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 kein Stromfluss.

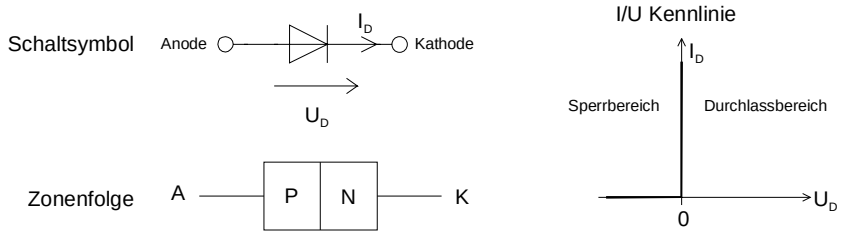


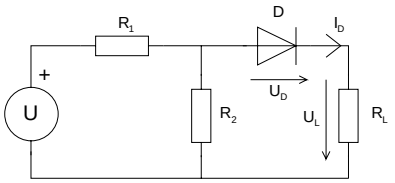
Bild 1.1: Schaltsymbol, Zonenfolge und I/U-Kennlinie einer idealen Diode.

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:

$$U_L = \frac{U \cdot R_L \| R_2}{R_1 + R_L \| R_2} = \frac{U \cdot R_L R_2}{R_L R_1 + R_L R_2 + R_1 R_2} \tag{1.1}$$

$$I_D = \frac{U_L}{R_L} = \frac{U \cdot R_2}{R_L R_1 + R_L R_2 + R_1 R_2} \tag{1.2}$$

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:

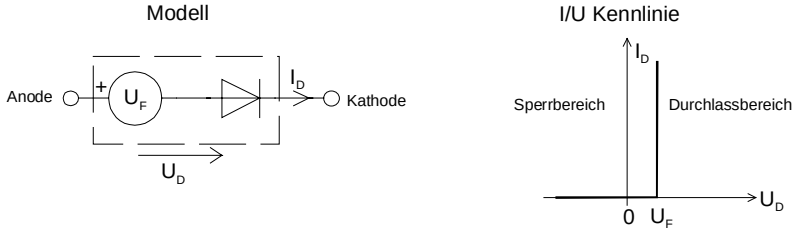
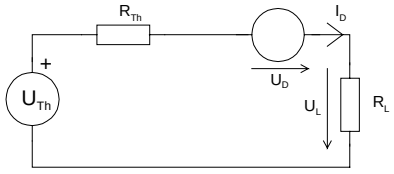


Bild 1.2: Verbessertes ideales Diodenmodell.

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:



$$R_{Th} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \tag{1.3}$$

$$U_{Th} = \frac{U\ R_2}{R_1 + R_2} \tag{1.4}$$

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:

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

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

1.1.2 Zusammenfassung

Ideale Dioden dienen hauptsächlich zur Verständnisförderung 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.

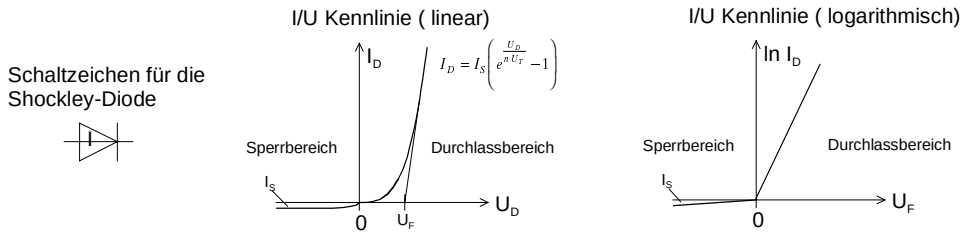


Bild 1.4: Kennlinie des Shockley-Diodenmodells.

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*:

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

Shockley Diodengleichung

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 $U_D >> U_T$ 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:

$$q = 1.6 \cdot 10^{-19} C$$
$$k = 1.38 \cdot 10^{-23} \, {}^{J}\!/_{K}$$
$$n = 1.0$$
$$T = 300K$$
$$U_D = 0.65V$$
$$I_S = 10pA$$

$$U_T = \frac{kT}{q} = \frac{1.38 \cdot 10^{-23} \, 300 \, [J]}{1.6 \cdot 10^{-19} \quad [K\,C]} = 25.875\,\text{mV}$$

$$I_D = I_S \left(e^{\frac{U_D}{nU_T}} - 1 \right) = 10 \cdot 10^{-12} \left(e^{\frac{0.65}{1.0 \cdot 0.025875}} - 1 \right) = 812.5\,\mu\text{A}$$

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 $U_D >> U_T$ vereinfacht:

$$I_D \approx I_S \, e^{\frac{U_D}{n \, U_T}} \tag{1.8}$$

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

$$\ln I_D = \frac{U_D}{nU_T} + \ln I_S \quad \rightarrow \quad Y = aX + b \qquad a = \frac{1}{nU_T} \quad \Rightarrow n = \frac{1}{aU_T} \qquad b = \ln I_S \quad \Rightarrow I_S = e^b \tag{1.9}$$

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 Diodenparamter 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**: Log I_D = a * 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	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_DMess [mA]	I_DReg [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												

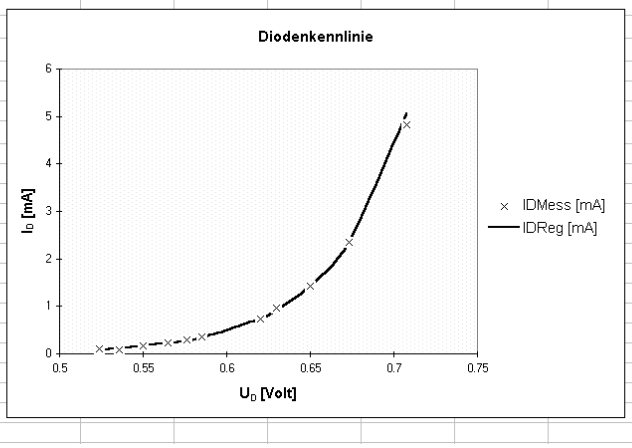


Bild 1.5: Auswertung und Bestimmung der Diodenparameter mit EXCEL aus Beispiel 1.3.

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.

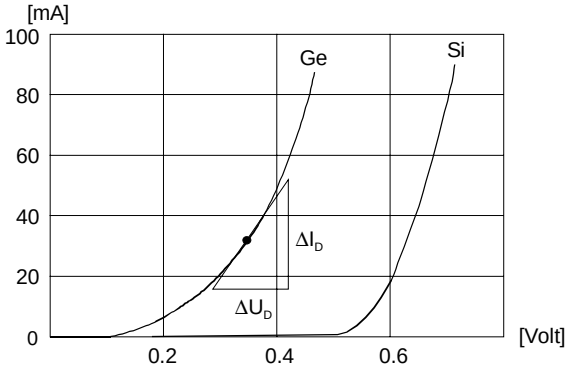


Bild 1.6: Differenzieller Widerstand einer Diode.

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

Für die Shockly-Diode wird dies:

$$r_D = \frac{dU_D}{dI_D} = \frac{nU_T}{I_D} \qquad \textbf{Differenzieller Widerstand } r_D \qquad (1.10)$$

Begründung:
Über den differenziellen Leitwert erhalten wir:

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

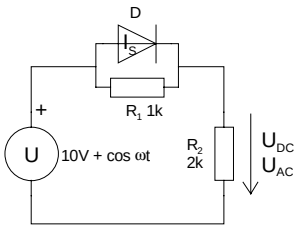
$$\rightarrow r_D = \frac{nU_T}{I_D}$$

Der differenzielle Widerstand einer Diode im Durchlassbereich liegt Bereich Ω bis einige 100Ω, je nach Durchlassstrom. Daher haben grosse Stromänderungen ΔI_D haben 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 differenziellen Widerstandes einer Diode.

Zu berechnen sind die Gleich- und Wechselspannungen, die über R_2 gemessen werden! (I_S=10pA, n=1, T=20°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:

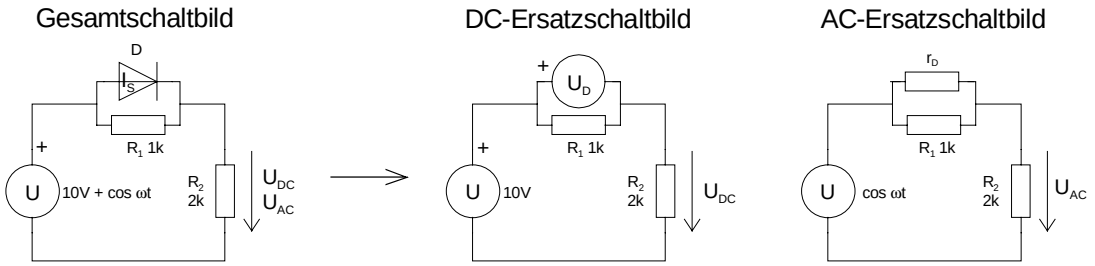


Bild 1.7: Ableitung der DC- und AC-Ersatzschaltbilder aus dem Gesamtschaltbild.

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 einen Widerstand in Grösse des differenziellen Widerstandes modelliert.

Somit erhalten wir für die DC-Betrachtung den Ansatz:

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

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:

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

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

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

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_F 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:

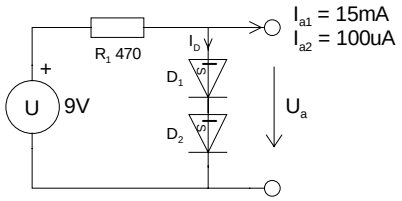
$$\Delta U_D = U_{D2} - U_{D1} = nU_T \ln\left(\frac{I_{D2}}{I_{D1}}\right)$$

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

$$\Delta U_D = U_T \ln(10) \approx 2.3 n U_T \qquad \rightarrow \approx 0.06V \ldots 0.11V$$

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=26mV
n=1.5
I_S=1E-9A
T=300K

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}

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

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

$$U_{D1} = 0.56899\ldots V$$
$$U_{D2} = 0.647644\ldots V$$
$$\rightarrow \Delta U_D = 0.173489V$$

Ohne Dioden wäre die Ausgangsspannungsänderung:

$$U_{a1} = U - R \cdot I_{a1} = 9 - 470 \cdot 0.015 \quad [V - \Omega A] = 1.95V$$
$$U_{a2} = U - R \cdot I_{a2} = 9 - 470 \cdot 100 \cdot 10^{-6} \quad [V - \Omega A] = 8.953V$$
$$\rightarrow \Delta U_a = U_{a2} - U_{a1} = 8.953 - 1.95 \quad [V - V] = 7.003V$$

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:

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

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:

$$I_R(T) = I_{RT_0} e^{C(T-T_0)} \tag{1.14}$$

I_{RT_0}: Sperrstrom bei $T=T_0$

C: Temperaturkonstante $C = \frac{q\,\Delta W}{2kTT_0} \approx \frac{q\,\Delta W}{2kT_0^2}$

ΔW: Bandabstand

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:

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

Für die Germaniumdiode erhalten wir analog:

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

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 $U_F >> U_T$, 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 $I_F(T)$:

$$I_F(T) = -I_{RT_0}\, e^{C(T-T_0)+\frac{U_F}{nU_T}}$$

Temperaturabhängiger Durchlassstrom $I_F(T)$ (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:

$$\frac{\mathrm{d}I_F(T)}{\mathrm{d}T} = -I_{RT_0}\left(C + \frac{1}{nU_T}\frac{\mathrm{d}U_F}{\mathrm{d}T}\right)e^{C(T-T_0)+\frac{U_F}{nU_T}} \qquad C\text{:Temperaturkonstante} \tag{1.16}$$

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

$$\frac{\mathrm{d}U_F(T)}{\mathrm{d}T} = -C\,nU_T \qquad (I_F = \text{konstant})$$

Änderung der temperaturabhängigen Durchlassspannung $\mathrm{d}U_F(\mathrm{T})/\mathrm{dT}$ (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 K^{-1} und n=1.5 erhalten wir für die Siliziumdiode:

$$\frac{\mathrm{d}U_F(T)}{\mathrm{d}T} = -C\,n\,U_T = -0.071\,K^{-1}\cdot 1.5\cdot 26\,\mathrm{m\,V} = \underline{-2.775\frac{\mathrm{mV}}{\mathrm{K}}}$$

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

$$\frac{\mathrm{d}U_F(T)}{\mathrm{d}T} = -C\,n\,U_T = -0.049\,K^{-1}\cdot 1.5\cdot 26\,\mathrm{mV} = \underline{-1.905\frac{\mathrm{mV}}{\mathrm{K}}}$$

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<-0.2V bis zum Erreichen der Durchbruchsspannnung 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 2mV/°

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-Gleichrichterdioden 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 100A/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 **Durchbrucheffekt** 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 Durchbrucheffekt beschrieben werden:

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

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

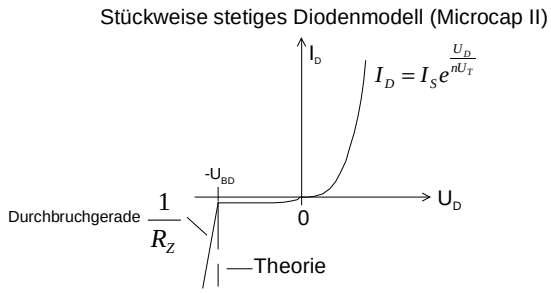
Leider ist diese Gleichung numerisch etwas problematisch zu handhaben, da der Stromfluss sehr rasch von nahe Null bis nach unendlich läuft (Nenner wird Null bei $-U_R = U_{BR}$). Die Spannung stellt U_{BR} eine theoretische Durchbruchspannung dar. Der Durchbrucheffekt beginnt bereits bei einer kleineren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



$$I_D = I_S\, e^{\frac{U_D}{nU_T}} \qquad U_D > -U_{BD} \tag{1.19}$$

$$I_D = \frac{U_D + U_{BD}}{R_Z} \qquad U_D \le -U_{BD} \tag{1.20}$$

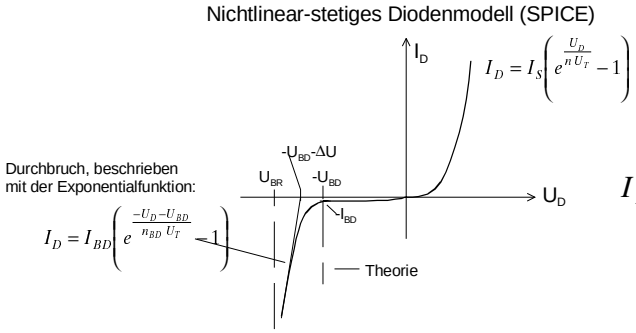
Bild 1.8: Diodenkennline mit stückweise stetigem Modell.

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.



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

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 überberstimmten 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 ($U_D < 0$V) 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:

$$Q_S = \sqrt{U_J}\, A \sqrt{\frac{2\, q\, \varepsilon_0\, \varepsilon_r\, N_A N_D}{N_A + N_D}} \tag{1.22}$$

U_J ist das Potenzial, dass 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.

$$U_{Diff} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \tag{1.23}$$

Diffusionsspannung

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

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

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

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

$$C_S = \frac{dQ_S}{dU_J} = A \sqrt{\frac{q \varepsilon N_A N_D}{2(N_A + N_D)}} \sqrt{\frac{1}{U_J}} \tag{1.24}$$

Sperrschichtkapazität

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.

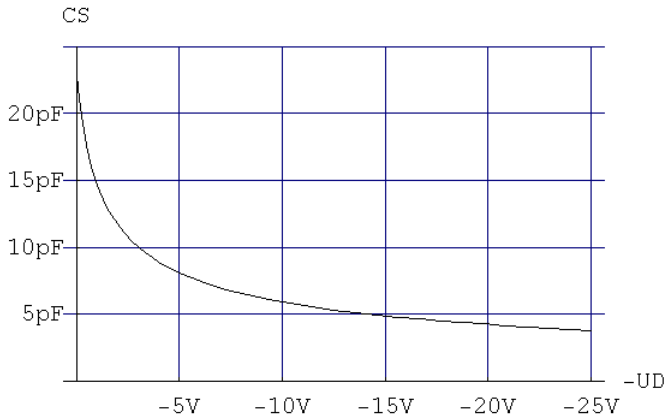


Bild 1.10: Verlauf der Sperrschichtkapazität bei steigender Sperrspannung.

Das Zahlenmaterial basiert auf Beispiel 1.11.

Die Sperrschichtdicke d_S bei gegebener Sperrschichtkapazität C_S ergibt sich nach der Formel für den Plattenkondensator:

$$d_S = \frac{\varepsilon A}{C_S} = \sqrt{\frac{2\varepsilon(N_A + N_D)U_J}{q N_A N_D}} \qquad \textbf{Sperrschichtdicke} \qquad (1.25)$$

Beispiel 1.10: Berechnung einer Sperrschichtdicke.

Eine Si-Diode besitzt die Akzeptorenkonzentrazion von N_A=5·10^{16}cm^{-3} auf der *p*-Seite und die Donatorenkonzentrazion von N_D=1 10^{16}cm^{-3} auf der *n*-Seite. Die Inversionsdichte beträgt für Si n_i=1.5·10^{10} cm^{-3} bei *T*=300K. Die angelegte Sperrspannung U_S beträgt U=-25V. Zu bestimmen ist die Sperrschichtdicke d_S!

$$U_J = U_{Diff} - U = 0.73614 + 25 = 25.7356V$$

$$d_S = \sqrt{U_J}\sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r(N_A + N_D)}{qN_A N_D}} = \sqrt{25.7356}\sqrt{\frac{2\cdot 8.84\cdot 10^{-14}\cdot 12\left(5\cdot 10^{16} + 1\cdot 10^{16}\right)}{1.6\cdot 10^{-19}\cdot 5\cdot 10^{16} + 1\cdot 10^{16}}} \qquad \left[\sqrt{V}\sqrt{\frac{s\,cm^3 cm^3}{A\,sWcm^3 cm^3}}\right]$$

$$= \underline{2.02362\cdot 10^{-6}\,\mathrm{m}} \approx 2\mu\mathrm{m}$$

Beispiel 1.11: Berechnung einer Sperrschichtkapazität.

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

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

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

$U_{D1} = 0V$:

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

$U_{D2} = -10V$:

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

$U_{D3} = 0.7V$:

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

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:

$$C_D = \frac{2\,q\,A\,L\,n_{p0}}{n\,U_T}\frac{I_F}{I_S} = \frac{L^2}{D}\frac{I_F}{n\,U_T} = \frac{Q_F}{n\,U_T} \qquad (1.26)$$

L = Rekombinationsweglänge [cm]
n_{P0} = Ungestörte Dichte der Minoritätsträger [cm^{-3}]
D = Diffusionskoeffizient [$cm^2 s^{-1}$]
A = Sperrschichtfläche [cm^2]
Q_F = Eingespeicherte Ladung in der Sperrschicht [As]

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

$$C_D = \frac{L^2}{D}\frac{1}{r_D} = T \cdot \frac{1}{r_D} \qquad (1.27)$$

T = Zeitkonstante (Lebensdauer der Minoritätsträger) [s]

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.

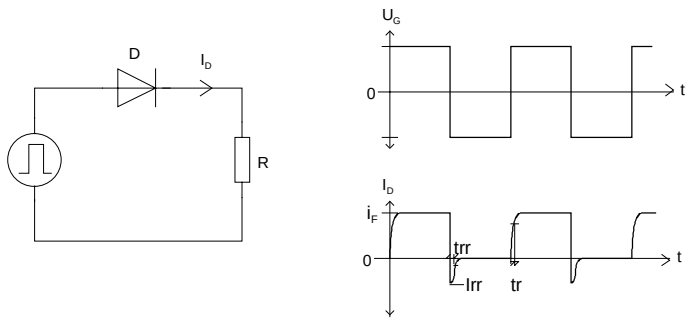


Bild 1.11: Einfluss der Sperrverzögerungszeit einer Diode.

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

tr = Anstiegszeit (Rise Time)
trr = 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 $b = 10^3 cm^2/Vs$ gegeben. Erstellen Sie den Graph aus einer Wertetabelle in Schritten ΔI=0.1A

Der Diffusionskoeffizient wird nach der Einstein-Gleichung:

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

Die Wertetabelle und der Graph werden:

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L
1	**Diffusionskapazität einer Si-Diode:**											
2												
3	**Vorgaben:**											
4	b	1.00E+03										
5	L	2.00E-04										
6	U_T	2.60E-02										
7	I_{Fmin}	0.1										
8	ΔI_F	0.1										
9												
10	**Wertetabelle:**											
11	I_F [A]	C_D [nF]										
12	0.1	5.92										
13	0.2	11.83										
14	0.3	17.75										
15	0.4	23.67										
16	0.5	29.59										
17	0.6	35.50										
18	0.7	41.42										
19	0.8	47.34										
20	0.9	53.25										
21	1	59.17										
22	1.1	65.09										
23	1.2	71.01										
24	1.3	76.92										
25	1.4	82.84										
26	1.5	88.76										
27	1.6	94.67										
28	1.7	100.59										
29	1.8	106.51										
30	1.9	112.43										
31	2	118.34										
32												

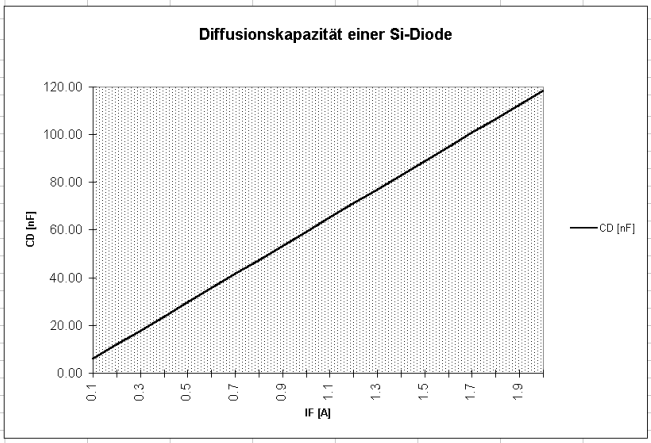


Bild 1.12: Auswertung und Graph der Diffusionskapazität aus Beispiel 1.12

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:

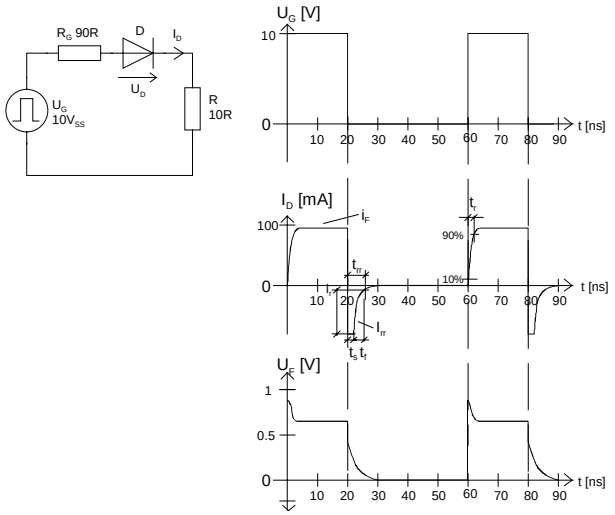


Bild 1.13: Sperrverzögerungszeiten in einer Diodenschaltung.

tr = Anstiegszeit (Rise Time)
tf = Abfallzeit
ts = Speicherzeit
trr = 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:

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

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]:

$$t_f = C\,R \ln 10 \tag{1.30}$$

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

1.5 Kennzeichnung von Halbleiterbaulelementen

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	Leistungstransistor für NF-Anwendungen
E	Tunnel-Diode
F	Hochfrequenztransistor (Kleinleistungstyp)
H	Hall-Feldsonde
K	Hallgenerator im magnetisch offenen Kreis (z.B. Signalsonde)
L	Leistungstransistor 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 Durchbruchscharakteristik (z.B. Thyristor-Tetrode)
U	Leistungstransistor für Schalteranwendungen
X	Vervielfacherdiode (z.B. Varaktordiode oder Step-Recovery-Diode)
Y	Leistungsdiode
Z	Zenerdiode oder Spannungsreglerdiode

Dritter Buchstabe: Industrietyp
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, Kupferoxidul 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:

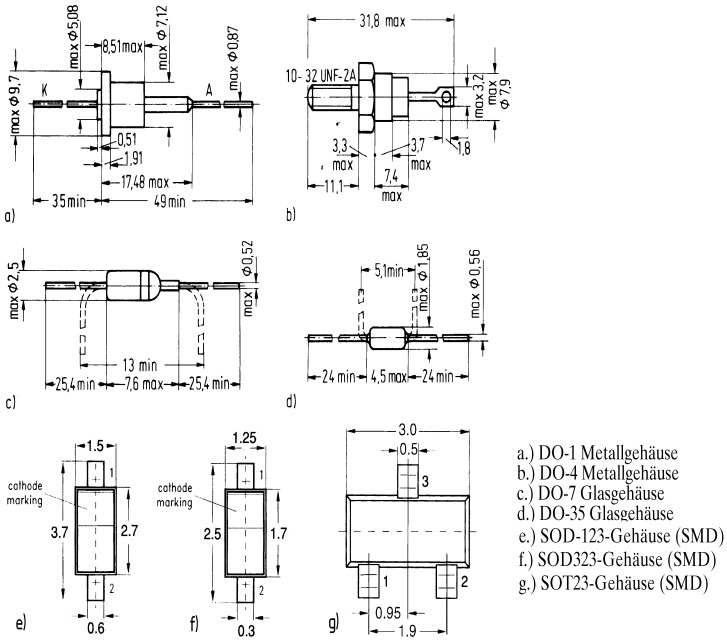
Dioden:	1N... gefolgt von 3-4 Ziffern
Bipolartransistoren:	2N... gefolgt von 3-4 Ziffern
Feldeffekttransistoren:	3N... gefolgt von 3.4 Ziffern

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 $R_{tj\text{-}c}$ gefertigt.



a.) DO-1 Metallgehäuse
b.) DO-4 Metallgehäuse
c.) DO-7 Glasgehäuse
d.) DO-35 Glasgehäuse
e.) SOD-123-Gehäuse (SMD)
f.) SOD323-Gehäuse (SMD)
g.) SOT23-Gehäuse (SMD)

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 Wechselspannung wird der Effekt ausgenutzt, dass aufgrund der staken 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}:

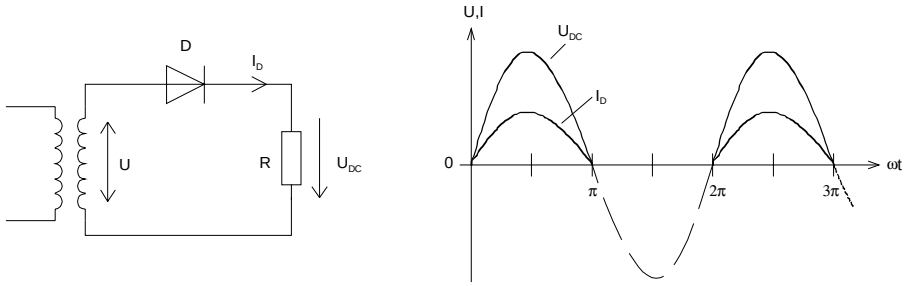


Bild 1.15: Prinzipschaltung des Einweggleichrichters.

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 anzusehen[1].

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:

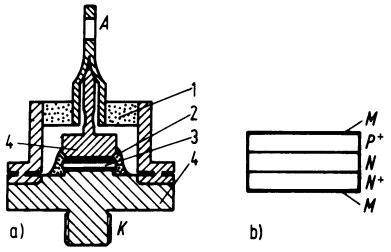


Bild 1.16: Aufbau einer Si-Leistungsdiode.

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 (Donatorenkonzentration $N_D > 10^{18}\text{cm}^{-3}$). 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-Gleichrichterdioden 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 Gleichrichterdioden 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 Gleichrichterdioden 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:

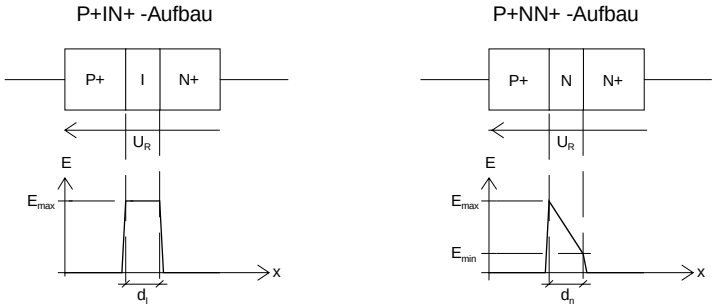
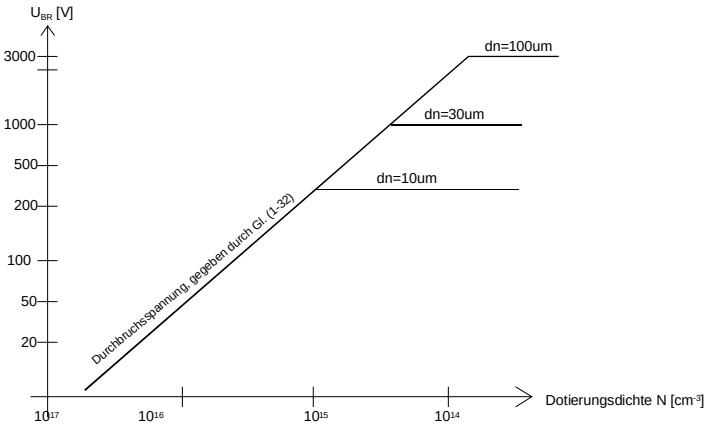


Bild 1.17: Zonenfolge und Feldstärkeverlauf bei Si-Leistungsdioden.

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

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

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



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

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 Emissionskoeffzient *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 $I_D = \hat{i}\sin(\omega t) = \hat{u}/(R_Q + R_L)$:

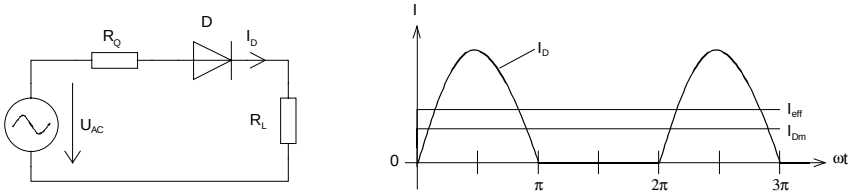


Bild 1.19: Resultierender Mittelwert und Effektivwert beim Gleichrichter.

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:

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

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:

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

Auch hier erfolgt die Berechnung durch Aufteilung in zwei zu integrierende Teilfunktionen. Da nur für ωt=0..π ein Stromfluss erfolgt, wird der Effektivwert:

$$I_{eff} = \sqrt{\frac{1}{2\pi}\int_0^\pi \left(\hat{i}\sin(\omega t)\right)^2 d(\omega t)} = \frac{\hat{i}}{\sqrt{2\pi}}\sqrt{\int_0^\pi \sin^2(\omega t)\, d(\omega t)}$$

$$= \frac{\hat{i}}{\sqrt{2\pi}}\sqrt{\frac{1}{4}\left[2(\omega t) - \sin(2\omega t)\cos(\omega t)\right]\Big|_{\omega t=0}^{\pi}} = \frac{\hat{i}}{2} \tag{1.36}$$

Effektivwert

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

$$F = \frac{I_{eff}}{\bar{I}} = \frac{\frac{\hat{i}}{2}}{\frac{\hat{i}}{\pi}} = \frac{\pi}{2} \tag{1.37}$$

Formfaktor Einweggleichrichter

Für sinusförmige Spannungen wird der Formfaktor bei Einweggleichrichtung F= π/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 Zweiweg gleichrichter wie auch die Brückenschaltung.

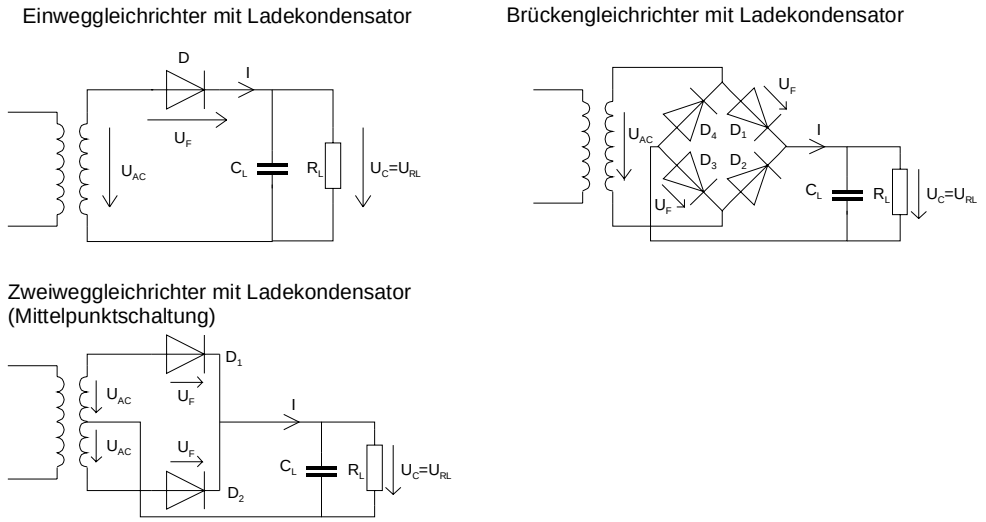


Bild 1.20: Grundschaltungen der Einweg- und Zweiweggleichrichter.

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 $U_C <$ Transformatorspannung 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:

$$\Theta = 2\alpha \qquad \textbf{Stromflusswinkel } 2\alpha \tag{1.38}$$

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.

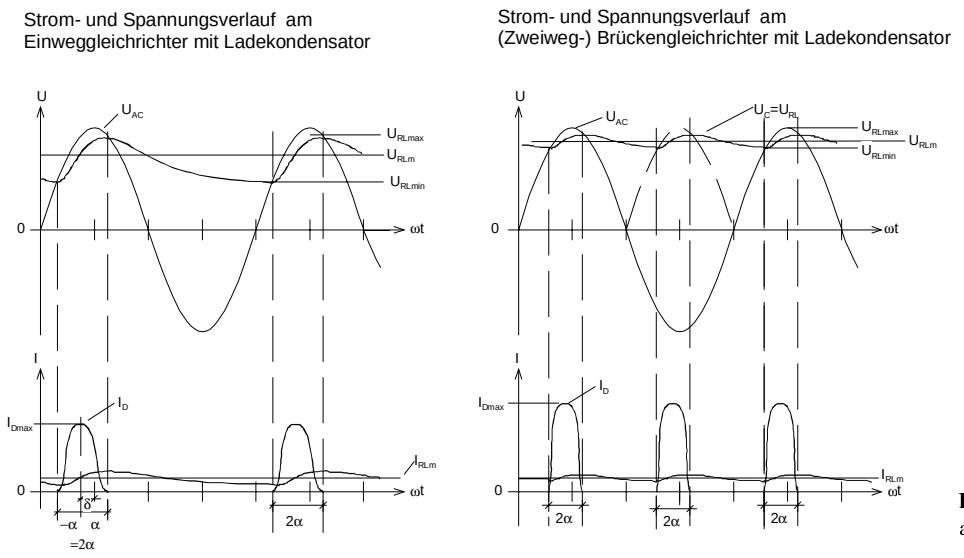


Bild 1.21: Strom und Spannungsverläufe am Gleichrichter.

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:

$$\Delta t = \frac{2\alpha}{\omega}$$

Δt: Ladezeit
2α: Stromflusswinkel
ω: Kreisfrequenz $2\pi f$

Ladezeit Δt (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':

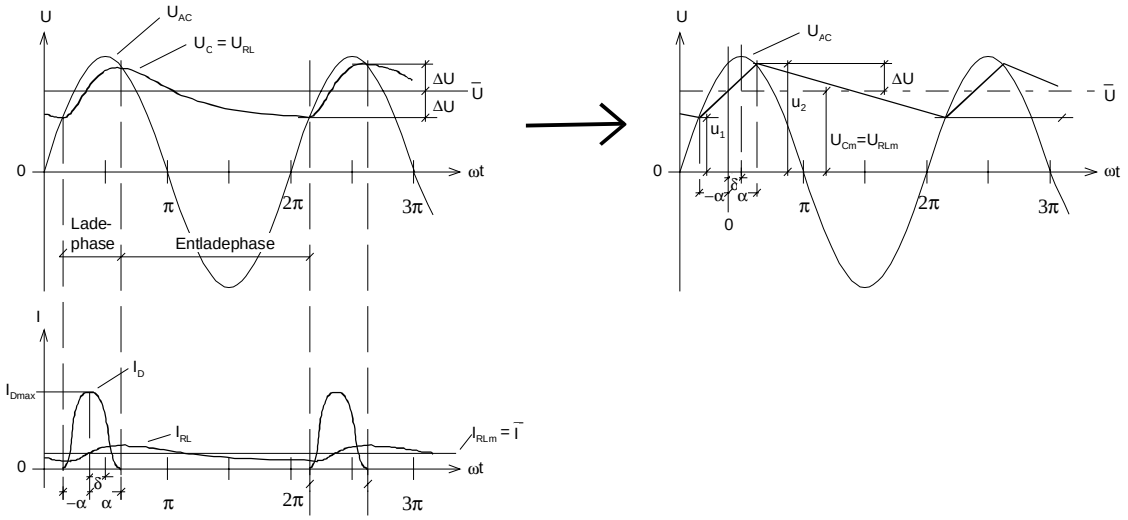


Bild 1.22: Vereinfachung der Zusammenhänge am Gleichrichter durch Linearisierung des Spannungsverlaufes am Kondensator.

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:

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

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

Der Mittelwert der Gleichspannung wird:

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

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

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

$$U_{Brss} = 2\,\Delta U_C \tag{1.44}$$

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°), so dass die Brummspannung praktisch nur vom Stromflusswinkel 2α abhängig ist.

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

$$\bar{I} = I_{RLm} = \frac{\bar{U}}{R_L} \tag{1.45}$$

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.

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

Mit Einsetzen von Gl. **(1.42)** erhalten wir:

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

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

$$\bar{I} = \frac{k\hat{U}_{AC}}{\pi R_i} (\sin\alpha - \alpha\cos\alpha)\cos\delta \tag{1.48}$$

k: Pulszahl (1 = Einweg, 2 = Zweiweg, etc.)
α: ½ Stromflusswinkel [rad]
δ: Unsymmetriewinkel [rad]

Mittelwert des Gleichstromes

Aus Gründen der Energieerhaltung muss die zufliessende Ladung gleich der abfliessenden Ladung über den Lastwiderstand während der Entladephase (2π-2α) sein. Für den Einweggleichrichter gilt demnach:

$$2\Delta U_C\, C = \bar{I}\, \frac{2\pi - 2\alpha}{\omega} \tag{1.49}$$

α: ½ Stromflusswinkel [rad]
ω: Kreisfrequenz

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

$$2\Delta U = \frac{\bar{I}\left(1 - \frac{\alpha}{\pi}\right)}{fC} \tag{1.50}$$

α: ½ Stromflusswinkel [rad]

Wenn ferner α <<π ist, vereinfacht sich die Formel **(1.50)** zur recht brauchbaren Näherung für die Welligkeit:

$$2\Delta U \approx \frac{\bar{I}}{fC} \tag{1.51}$$

In der Praxis kann mit einem Stromflusswinkel 2α=60°..90° gerechnet werden. Wir können nun eine allgemeine Näherungsformel für die Brummspannung U_{Brss} =2ΔU darstellen:

$$U_{Brss} = \frac{\bar{I}\left(1 - \frac{\alpha}{\pi}\right)}{k\, f\, C} \approx \frac{0.8 \cdot I_{RLm}}{k\, f\, C} \tag{1.52}$$

α: ½ Stromflusswinkel [rad]
$k = 1$ (Einweg)
$k = 2$ (Zweiweg)

Brummspannung

Der Faktor 0.8 beruht auf dem Stromflusswinkel 2α=75°.

Daraus ergibt sich die Formel zur Dimensionierung des Ladekondensators:

$$C \approx \frac{0.8 \cdot I_{RLm}}{k\, f\, U_{Brss}} \quad \begin{matrix} k = 1\,(\text{Einweg}) \\ k = 2\,(\text{Zweiweg}) \end{matrix}$$

Ladekondensator (Näherung) (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 2α=10°..120° zu rechnen.

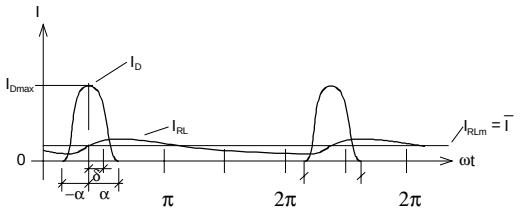
Praxishinweis:
Zu beachten ist, dass bei grossen Stromflusswinkeln auch mit grossen Ladekondensatoren vielfach keine befriedigenden Brummspannungen erreicht werden. Dies tritt vielfach bei zu knapp dimensionierten Gleichrichterschaltungen auf. Unter Last ist die Brummspannung zu gross und der Spannungsmittelwert 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 Eingangsstromes

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:

$$\int_{-\alpha}^{+\alpha} I_D(x)\,dx = \int_{0}^{2\pi} I_{RLm}\,dx \tag{1.54}$$

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

Dioden-spitzenstrom I_{Dmax}

$$\int_{-a}^{+\alpha} I_{Dmax} \cos\left(\frac{\pi\omega t}{2\alpha}\right) d(\omega t) = \int_{0}^{2\pi} I_{RLm}\, d(\omega t)$$

$$\Rightarrow I_{Dmax} = \frac{\pi^2 I_{RLm}}{2\alpha k} \qquad \begin{array}{l} \alpha: \tfrac{1}{2}\,\text{Stromflusswinkel(in rad)} \\ k: \text{PulszahlproPeriode}(1 = \text{Einweg}, 2 = \text{Zweiweg}, \text{etc}) \end{array} \tag{1.55}$$

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:

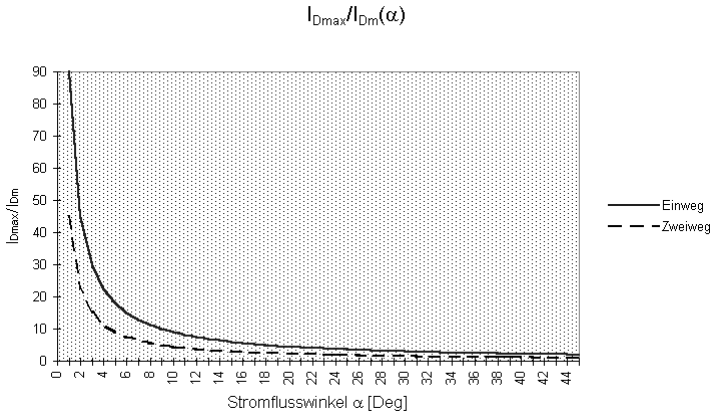


Bild 1.24: Verhältnis vom Diodenspitzenstrom I_{Dmax} zum Mittelwert des Diodenstromes I_{Dm} in Abhängigkeit des Stromflusswinkels 2α.

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

$$I_{ACeff} = \sqrt{\frac{1}{2\pi}\int_{0}^{2\pi} I_D^2(t)dt} = \sqrt{\frac{1}{2\pi}\int_{-\alpha}^{+\alpha} \cos^2\left(\frac{\pi\omega t}{2\alpha}\right) d(\omega t)} = \bar{I}\sqrt{\frac{\pi^3}{8\alpha}} \qquad (\text{Einwegschaltung}, \alpha{:}[\text{rad}])$$

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

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

Effektivwert Transformatorstrom I_{ACeff}

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

$$= \bar{I}\frac{\pi}{4}\sqrt{\frac{180°}{2\alpha}} \quad (\alpha{:}[\text{deg}]) \tag{1.57}$$

Für die Brückenschaltung gilt analog:

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

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

Setzt man in obige Gleichungen konkrete Zahlenwerte ein (2α=60°..90°) 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 Ausgangsgleichstrom 1A bei einem Stromflusswinkel 2α=75° beträgt!

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

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

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

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.

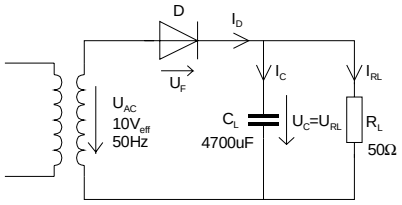
1.8.4 Rechnerische Bestimmung der Ausgangsspannung

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 Beispieles. Wir bestimmen die zu lösende DGL bezüglich nachfolgender Gleichrichterschaltung:



Mit den grundlegenden Zusammenhängen

$$I_D = I_C + I_{RL} \qquad U_D = U_{AC} - U_C$$

$$I_C = C\frac{dU_C}{dt} \qquad I_{RL} = \frac{U_C}{R_L}$$

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

erhalten wir die Differenzialgleichung:

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

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:

$$T = 20°C \qquad n = 2$$

$$I_S = 10pA \qquad U_C(t_0) = 12V$$

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.

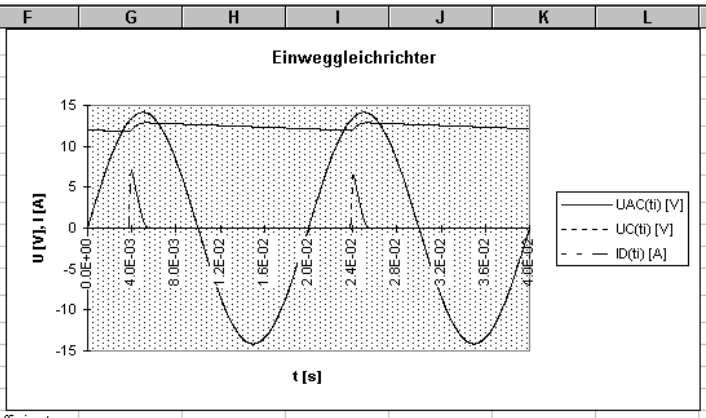
Es gilt aber grundsätzlich: Für eine Rechnung muss die Schrittweite wesentlich kleiner als die kleinste im System zu verrechnende Zeitkonstante und Periodendauer T_0 sein. Hier gilt also für ein einigermassen genaues Resultat:

$$T_0 = \frac{1}{f_0} = 0.02s \qquad h << T_0$$

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

Da die Lösungsfunktion ein ausserodentlich 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:



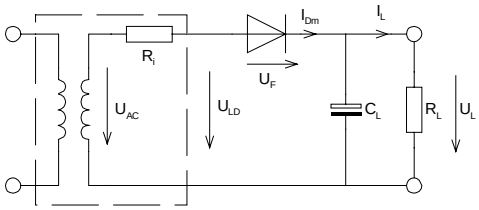
	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L
1	**Einweggleichrichter mit Ladekondensator**											
2												
3	Vorgaben:			Phys. Konstanten:								
4	U_{AC} [V_{eff}]	10		k [J/K]	1.38E-23							
5	R_L [Ω]	50		q [C]	1.60E-19							
6	T [C]	20										
7	I_S [A]	1.00E-11										
8	m	2										
9	C [F]	4.70E-03		Vorbereitende Rechnungen:								
10	t0 [s]	0		tau [s]	0.235							
11	U_{RL}(t=0) [V]	12		T_0 [s]	0.02							
12	f [Hz]	50		U_T [V]	0.0253							
13				h [s]	4.00E-05							
14												
15												
16												
17	Wertetabelle (1000 Werte):				Runge-Kutta Koeffizienten							
18	i	t_i [s]	$U_{AC}(t_i)$ [V]	$U_{AC}(t_i+h/2)$	a	b	c	d	$U_C(t_i)$ [V]	$I_D(t_i)$ [A]		
19	0	0.00000	0.000	0.089	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	12.000	-1E-11		
20	1	0.00004	0.178	0.267	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.998	-1E-11		
21	2	0.00008	0.355	0.444	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.996	-1E-11		
22	3	0.00012	0.533	0.622	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.994	-1E-11		
23	4	0.00016	0.711	0.799	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.992	-1E-11		
24	5	0.00020	0.888	0.977	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.990	-1E-11		
25	6	0.00024	1.065	1.154	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.988	-1E-11		
26	7	0.00028	1.242	1.331	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.986	-1E-11		
27	8	0.00032	1.419	1.508	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.984	-1E-11		
28	9	0.00036	1.596	1.684	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.982	-1E-11		
29	10	0.00040	1.772	1.861	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.980	-1E-11		
30	11	0.00044	1.949	2.037	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.978	-1E-11		
31	12	0.00048	2.125	2.212	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.975	-1E-11		
32	13	0.00052	2.300	2.388	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.973	-1E-11		
33	14	0.00056	2.475	2.563	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.971	-1E-11		
34	15	0.00060	2.650	2.737	-51.064	-51.059	-51.059	-51.055	11.969	-1E-11		

Differentialgleichungen / Tabelle1 / **Tabelle2** / Tabelle3 / Tabelle4 / Tabelle5 / Tabelle6 / Tabel

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 δ=0, wenn Ri genügend klein ist. Unter diesen Bedingungen sind alle vorher gezeigten Vereinfachungen gültig.

Ungeeignet wird das hier benutzte Verfahren, wenn

$$R_L \cdot C_L < \frac{1}{kf}$$

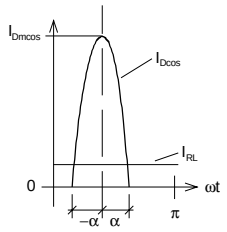
f:Frequenz der Transformatorspannung
k:Pulszahl

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-Halbwelle 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 -α,..,+α zugeführt werden. Durch Auflösen der Integrale können wir den Spitzenstrom I_{Dmcos} 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:

$$I_{Dm} = \frac{\pi^2 \overline{I}}{2\alpha}$$

I_{Dm}: Spitzenwert des Diodenstroms (Cosinus – Modell) [A]

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

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

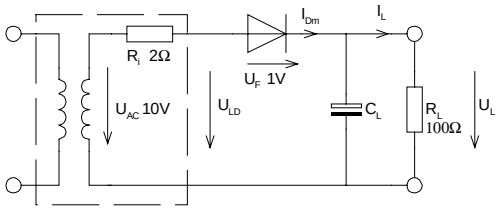
$$U_{Brss} = \frac{\overline{I}\left(1 - \frac{\alpha}{\pi}\right)}{kfC}$$

α: ½ Stromflusswinkel $[rad]$
k: Anzahl Ladezyklen pro Periode [ ]

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

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:

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

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:

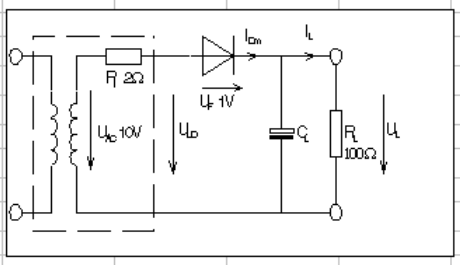
$$U_L = \hat{U}_{AC} - I_{D\max} \cdot R_i - U_F = 14.1 - 0.843 \cdot 2 - 1 \quad \left[V - A\frac{V}{A} - V \right] = 11.413V$$

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:

Iterative Gleichrichterberechnung

U_{AC} [Veff] =	10
R_i [Ω] =	2
R_L [Ω] =	100
U_F [V] =	1
2α [deg] =	75
U_{ACss} [V] =	14.1421



Iteration:	I_L [A]	I_{Dm} [A]	α [deg]	U_L [V]
Vorgabe			37.5	11.220
1	0.112	0.846	30.224	11.450
2	0.115	1.071	28.314	11.000
3	0.110	1.098	31.950	10.945
4	0.109	0.969	32.365	11.205
5	0.112	0.979	30.343	11.184
6	0.112	1.042	30.507	11.058
7	0.111	1.025	31.503	11.092
8	0.111	0.996	31.233	11.151
9	0.112	1.009	30.772	11.123
10	0.111	1.022	30.992	11.098
11	0.111	1.012	31.189	11.117
12	0.111	1.008	31.040	11.126
13	0.111	1.014	30.966	11.115
14	0.111	1.015	31.056	11.112
15	0.111	1.012	31.077	11.119
16	0.111	1.012	31.027	11.119
17	0.111	1.013	31.025	11.116
18	0.111	1.013	31.051	11.116
19	0.111	1.012	31.048	11.118
20	0.111	1.012	31.035	11.117
21	0.111	1.013	31.039	11.116

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.

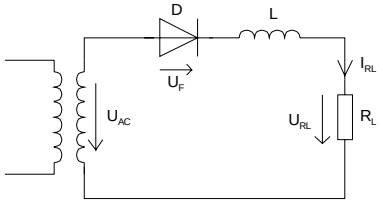


Bild 1.26: Gleichrichterschaltung mit Drossel.

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 gespiesen. 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.

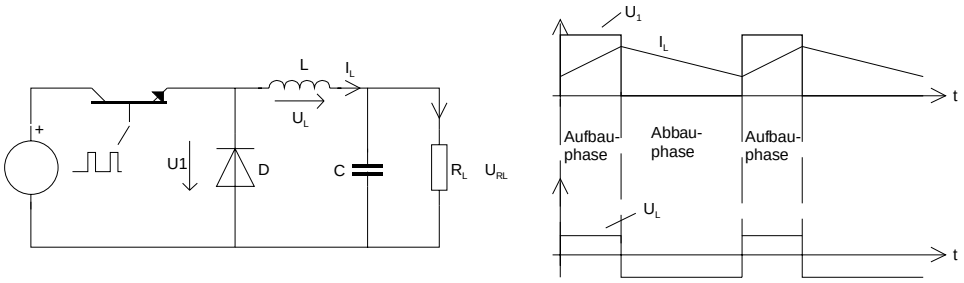


Bild 1.27: Strom- und Spannungsverläufe an einem Durchflusswandler mit Energiespeicherdrossel.

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 netzfrequent ist.

Diode:

Spitzenstrom: $I_{D\max} = \dfrac{\pi^2 \bar{I}}{2\alpha} \quad \left[\dfrac{A}{[rad]}\right]$ $\qquad \bar{I}$: Ausgangsgleichstrom

Sperrspannung: $U_{R\max} = 2\sqrt{2}\, U_{ACeff} \quad [V]$

Stromflusswinkel (pro Periode): $60° < 2\alpha < 90° \quad (\frac{\pi}{3} < 2\alpha < \frac{\pi}{2})$

Transformator:

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

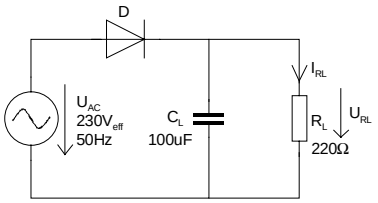
Allgemeine Grössen:

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

Brummspannung: $U_{Brss} \approx \dfrac{0.8\cdot\bar{I}}{k\,fC} \quad \left[\dfrac{AV}{s^{-1}As}\right]$ $\qquad k = 1$ (Einweg), $k = 2$ (Zweiweg, Brücke) (1.61)

Beispiel 1.15: Bestimmung der Ströme an einer Gleichrichterschaltung.

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



Mit den Näherungsformeln erhalten wir:

$$\overline{U} \approx 0.8\cdot\hat{U}_{AC} = 259.5V_S$$

$$\bar{I} = \frac{\overline{U}}{R_L} \approx \frac{0.8\cdot\hat{U}_{AC}}{R_L} = \frac{0.8\cdot 1.41\cdot 230 \quad [VA]}{220 \quad [V]} = 1.18A$$

$$U_{Brss} \approx \frac{0.8\cdot\bar{I}}{k\,f\,C} = \frac{0.8\cdot 1.18 \quad [AsV]}{1\cdot 50\cdot 100\cdot 10^{-6} \quad [As]} = 188.8V_{ss}$$

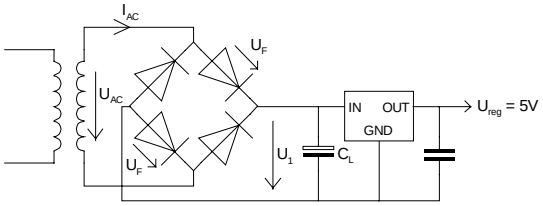
Den Diodenspitzenstrom bestimmen wir durch eine Näherung, indem wir einen mittleren Stromflusswinkel 2α = 75° einsetzen:

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

Die Simulation liefert eine Brummspannung von ca. $160V_{ss}$. und einen Diodenspitzenstrom von ca. $11.6A_s$ 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 Netzspannungs-schwankungen von ±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 $1A$!



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

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

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

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

Die Transformatorspannung von 9.15V ist also diejenige Spannung, die der Transformator bei Volllast 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:

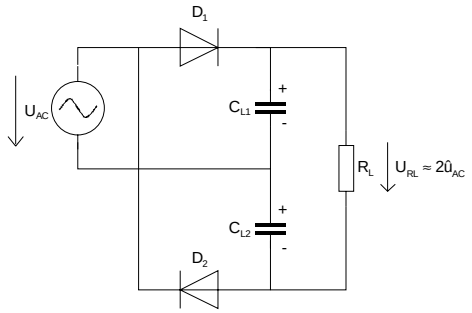
- Spannungsverdopplerschaltungen
- Spannungsvervielfacher

Spannungsverdoppler verkörpern einen Spezialfall der allgemeinen Spannungsvervielfacher-schaltungen. 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.



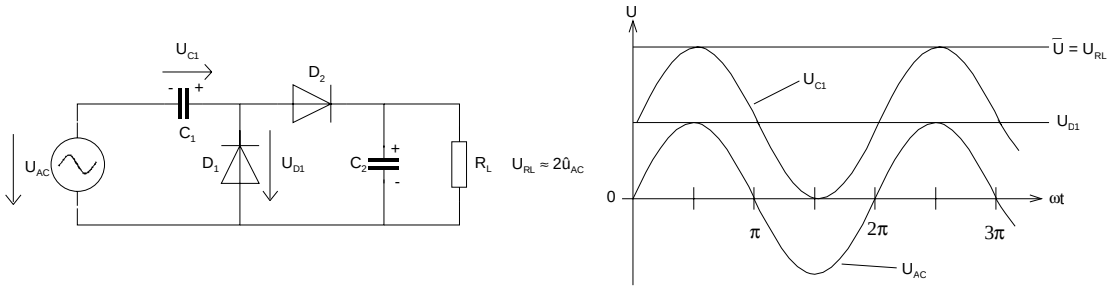
Delon-Schaltung

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

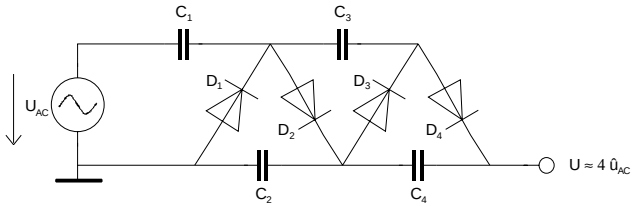
Bild 1.29: Villard-Schaltung zur Spannungsverdopplung.

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 Vervierfachung 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.)

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

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

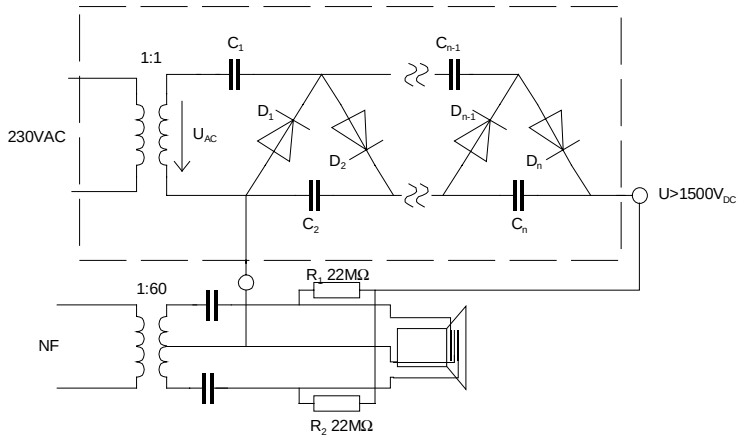
Sperrspannung der einzelnen Diode: $U_{R\max} = 2.5 \cdot U_{ACeff}$ (1.64)

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

Kaskaden-schaltung

Beispiel 1.17: Dimensionierung einer Spannnungsvervielfacherschaltung.

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



$$\overline{U} = \frac{U_{DC}\left(100M\Omega + R_1 \| R_2\right)}{100M\Omega} = \frac{1500 \cdot 111\,VM\Omega}{100\,M\Omega} = 1665V$$

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

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

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

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

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

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

C_6 = 4.7n C_5= 4.7n C_4 = 10n
C_3 = 10n C_2 =22n C_1 = 22n

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:

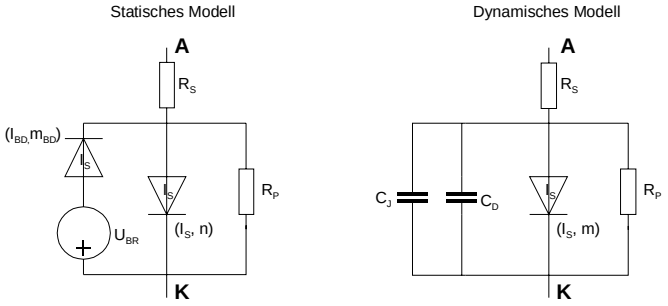


Bild 1.31: Statisches und dynamisches Grosssignalmodell der Diode.

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:

$$Q_D = \tau\, I_F(U_F) \tag{1.66}$$

Die Zeitkonstante τ ergibt sich nach Gl. (1.28) aus der Diffusionskapazität C_D und dem differenziellen 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:

$$C_D = \frac{dQ_D}{dU} = \tau \frac{I_S}{n\,U_T} e^{\frac{U_F}{nU_T}} \tag{1.67}$$

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:

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

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 'Sperrschichtpotenzial' 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:

$$C = C_J + C_D \tag{1.69}$$

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: Φ_0=0.7V, m=0.5.

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

$$C = C_D + C_J \tag{1.71}$$

$$C_J = \frac{C_{J0}}{\sqrt{1-\frac{U_D}{0.7}}} \qquad U_D \le 0.35V \tag{1.72}$$

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

$$C_D = \tau \frac{I_S}{U_T} e^{\frac{U_D}{U_T}} \tag{1.74}$$

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 :

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

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.

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

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

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

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

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.

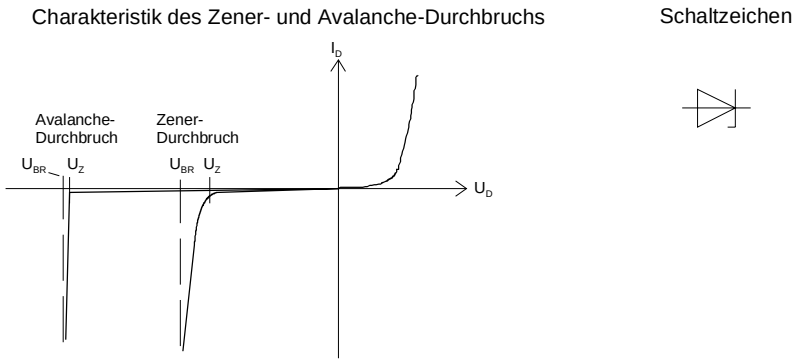


Bild 1.32: Kennlinie und Schaltsymbol der Zener-Diode.

Charakteristisch ist, dass der Durchbrucheffekt 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 eine bestimmten Wert erreicht. (z.B. I_Z =1mA)

1.10.1.1 Zener-Effekt

Der Zener-Effekt zeigt sich nur bei hoch dotierten Dioden ($N \approx 10^{18} cm^{-3}$). 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)

$$E = \frac{|U_D|}{d_S} = \sqrt{\frac{|U_D| q N_A N_D}{2 \varepsilon (N_A + N_D)}} \tag{1.80}$$

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

Bemerkenswert ist die dünne Sperrschicht in der Grössenordnung von 500 Å. 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** $\mathbf{E \approx 1 \cdot 10^6 Vcm^{-1}}$ 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 5V bei Si und ca. 19V 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..7V 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 ($N < 10^{18} cm^{-3}$), 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, dass 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:

Zener-Widerstand

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

$$\Rightarrow r_Z \approx \frac{n_{BD}\, U_T}{I_Z} \qquad (1.81)$$

Die unterschiedlichen Durchbruchsverhalten 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:

$$n_{BD} = \frac{r_{Z1} \cdot I_{Z1}}{U_T} \qquad \Rightarrow \quad r_{Z2} = \frac{n_{BD} \cdot U_T}{I_{Z2}} = \frac{r_{Z1} \cdot I_{Z1}}{I_{Z2}} \qquad (1.82)$$

Den kleinsten Zener-Widerstand haben Zener-Dioden mit Zener-Spannungen $U_Z \approx 7$V, 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:

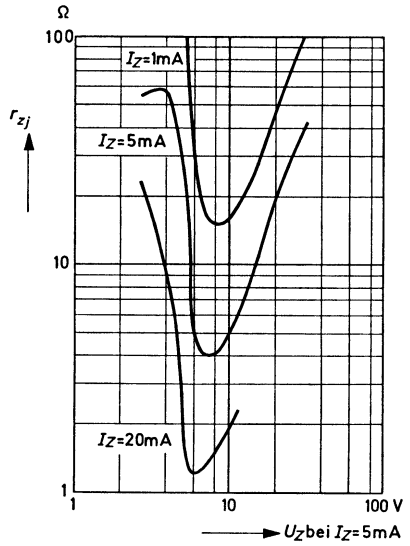


Bild 1.33: Zener-Widerstand in Abhängigkeit der Zener-Spannung

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:

$$\Delta U_Z = \alpha \cdot U_Z \cdot \Delta T \qquad \alpha:[K^{-1}] \tag{1.83}$$

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:

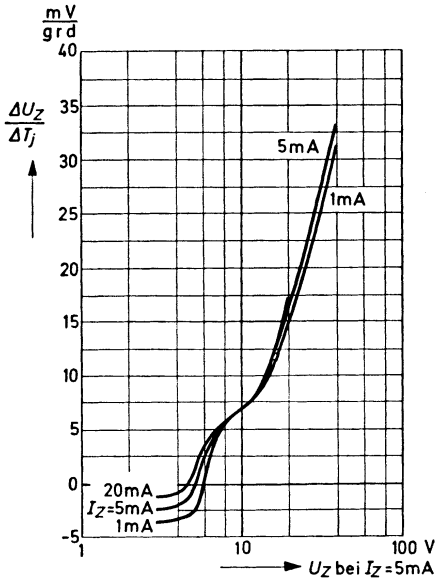


Bild 1.34: Relative Temperaturabhängigkeit der Zener-Spannung.

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

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

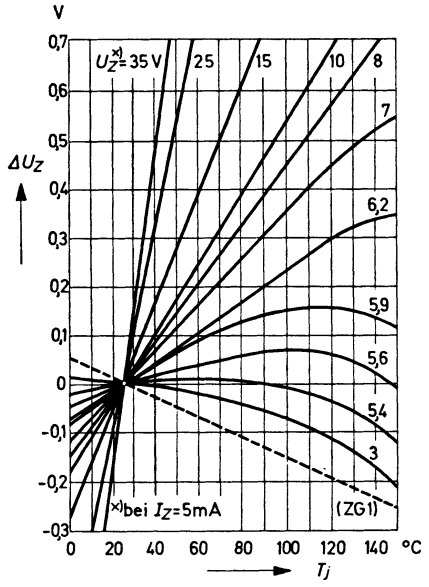


Bild 1.35: Temperaturgänge von Zener-Dioden-Normspannungen.

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:
a.) Den Temperaturkoeffizienten α für eine Z-Diode mit U_Z=15V.
b.) 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.
c.) 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:

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

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

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

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]	$\Delta U_Z/\Delta_T$ [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 ≈ 10^{18}cm^{-1}. Der Durchbruch findet aufgrund des Tunnel-Effektes statt, der bei einer Feldstärke E≈10^6Vcm^{-1} über der Sperrschicht einsetzt. Die Sperrschicht ist extrem dünn und liegt in der Grössenordnung von $0.5 \cdot 10^{-6}$ 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≈7V, da sich hier Zener- und Avalanche-Effekt im Temperaturkoeffizient gegenseitig aufheben.

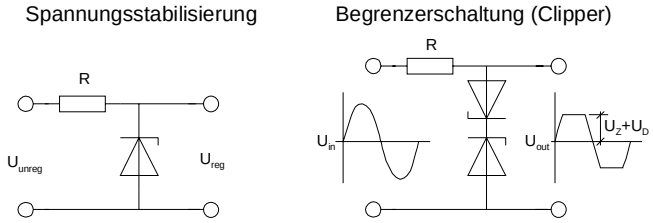
Für Stabilisierungszwecke eignen sich Z-Dioden mit Spannungen zwischen 5..6V am besten, da sie einerseits den kleinsten Zener-Widerstand haben und andererseits den kleinsten Temperaturkoeffizienten aufweisen.

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 Grundschaltungen:



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 Einflkussgrössen wie Last, Eingangssspannung 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 Grundschaltung 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.

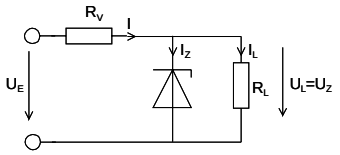


Bild 1.36: Grundschaltung der Zener-Diodenstabilisierung.

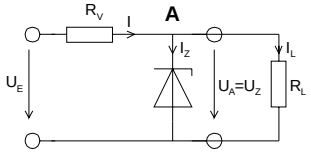
Die Zener-Diode wird parallel zur Last R_L geschaltet.

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 Grundschaltung und arbeiten mit einem Knotenansatz:



$$I = I_Z + I_L = \frac{U_E - U_Z}{R_V} \tag{1.84}$$

Wir formen nach der Eingangsspannung U_E um und erhalten:

$$U_E = U_Z + R_V I_Z + R_V I_L \tag{1.85}$$

Wir bilden Differenzen und erhalten die Eingangsspannungsdifferenz ΔU_E:

$$\Delta U_E = \Delta U_Z + R_V \Delta I_Z + R_V \Delta I_L \tag{1.86}$$

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

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

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):

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

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:

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

Nun fassen wir ΔU_Z zusammen und erhalten :

$$\Delta U_Z = \Delta U_A = \frac{r_Z \, \Delta U_E}{r_Z + R_V + \left(\frac{r_Z R_V}{R_L} \right)} \approx \frac{r_Z}{R_V} \Delta U_E \tag{1.90}$$

Änderung der Zener-Spannung bezüglich der Eingangsspannungsänderung

Die Vereinfachung gilt wenn $r_Z << R_V$ 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:

$$S = \frac{\frac{\Delta U_E}{U_E}}{\frac{\Delta U_A}{U_A}} \tag{1.91}$$

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

$$S = \frac{r_Z + R_V \left[1 + \left(\frac{r_Z}{R_L} \right) \right]}{r_Z} \frac{U_A}{U_E} \approx \frac{R_V}{r_Z} \frac{U_A}{U_E} \tag{1.92}$$

Stabilisierungsfaktor S
(Einfache Parallelstabilisierung)

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):

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

Die Vereinfachung gilt wenn $r_Z << R_V$ 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:

$$r_A = \left.\frac{dU_A}{dU_E}\right|_{\Delta U_E = 0} \approx \left.\frac{\Delta U_A}{\Delta U_E}\right|_{\Delta U_E = 0} = \frac{r_Z R_V}{r_Z + R_V} \approx r_Z \tag{1.94}$$

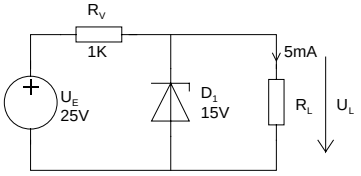
Mit geeigneter Wahl von Zener-Dioden sind Ausgangswiderstände im Ohmbereich und demzufolge eine gute Stabilisierung gegenüber Lastschwankungen erreichbar. Besonders Zener-Dioden mit Spannungen um 6..7V eignen sich hierzu hervorragend. Sie weisen einerseits den kleinsten Temperaturkoeffizienten auf und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

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

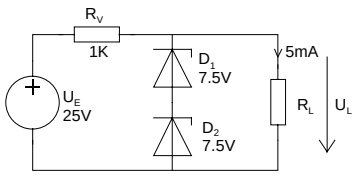
Beispiel 1.20: Zener-Dioden Parallelstabilisierung.

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.

Schaltung 1:



Schaltung 2:



Für die Schaltung 1 erhalten wir:

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

$$r_{Z\,5mA} = 25\Omega \quad \text{(Bild 1.33)}$$

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

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

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

Für die Schaltung 2 wird:

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

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

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

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

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

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_{Emax} gleichzeitig der Laststrom minimal wird. Dann erreicht der Zener-Strom ein Maximum I_{Zmax} und muss innerhalb des Grenzwertes für die Diode bleiben (P_V darf nicht überschritten werden).
Andererseits muss bei minimaler Eingangsspannung U_{Emin} und maximalem Laststrom immer noch ein minimaler Zener-Strom I_{Zmin} fliessen. Als kleinsten Strom kann ein Richtwert von $0.1I_{Zmax}$ 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):

Vorwiderstand R_V für einfache Z-Dioden Stabilisierung

$$R_V \le R_{V\max} = \frac{U_{E\min} - U_Z}{I_{L\max} + I_{Z\min}} \tag{1.95}$$

$$R_V \ge R_{V\min} = \frac{U_{E\max} - U_Z}{I_{L\min} + I_{Z\max}} \tag{1.96}$$

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

Der zu wählende Vorwiderstand R_V liegt im Bereich $R_{Vmin}..R_{Vmax}$. Wird R_{Vmin} unterschritten, so wird der Strom I_{Zmax} zu gross bei minimalem Lasstrom I_{Lmin} , so dass die Zener-Diode überlastet werden kann. Eine Kontrollrechnung für I_{Zmax} 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 ± 20%.

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

$$U_{Etyp} = 2U_Z = 24V \qquad I_{Z\min} = 0.1 I_{Z\max} = 10.83mA$$

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

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

$$R_{V\max} = \frac{U_{E\min} - U_Z}{I_{L\max} + I_{Z\min}} = \frac{19.2-12 \quad V}{30+10.83 \quad mA} = 176.33\Omega \qquad \text{(Maximalwert)}$$

$$R_{V\min} = \frac{U_{E\max} - U_Z}{I_{L\min} + I_{Z\max}} = \frac{28.8-12 \quad V}{0+108.33 \quad mA} = 155.07\Omega \qquad \text{(Minimalwert)}$$

$$I_{Z\max} = \frac{U_{E\max} - U_Z}{R_{V\min}} - I_{L\min} = \frac{28.8-12 \quad V}{155.07 \quad \Omega} = 108.33mA \qquad \Rightarrow P_V = 1.3W$$

1.11.2.1.1 Doppelte Stabilisierung

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

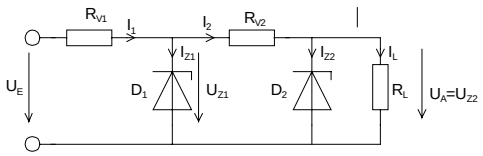


Bild 1.37: Doppelte Stabilisierung mit zwei Zener-Dioden.

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_2.

Der resultierende Stabilisierungsfaktor und die Ausgangsspannung werden für diesen Fall:

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

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

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

1.11.3 Begrenzerschaltungen

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

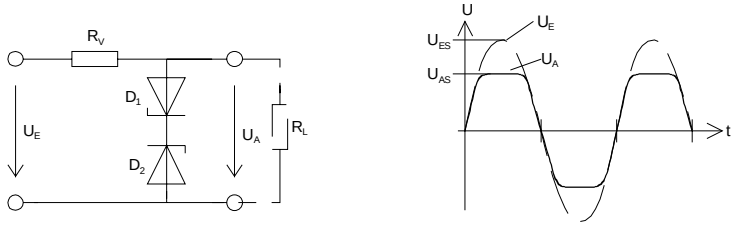


Bild 1.38: Prinzipschaltung des Spannungsbegrenzers mit zwei Zener-Dioden.

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

$$U_{AS} = U_Z + U_F \approx U_Z + 0.7V \tag{1.100}$$

1.12 Tunnel-Dioden

Tunnel-Dioden sind im Prinzip entartete Halbleiter. Durch übermässig starke Dotierung ($N > 10^{20}$ 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:

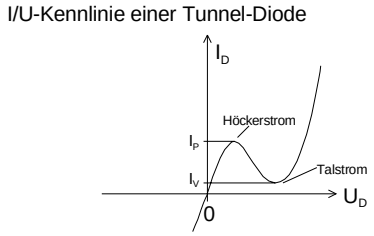


Bild 1.39: I/U-Kennlinie einer Tunnel-Diode.

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 durchwegs durch Transistor-schaltungen ersetzt.

1.12.1 Theoretische Grundlagen

Bei einer normal dotierten Diode ($N \approx 10^{16}$ cm^{-3}) beträgt die Diffusionsspannung $U_{Diff} \approx 0.7$V für Si und $U_{Diff} \approx 0.3$V für Ge. Diese Werte sind kleiner als die Bandabstände des Halbleitermaterials (Ge=0.75V und Si=1.1V). Erhöht man die Dotierung stark ($N \approx 10^{20}$ 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 Vcm^{-1}. Diese Feldstärke reicht für den Tunneleffekt aus.

Wir betrachten dieses Phänomen konkret am Zahlenbeispiel:
Eine sehr hoch dotierte Si-Diode mit $N=N_A=N_D=3\cdot 10^{20}$ cm^{-3} hat die Diffusionsspannung U_D, Sperrschichtdicke d_S und Feldstärke E über dem PN-Übergang:

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

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

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

Durch die äusserst dünne Sperrschicht d_S=3.3 10^{-7} 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:

$$I_t = I_D + I_{Esaki} - I_Z - I_{RS} = 0 \qquad (1.101)$$

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

$$I_T(U) = \frac{27}{4} I_P \frac{qU(\Delta - qU)^3}{\Delta^3} \quad ;(U \le \frac{1}{q}\Delta) \qquad (1.102)$$

U:Spannung über der Tunneldiode
Δ:Bänderüberlappung

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:

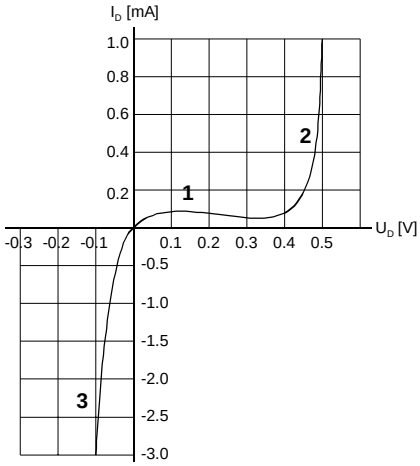


Bild 1.40: Kennlinie einer Backward-Diode.

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

Die Backward-Diode wird vor allem als Gleichrichterdiode für kleinste Wechselspannungen 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:

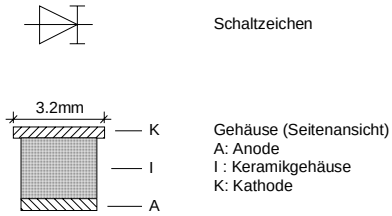


Bild 1.41: Schaltsymbol und Gehäusebauform einer Backward-Diode.

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. $N \approx 10^{19} cm^{-3}$ ganz verschwindet. Bei noch höherer Dotierung beginnt die Exponentialkennlinie in Vorwärtsrichtung zu entarten:

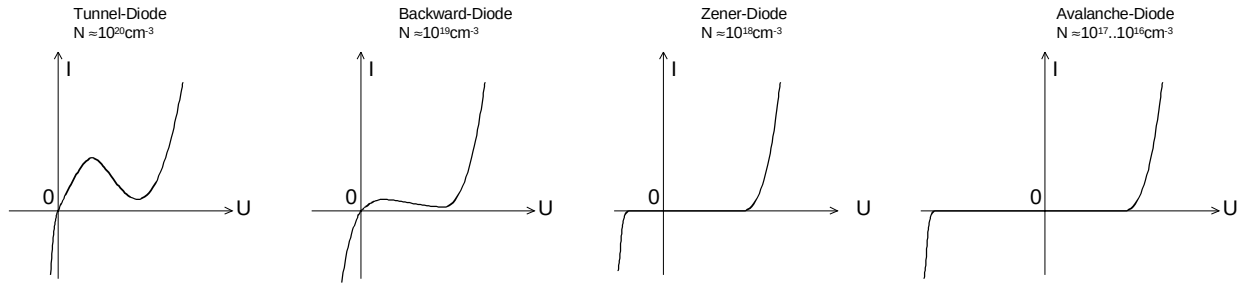


Bild 1.42: I/U-Kennlinien unterschiedlich stark dotierter Dioden.

1.15 Metall-Halbleiter-Übergänge

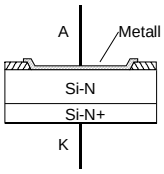
Wir betrachten nachfolgend Dioden deren Sperrschicht durch einen Metall-Halbleiter-Übergang gegeben ist. Diese Dioden weisen eine Reihe spezielle Eigenschaften auf. Dioden mit Metall-Halbleiter-Übergänge haben sehr kurze Schaltzeiten und eignen sich deshalb für Hochfrequenzanwendungen.

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.

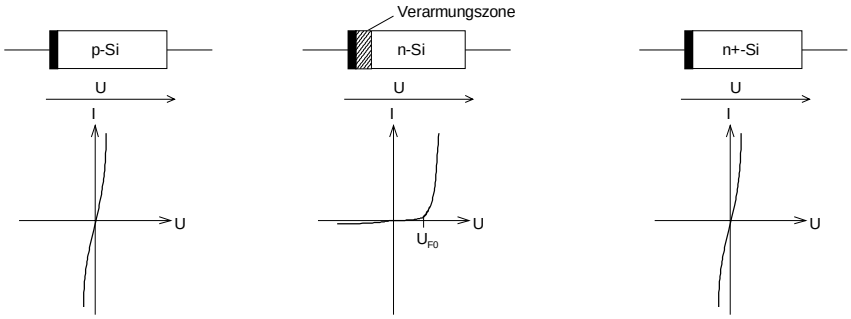
Bei einer Flächenkontaktierung ist das Metall in der Regel Aluminium. Es wird durch Aufdampfen aufgebracht. Bei Drahtkontaktierung, die durch Aufschweissen geschieht, wird Gold oder Aluminium verwendet.



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:

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

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.

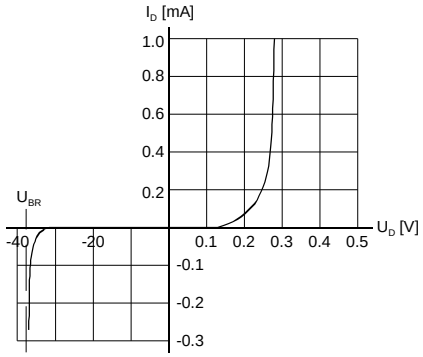


Bild 1.43: Typische I/U-Kennlinie einer Schottky-Diode.

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:

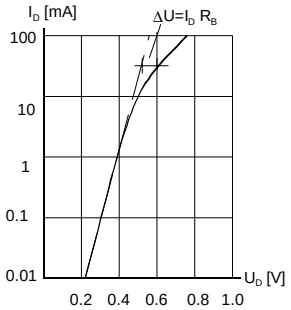


Bild 1.44: Durchlasskennlinie einer Kleinsignal-Schottky-Diode (HP 5082-2500).

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 ($N=10^{19}$ cm^{-3})von ca. 0.5mm Durchmesser dampft man epitaxial eine schwächer dotierte Schicht auf. Danach wird eine Matrix von Metallflächenelementen aufgebracht:

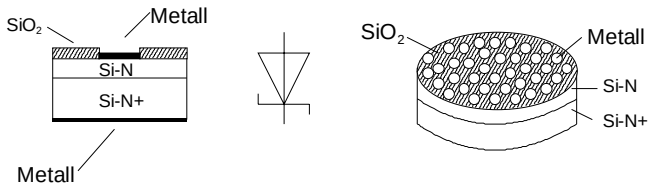


Bild 1.45: Aufbau der einer Schottky-Diode.

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.

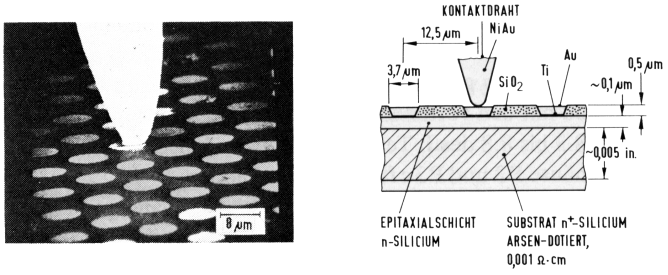


Bild 1.46: Kontaktierung der Au-Si-Schottky-Diode mit einem Au-Draht.

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

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

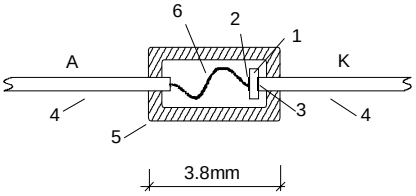


Bild 1.47: Aufbau einer Schottky-Diode Glasgehäuse.

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.

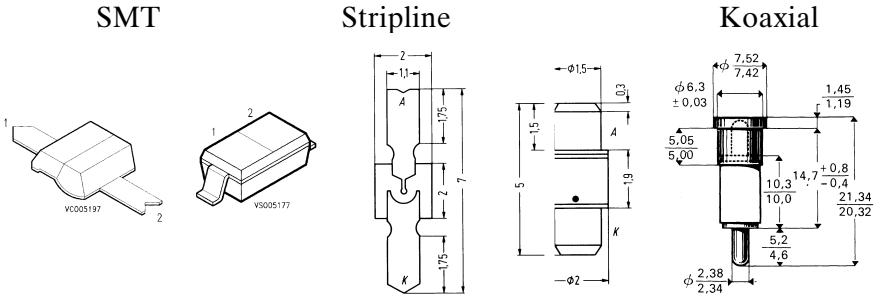


Bild 1.48: Beispiel für Gehäusebauformen von Schottky-Dioden.

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:

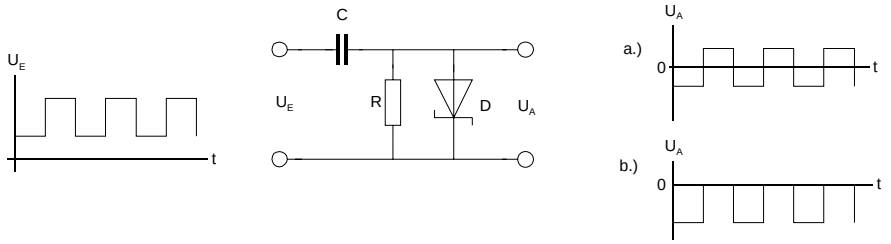


Bild 1.49: Klemmschaltung zur Wiederherstellung des DC-Bezuges.

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}.

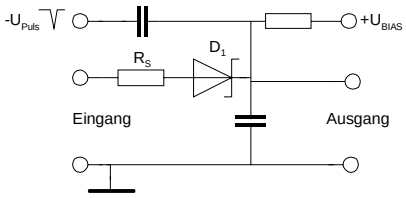


Bild 1.50: Samplingschaltung mit Schottky-Diode.

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:

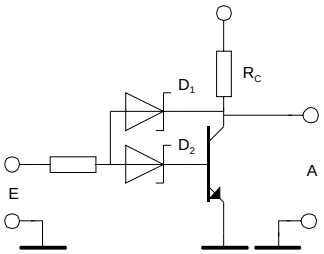


Bild 1.51: Verkürzung von Transistorschaltzeiten mit einer Folgeschaltung.

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.

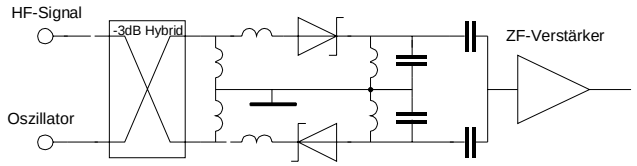


Bild 1.52: Passiver Mischer mit Schottky-Dioden.

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 Wechselspannungen 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 15um Durchmesser.

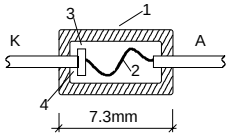


Bild 1.53: Aufbau einer Ge-Spitzen-Diode.

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:

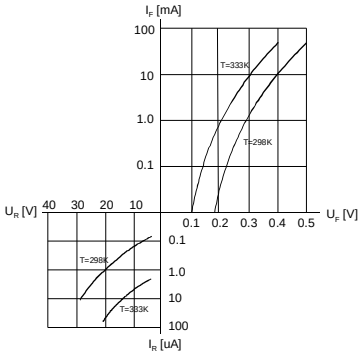


Bild 1.54: I/U-Kennlinien einer Ge-Spitzendiode bei verschiedenen Temperaturen.

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 uA-Bereich. Für die Golddrahtdiode AA143 wird bei 333K I_R=4uA bei U_R=3V. 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..1pF. Wie bei den Flächendioden nimmt die Sperrschichtkapazität mit wachsender Sperrspannung ab:

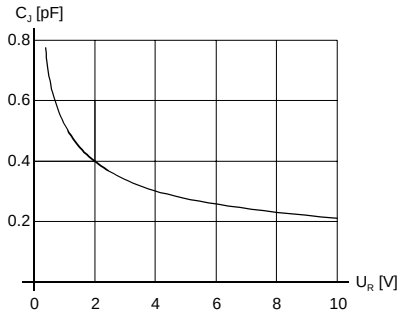


Bild 1.55: Typischer Verlauf der Sperrschichtkapazität einer Ge-Spitzendiode.

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 Gleichrichterdioden 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:

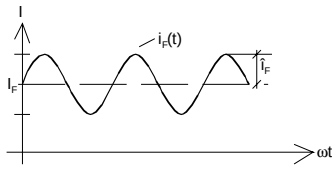
$$\frac{dQ(t)}{dt} = I_F(t) - \frac{Q(t)}{\tau} \tag{1.104}$$

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 $t=t_0$ sprungartig ein konstanter Strom 0-> 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:

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



Damit wir die Differentialgleichung:

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

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

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

Hierbei sind für die weitere Betrachtung zwei Fälle interessant:

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

Der Phasenwinkel φ ist 0° und es gilt näherungsweise: $Q(t) \approx I_F\tau + \hat{i}_F\tau\sin(\omega t)$ (1.108)

Die gespeicherte Ladung und somit die Leitfähigkeit der Diode folgt genau den Schwankungen des Durchlassstromes.

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

Der Phasenwinkel φ wird 90° und für die Ladung gilt näherungsweise: $Q(t) \approx I_F\tau - \frac{\hat{i}_F}{\omega}\cos(\omega t)$ (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.

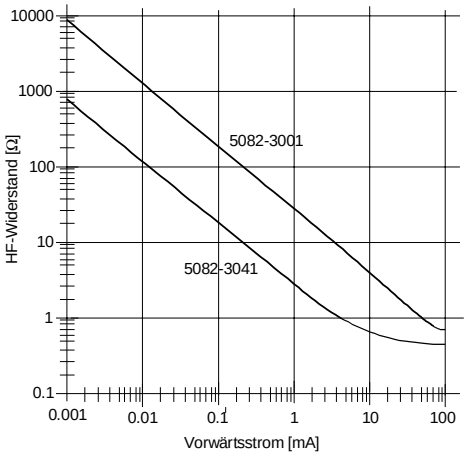


Bild 1.57: Widerstandskennlinie von PIN-Dioden.

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.

Dir 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°C

HEWLETT PACKARD

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, Δχ
					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**	
IN5767*	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 mA I_R = 250 mA	V_R = V_{BR}, Measure I_R ≤ 10 μA	I_F = 100 mA f = 100 MHz	V_R = 50 V f = 1 MHz	I_F = 0.01 mA f = 100 MHz		I_F = 1.0 mA **I_F = 20 mA f = 100 MHz		Batch Matched at I_F = 0.01 mA and 1.0 mA f = 100 MHz

*The 1N5767 has the additional specifications: τ = 1.0 μsec minimum
I_R = 1 μA maximum at V_R = 50V
V_F = 1V maximum at I_F = 100mA.

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:

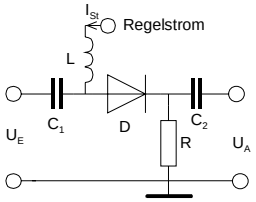


Bild 1.59: Einfacher HF-Abschwächer mit PIN-Diode.

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:

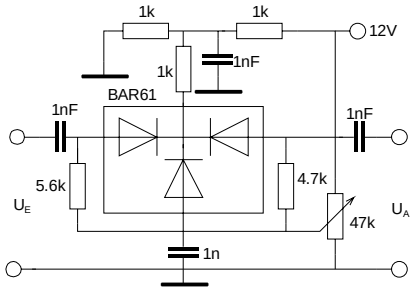


Bild 1.60: Verbesserte Abschwächerschaltung durch Verwendung einer Dreifach-PIN-Diode.

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 Trägerkonzentrazion 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:

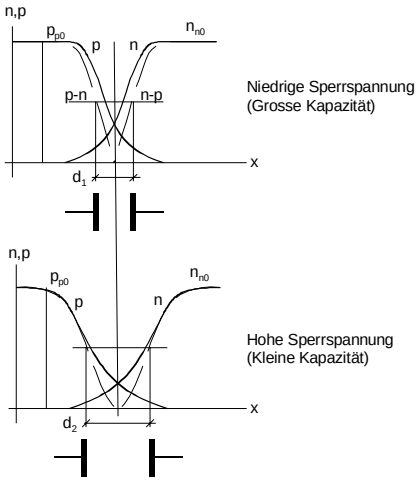


Bild 1.61: Elektronen- bzw. Löcherverteilung *n(x), p(x)* für verschiedene Sperrspannungen.

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

$$C_S = A\sqrt{\frac{q\varepsilon N}{4U_J}} = \frac{A\sqrt{\frac{q\varepsilon N}{4U_{Diff}}}}{\sqrt{1-\frac{U_R}{U_{Diff}}}} \qquad \begin{array}{l} \varepsilon\text{:Dielektrizitätskonstante } e_0 \cdot \varepsilon_r \\ U_R\text{:Sperrspannung } (U_R < 0V) \\ U_{Diff}\text{:Diffusionsspannung} \\ A\text{:Sperrschichtfläche} \end{array} \tag{1.111}$$

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:

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

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:

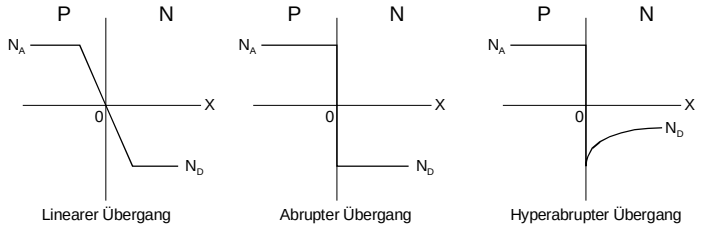


Bild 1.62: Dotierungsübergänge bei Kapazitätsdioden,

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:*

$$C_S = \frac{C_{S0}}{\left(1 - \frac{U_R}{U_D}\right)^m} \qquad (1.113)$$

C_{S0} : Sperrschichtkapazität bei $U_R = 0V$
m : Gradationsexponent

Allgemeine Formel für die Sperrschichtkapazität

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

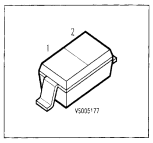
Die BB439 ist eine Kapazitätsdiode für VHF-Schaltungen. Aus der Tabelle lesen wir die Werte für Reststrom, Kapazitäten C_{min} und C_{max}, sowie das Kapazitätsverhältnis. Den für das Ersatzschaltbild wesentlichen Seriewiderstand ist ebenfalls spezifiziert, wie auch die Güte.

SIEMENS BB 439

Silicon Variable Capacitance Diode

Preliminary Data

- For VHF tuned circuit applications
- High figure of merit



Electrical Characteristics
at T_A = 25 °C, unless otherwise specified.

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

Diode capacitance $C_T = f(V_R)$
f = 1 MHz

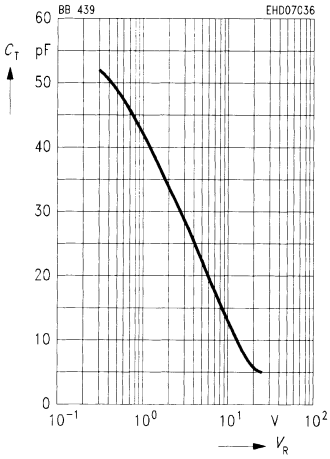


Bild 1.63: Datenblatt Kapazitätsdiode BB439 (Auszug).

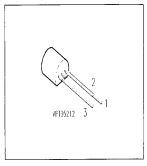
BB112:

Für Rundfunk-AM-Empfänger (Mittel- und Langwelle) werden spezielle Kapazitätsdioden mit grossem C_{Smax} (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 °C, unless otherwise specified.

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

Diode capacitance $C_T = f(V_R)$

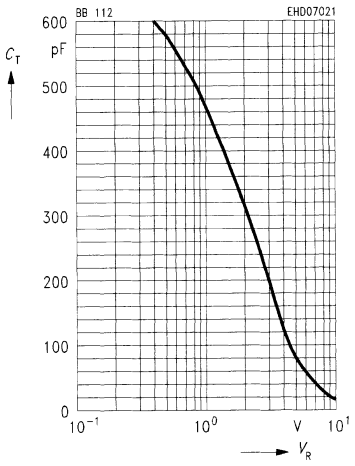


Bild 1.64: Datenblatt Kapazitätsdiode BB112 (Auszug).

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 Grundschaltung für einen Schwingkreis mit Kapazitätsdiodenabstimmung:

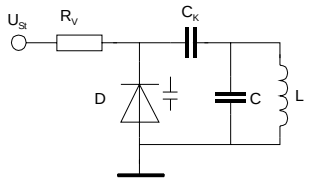


Bild 1.65: Schwingkreisabstimmung mit Kapazitätsdiode.

Zur Abstimmung wird die positive Steuergleichspannung U_{St} 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 wechselspannungsmässigen Entkopplung des Kreises von der Steuerspannungsquelle. Er wird so dimensioniert, dass die Steuerspannungsquelle den Kreis nicht nennenswert bedämpft. Da kein Strom durch die Diode fliesst, sind Werte um 100kΩ..MΩ üblich.

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

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L\left(C + C_S\right)}} \tag{1.114}$$

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 Abstimmspannungsbereich 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_{Stmin}=2V C_{Smax}=34pF, U_{Stmax}=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:

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

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

1.18 Varaktordioden

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

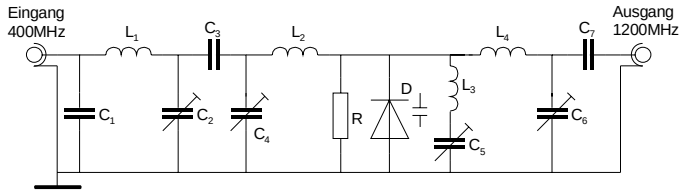


Bild 1.66: Frequenzverdreifacher mit Varaktordiode.

Die Eingangsspannung (f_1) wird in den Kreis $C_1/L_1/C_2$ eingespeisen. L_2/C_5 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.

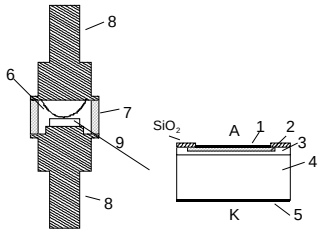


Bild 1.67: Aufbau einer Varaktordiode:

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.

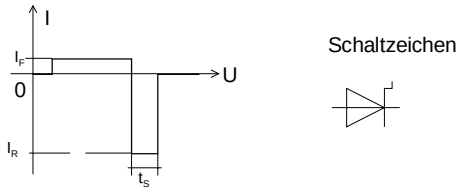


Bild 1.68: Stromverlauf an einer Step-Recovery-Diode und Schaltzeichen.

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:

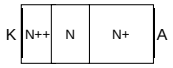


Bild 1.69: Zonenfolge einer Gunn-Diode.

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

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.

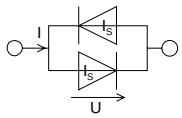
Weitere Aspekte der Gunn-Diode werden hier nicht weiter betrachtet.

1.21 Aufgaben

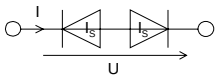
Für alle Aufgaben gilt, falls nicht anders vermerkt:
q=1.6 ·10^{-19} C
k=1.38 ·10^{-23} J/K
T= 300 K

Shockley-Dioden

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



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

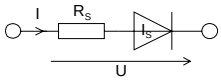


3. Bestimmen Sie für die Diode 1N4148 die Spannung U_D bei einem Strom I_D von 10mA. Das Modell ist am Ende der Aufgabenstellungen aufgeführt.

4. 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 1MΩ zu variieren. (Verwenden Sie zur Rechnung das Modell am Ende der Aufgabenstellungen und benutzen Sie die Shockley-Gleichung)

5. Bestimmen Sie den Spannungsbereich, der notwendig ist, um bei einer Diode 1N4148 den dynamischen Widerstand $r_D=\mathrm{d}U_D/dI_D$ in einem Bereich von 1Ω bis 1MΩ zu variieren. (Verwenden Sie zur Rechnung das Modell am Ende der Aufgabenstellungen)

6. 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 Massstab.



Reale Dioden

7. 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=10nA, 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=100MHz 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 10^{-18} A, n=1 , I_{BD}=16.748 10^{-3} A, U_{BR} = 4.3V 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 6V (6.2V), 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≈1.6V. Die Lichtstärke l ist direkt proportional zum Durchlassstrom und lautet für eine bestimmte LED:

$l = 40\, I_D$ [mcd] (Millicandela)

Bestimmen Sie den Vorwiderstand für eine solche LED, wenn Sie an einer Spannungsquelle U=5V angeschlossen wird und mit 1mcd 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)
*                Motrorola 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)
*                Motrorola Semiconductor Databook (mid 1970s)
```