $I_{Cmax}=I_{Csat}$ wie die Kollektor-Emitterspannung U_{CEsat} praktisch unverändert. Der Basisstrom nimmt während der Speicherzeit exponentiell mit der Zeitkonstante τ_s ab:

$$\tau_s = (R_G + R_1 + R_{BB'})(C_{B'CD} + C_{B'ED}) \quad (4.15)$$

Zum Zeitpunkt t_a' ist die Diffusionskapazität entladen und die CB-Diode sperrt wieder. Der Transistor kommt erneut in den aktiven Bereich. Während der Abfallzeit werden die restlichen Elektronen aus der Basis transportiert und somit die Diffusionskapazität $C_{B'ED}$ mit der Zeitkonstanten τ_a entladen. Der Kollektorstrom wird immer kleiner bis er schlussendlich den Wert des Reststromes erreicht. Abschliessend sind die beiden Sperrschichtkapazitäten $C_{B'CS}$ und $C_{B'ES}$ auf die Spannung \underline{U}_1 geladen worden.

4.2.3 Berechnung von Schaltzeiten

Die Schaltzeiten t_p , t_s und t_a können einigermassen exakt berechnet werden. Grundlage hierfür sind die in Kap. 4.2 gezeigten Hybrid-II-Ersatzschaltbilder. Ohne näher auf die Herleitung einzugehen, benutzen arbeiten wir mit einem Formelsatz, der für die Praxis hinreichend genau ist. Detaillierte Betrachtungen zu dieser Thematik sind in [10] aufgeführt.

Wir definieren einen Ausschaltfaktor K_A , die Grenzkreisfrequenzen $\omega_{\alpha N}$ der Basisschaltung im Normalbetrieb und Inversbetrieb $\omega_{\alpha I}$:

$$K_A = \frac{h_{fe} R_L |\underline{U}_1|}{R_1 U_{CC}} \quad (h_{fe}: \text{Wechselstromverstärkung } h_{21e}) \quad (4.16)$$

$$\omega_{\alpha N} = \frac{1}{r_{B'E} C_{B'ED}} = \frac{I_E}{U_T C_{B'ED}} \quad \text{Abschaltfaktor} \quad (4.17)$$

$$\omega_{\alpha I} = \frac{1}{r_{C'B'} C_{B'CD}} = \frac{I_C}{U_T C_{B'CD}} \quad \text{Grenzkreisfrequenzen} \quad (4.18)$$

K_A ist als eine Art Übersteuerungsfaktor für das Abschalten zu interpretieren.

Die Verzögerungszeit t_d berechnet sich dann:

$$t_d = [2R_1 C_{B'ES} + (R_1 + R_L) C_{B'CS}] \ln\left(1 + \frac{K_A}{m}\right) \quad \textbf{Verzögerungszeit} \quad (4.19)$$

In die Verzögerungszeit gehen nur die beiden Sperrschichtkapazitäten ein.

Die Anstiegszeit t_r :

$$t_r = h_{fe} \left(2R_L C_{B'CS} + \frac{1}{\omega_{\alpha N}} \right) \ln\left(\frac{m-0.1}{m-0.9}\right) \quad \textbf{Anstiegszeit} \quad (4.20)$$

Zur Berechnung ist die wirksame Zeitkonstante an der Basis des Transistors massgebend. Sie wird durch die reziproke Grenzkreisfrequenz $\omega_{\alpha N}$ dargestellt. Zusätzlich muss noch die Sperrschichtkapazität $C_{B'CS}$ entladen werden.

Die Speicherzeit t_s :

$$t_s = \left(\frac{1}{\omega_{\alpha N}} + \frac{1}{\omega_{\alpha I}} \right) \ln\left(\frac{m+K_A}{1+K_A}\right) \quad \textbf{Speicherzeit} \quad (4.21)$$

Während der Speicherzeit leiten sowohl die BE-Diode wie auch die BC-Diode. Deshalb werden hier beide Grenzkreisfrequenzen $\omega_{\alpha N}$ (Normalbetrieb) und $\omega_{\alpha I}$ (Inversbetrieb) berücksichtigt.

Die Abfallzeit t_a :

$$t_a = h_{fe} \left(2R_L C_{B'CS} + \frac{1}{\omega_{\alpha N}} \right) \ln\left(\frac{K_A - 0.1}{K_A - 0.9}\right) \quad \textbf{Abfallzeit} \quad (4.22)$$

Im aktiven Zustand während der Abfallzeit ist wiederum nur die BE-Diode leitend und somit nur die Zeitkonstante $\omega_{\alpha N}$ wirksam. Die Sperrschichtkapazität $C_{B'CS}$ muss ebenfalls noch aufgeladen werden.

Beispiel 4.2: Berechnung von Transistorschaltzeiten.

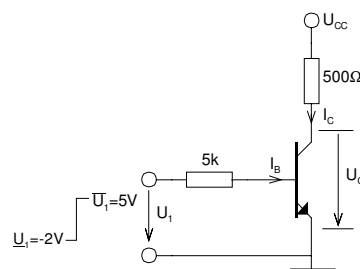
Ein Transistor mit den Daten:

$$h_{fe} = H_{FE} = 100$$

$$\omega_{\alpha N} = 10^9 \text{ s}^{-1} \quad \omega_{\alpha I} = 10^8 \text{ s}^{-1}$$

$$C_{B'ES} = 10 \text{ pF} \quad C_{B'CS} = 5 \text{ pF}$$

$$U_{CEsat} = 0.1 \text{ V} \quad U_{BEsat} = 0.7 \text{ V}$$



Wird in obengestehender Schaltung betrieben. Die Versorgungsspannung U_{CC} beträgt 5V. Die Eingangsspannung U_1 wird zwischen $\underline{U}_1 = -2\text{V}$ und $\overline{U}_1 = U_{CC} = 5\text{V}$ geschaltet. Man berechne die Schaltzeiten t_d , t_r , t_s und t_f .

Lösung:

Der Ausschaltfaktor und der Übersteuerungsfaktor werden:

$$K_A = \frac{h_{fe} R_L}{R_1} \frac{|U_1|}{U_{CC}} = \frac{100 \cdot 500 \cdot |-2|}{10K \cdot 5} = 2$$

$$m = \frac{H_{FE} \cdot R_L}{R_1} \frac{\bar{U}_1 - U_{BEsat}}{U_{CC} - U_{CEsat}} = \frac{100 \cdot 500 (5 - 0.7)}{10K (5 - 0.1)} = 4.39$$

Die Schaltzeiten ergeben sich nachher direkt:

$$t_d = [2R_1 C_{BES} + (R_1 + R_L) C_{BCS}] \ln\left(1 + \frac{K_A}{m}\right) = [2 \cdot 10K \cdot 10 \cdot 10^{-12} + (10K + 500) \cdot 5 \cdot 10^{-12}] \ln\left(\frac{m - 0.1}{m - 0.9}\right) = 94.83ns$$

$$t_r = h_{fe} \left(2R_L C_{BCS} + \frac{1}{\omega_{\alpha N}}\right) \ln\left(\frac{m - 0.1}{m - 0.9}\right) = 100 \left(2 \cdot 500 \cdot 5 \cdot 10^{-12} + \frac{1}{10^9}\right) \ln\left(\frac{4.39 - 0.1}{4.39 - 0.9}\right) = 123.9ns$$

$$t_S = \left(\frac{1}{\omega_{\alpha N}} + \frac{1}{\omega_{\alpha I}}\right) \ln\left(\frac{m + K_A}{1 + K_A}\right) = \left(\frac{1}{10^9} + \frac{1}{10^8}\right) \ln\left(\frac{4.39 + 2}{1 + 2}\right) = 10.82ns$$

$$t_a = h_{fe} \left(2R_L C_{BCS} + \frac{1}{\omega_{\alpha N}}\right) \ln\left(\frac{K_A - 0.1}{K_A - 0.9}\right) = 100 \left(2 \cdot 500 \cdot 5 \cdot 10^{-12} + \frac{1}{10^9}\right) \ln\left(\frac{2 - 0.1}{2 - 0.9}\right) = 193.66ns$$

Würde die Eingangsspannung zwischen 0 und 5V geschaltet, ergäbe sich ein $K_A=0$. Somit würde die Verzögerungszeit t_d entfallen, denn die Sperrschichtkapazitäten brauchen in diesem Fall nicht umgeladen zu werden.

4.3 Verbesserung des Schaltverhaltens

Obwohl der Transistor in sehr kurzer Zeit schalten kann, sind diese Schaltzeiten doch noch im Bereich von einigen 100ns für normale Si-Transistoren und im 10ns-Bereich für schnelle Schalttransistoren.

Diese Zeitangaben variieren stark mit Transistortyp und Dimensionierung.

Durch verschiedene schaltungstechnische Massnahmen kann das Ein- und Ausschaltverhalten verbessert werden, teilweise sogar erheblich.

4.3.1 Beschleunigungskondensator

Durch Zuschalten eines Parallelkondensators C zum Basiswiderstand verkürzen sich die Anstiegs-, Speicher- und Abfallzeiten (t_r, t_s, t_f)

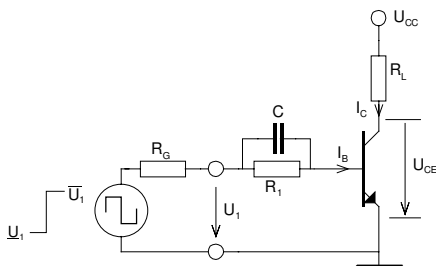


Bild 4.7: Verbesserung des Schaltverhaltens mit einem Beschleunigungskondensator.

Durch Parallelschalten eines Kondensators C zum Basiswiderstand R_1 können die Ein- und Ausschaltzeiten z.T. erheblich reduziert werden.

Der Kondensator bewirkt, dass zu Beginn des Umschaltens ein grösserer Basisstrom fließen kann. Der Transistor wird also im Umschaltmoment stark übersteuert.

Einschalten

Zum Zeitpunkt $t=0$ stellt der Kondensator einen Kurzschluss dar und der maximale Basisstrom I_{Bmax} wird:

$$I_{Bmax} = \frac{\bar{U}_1 - U_{BEsat}}{R_G} \quad (4.23)$$

Der Basisstrom klingt näherungsweise exponentiell mit der Zeitkonstanten τ_e

$$\tau_e = \frac{R_G \cdot R_1}{R_G + R_1} C \quad (4.24)$$

ab und erreicht den kleineren statischen Wert:

$$I_B = \frac{\bar{U}_1 - U_{BEsat}}{R_G + R_1} \quad (4.25)$$

Die Zeitkonstante τ_e sollte so gewählt werden, dass die starke Übersteuerung während des gesamten Anstiegs anhält. Deshalb sollte die Zeitkonstante τ_e wesentlich grösser als die Anstiegszeit t_r gewählt werden.

Ausschalten

Der Beschleunigungskondensator hat sich auf die Spannung

$$U_C = \frac{R_1(\bar{U}_1 - U_{BEsat})}{R_1 + R_G} \quad (4.26)$$

aufgeladen. Nun springt die Generatorspannung auf \underline{U}_1 , in der Regel 0V, zurück. An der Basis entsteht ein negativer Spannungssprung der Höhe $U_C + \underline{U}_1$. Durch die Kondensatorladung entsteht ein grosser, als Ausräumstrom wirkender Basisstrom. Er verkürzt sowohl die Speicher, wie auch die Abfallzeit (t_s, t_f).

Bemessung des Kondensators

Der Kondensator C ist so zu bemessen, dass beim Einschalten hinreichend lange grosse Übersteuerung gewährleistet ist und ein hinreichend grosser Ausräumstrom beim Ausschalten fließen kann. Eine Vergrößerung des Kondensators bewirkt aber eine Reduktion der möglichen Schaltfolgefrequenz, da bei jedem Schaltvorgang der Kondensator geladen/ entladen werden muss.

Legt man 10% Restladung zu Grunde kann man folgende Dimensionierungsgleichung herleiten:

$$C \leq 0.22 \frac{R_{BB'} + R_1}{R_{BB'} \cdot R_1 \cdot f_{max}} \quad f_{max} = \text{Maximale Umschaltfrequenz} \quad (4.27)$$

Meist liegt der Kondensator in der Grössenordnung von 50...500pF.

4.3.2 Folgeschaltung

Eine wesentliche Reduktion der Schaltzeiten kann erreicht werden, wenn man dafür sorgt, dass der Transistor gerade nicht gesättigt wird. Dadurch entfällt die Speicherzeit t_s . Nachteilig ist hier das etwas höhere U_{CE} im durchgeschalteten Zustand.

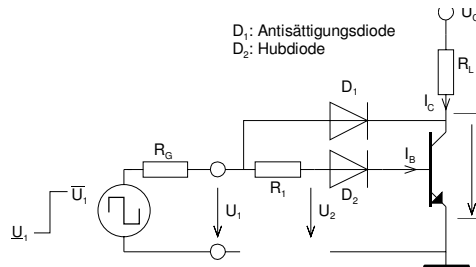


Bild 4.8: Verbesserung des Schaltverhalten mit einer Folgeschaltung.

Durch Zufügen zweier Dioden D1, D2 wird verhindert, dass der Transistor gesättigt wird.

Sobald der Transistor die Sättigungsgrenze überschreitet wird $U_{CB} < 0$ und die Diode D_1 leitend. Über die Diode fließt der überschüssige Basisstrom ab. Damit dies früh genug geschieht, wird mit Diode D_2 Das Anodenpotenzial von D_1 angehoben.

Man wählt in dieser Schaltung R_1 klein, um eine grosse Übersteuerung und damit ein kurze Anstiegszeit zu erhalten. Der Transistor beginnt zu leiten und U_{CE} fällt rasch auf den Wert von $\approx 0.7V$. An der BE-Diode und der Diode D_2 bauen sich ebenfalls je etwa $0.7V$ auf, so dass U_2 ca. $1.4V$ wird. Nun beginnt D_1 zu leiten. Sinkt U_{CE} nun noch weiter, fällt U_2 noch weiter ab und verringert somit den Basisstrom. Man erkennt, dass der Transistor nicht gesättigt werden kann. Diese Schaltung hat aufgrund der fehlenden Speicherzeit und für das rasche Umschalten doch vorhandenen Übersteuerung kurze Schaltzeiten.

Die Durchschaltverluste sind aber aufgrund des höheren U_{CE} im durchgeschalteten Zustand grösser.

Um kurze Schaltzeiten zu erreichen müssen schnelle Dioden verwendet werden, z.B. Schottky-Dioden. Bei Schottky-Dioden kann ev. sogar die Hubdiode entfallen und man erhält ein etwas kleineres U_{CE} .