Konstant (übung)

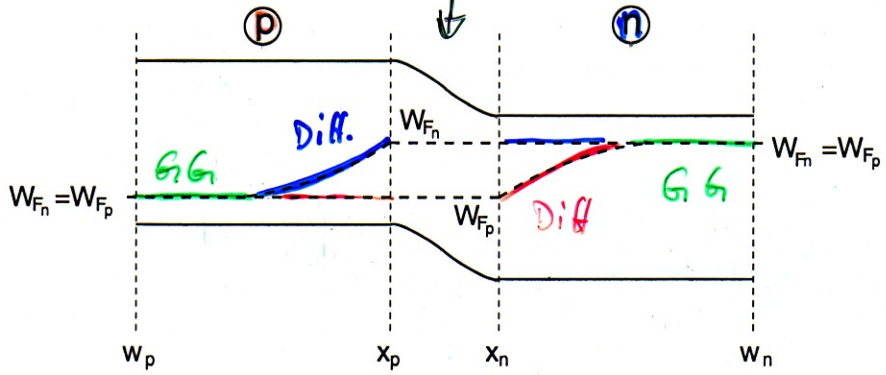

Abb. 3.13: Verlauf der Quasi-Ferminiveaus bei einer (langen) Diode mit Flusspolung ($W_{F_n} > W_{F_p}$).

Bei einer kurzen Diode erzwingt die Randbedingung $n_p(w_p) = n_{p_0}$ und $p_n(w_n) = p_{n_0}$, aufgrund der Annahme einer beliebig schnellen Rekombination an den Kontakten, das Zusammenfallen der Ferminiveaus zumindest an den Kontaktstellen.

- **Diffusionszonen in den Bahngebieten**
In den Diffusionszonen ergeben sich die bereits in Kap. 2.25 ermittelten Verläufe. Danach verläuft das Quasi-Ferminiveau der jeweiligen Majoritätsträger aufgrund ihrer hohen Dichte konstant (Steigung $\sim \frac{1}{\text{Dichte}}$). Die Steigung des Quasi-Ferminiveaus der Minoritätsträger ist propotional $\frac{1}{n}\frac{dn}{dx}$ für Elektronen, mit $n(x)$ nach Gl. (3.82). Für Löcher ist die entsprechenden Gleichung (3.85)zu verwenden. Es ergeben sich die Verläufe in Abb. 3.13. [24]

- **Raumladungszone (Sperrschicht)** In der Raumladungszone können wir den Verlauf der Quasi-Ferminiveaus über Gleichsetzen der bei den identischen Darstellungen der Ladungsträgerdichten nach Gl. (3.31), (3.32) mit Gl. (2.227), (2.228) ermitteln, Dabei ist zu berücksichtigen, dass aufgrund der von außen an die Diode gelegte Spannung, U_D durch die über der Raumladungszone liegende Spannung U_{RLZ} ausgetauscht werden muss.

[24] Streng genommen gilt der so ermittelte Verlauf der Quasi-Ferminiveaus aufgrund der Gültigkeit von Gl. (3.82) (3.85) auch in dem Bereich der neutralen Bahngebiete nach 1.

Nach kurzer Rechnung (zur Übung) ergibt sich

$$\frac{d\,W_{F_n}}{d\,x} = 0, \qquad \frac{d\,W_{F_p}}{d\,x} = 0\,, \tag{3.104}$$

d.h. die Quasi-Ferminiveaus verlaufen wie in Abb. 3.13 gezeigt horizontal in der Raumladungsszone. Aufgrund der Bandverbiegung von Leitungs- und Valenzband spiegelt dies die uns schon bekannte Tatsache wider, dass die Ladungsträgerdichte mit wachsender Entfernung zu dem jeweiligen Bahngebiet in dem die Ladungsträger Majoritäten sind abnehmen.

3.23 Temperaturabhängigkeit des Diffusionsstroms

Wir verwenden zur Bestimmung des Temperaturkoeffizienten des Diodenstroms die aufwendige Beziehung ohne Interpolation nach (3.92).
Dieser erlaubt es uns zwischen dem bei Sperrpolung dominanten Beitrag des Rekombinationsstroms I_{rg} und dem Beitrag des Diffusionsstroms in Form des Sättigungsstroms I_s zu unterscheiden. Der Diodenstrom ergibt sich demnach aus

$$I = I_s\,(e^{\frac{U}{U_T}} - 1) + I_{rg,s}\,(e^{\frac{U}{2U_T}} - 1)\,, \tag{3.105}$$

mit

$$I_s = e\,A\,n_i^2\,C \tag{3.106}$$

nach Gl. (3.99) bzw. (3.103), wobei C für den jeweiligen Klammerausdruck in den bei Gleichungen (3.99) bzw. (3.103) für die kurze bzw. lange Diode steht.
Für $I_{rg,s}$ verwenden wir aus Gl. (3.60)

$$I_{rg,s} = \frac{e\,A\,w_{RLZ}(U)}{\tau_{eff}}\,n_i\,. \tag{3.107}$$

Der Diodenstrom besitzt außer der direkten Temperaturabhängigkeit über $U_T = \frac{k \cdot T}{e}$ in den Ausdrücken $I_s(T)$ und $I_{rg,s}(T)$ noch weitere implizite Temperaturabhängigeiten in Form von $n_i(T)$, $C(T)$, $\tau_{eff}(T)$ und $w_{RLZ}(T)$.
Zur Vereinfachung wollen wir aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit von n_i nach Gl. (2.35)

$$n_i(T) = \alpha T^{\frac{3}{2}}\, e^{\frac{-W_g}{2kT}} \tag{3.108}$$

die Temperaturabhängigkeiten von $C(T)$, $\tau_{eff}(T)$ und $w_{RLZ}(T)$ vernachlässigen. Eine ausführliche Rechnung, die den Gültigkeitsbereich dieser Annahme

zeigt, findet sich z.B. in [Möschnitzer, Lunze].
Aufgrund der impliziten Temperaturabhängigkeit wenden wir die Kettenregel auf Gl. (3.105) an und erhalten

Rechnung

$$\frac{dI}{dT} = \frac{\partial I}{\partial U_T}\frac{dU_T}{dT} + \frac{\partial I}{\partial I_s}\frac{dI_s}{dT} + \frac{\partial I}{\partial I_{rg,s}}\frac{dI_{rg,s}}{dT} \tag{3.109}$$

$$= \left[I_s\left(-\frac{U}{U_T^2}\right)e^{\frac{U}{U_T}} + I_{rg,s}\left(-\frac{U}{2U_T^2}\right)e^{\frac{U}{2U_T}}\right]\cdot\frac{U_T}{T} + \left[e^{\frac{U}{U_T}}-1\right]\frac{dI_s}{dT} + \left[e^{\frac{U}{2U_T}}-1\right]\frac{dI_{rg,s}}{dT}$$

$$= -\left[I_s\frac{U}{T\,U_T}e^{\frac{U}{U_T}} + I_{rg,s}\frac{U}{2T\,U_T}e^{\frac{U}{2U_T}}\right] + \left[e^{\frac{U}{U_T}}-1\right]\frac{dI_s}{dn_i}\frac{dn_i}{dT} + \left[e^{\frac{U}{2U_T}}-1\right]\frac{dI_{rg,s}}{dn_i}\frac{dn_i}{dT} \tag{3.110}$$

Wir bestimmen die einzelnen darinenthaltenen Terme.
Aus Gl. (3.106) folgt

$$\frac{dI_s}{dn_i} = 2\,e\,A\,n_i\,C = 2\frac{I_s}{n_i} \tag{3.111}$$

und aus Gl. (3.107) folgt

$$\frac{dI_{rg,s}}{dn_i} = \frac{I_{rg,s}}{n_i} \tag{3.112}$$

Für den Temperaturkoeffizienten von n_i folgt nach kurzer einfacher Rechnung aus Gl. (3.108)

$$\frac{dn_i}{dT} = \frac{n_i}{T}\left(\frac{3}{2}+\frac{W_g}{2kT}\right) = \frac{n_i}{2T}\left(3+\frac{U_g}{U_T}\right) \tag{3.113}$$

Mit der Bandabstandsspannung

$$U_g := \frac{W_g}{e} \tag{3.114}$$

Einsetzen der zuvor bestimmten Terme nach Gl. (3.111), (3.112), (3.113) in Gl. (3.110) liefert den gesuchten Temperaturkoeffizienten des Diodenstroms

$$\frac{dI}{dT} = -\frac{U}{TU_T}\left(I_s e^{\frac{U}{U_T}} + \frac{I_{rg,s}}{2}e^{\frac{U}{2U_T}}\right) + \left(2I_s(e^{\frac{U}{U_T}}-1) + I_{rg,s}(e^{\frac{U}{2U_T}}-1)\right)\cdot\frac{1}{2T}\left(3+\frac{U_g}{U_T}\right). \tag{3.115}$$

Bei Flusspolung der Diode ($I := I_F$) mit $U_F \gg U_T$ gilt $e^{\frac{U_F}{2U_T}} \gg 1$ und Gl. (3.115) kann zusammengefasst werden zu

$$\frac{d\,I_F}{d\,T} = \left(I_s\,e^{\frac{U}{U_T}} + \frac{I_{rg,s}}{2}\,e^{\frac{U}{2U_T}}\right)\left(-\frac{U}{TU_T} + \frac{1}{T}\left(3 + \frac{U_g}{U_T}\right)\right) \tag{3.116}$$

$$= \left(I_s\,e^{\frac{U}{U_T}} + \frac{I_{rg,s}}{2}\,e^{\frac{U}{2U_T}}\right)\frac{1}{T}\left(3 + \frac{U_g - U_F}{U_T}\right) . \tag{3.117}$$

Bei Sperrpolung der Diode ($I := I_R$) mit $U \ll U_T$ gilt $e^{\frac{U}{U_T}} \ll 1$ und Gl. (3.115) kann vereinfacht werden zu

$$\frac{d\,I_R}{d\,T} = -\left(I_s + \frac{I_{rg,s}}{2}\right)\frac{1}{T}\left(3 + \frac{U_g}{U_T}\right) . \tag{3.118}$$

Wird mit dem vereinfachten Ausdruck nach Gl. (3.96) (z.B. in SPICE) gearbeitet ergibt sich im Flussbereich mit einem geeignet gewählten I_s (ungleich dem in Gl. (3.117) und (3.118))

$U_g = \frac{W_g}{e} \simeq 1V > U_F$

$$\boxed{\frac{d\,I_F}{d\,T} = I_s\,e^{\frac{U}{nU_T}}\,\frac{1}{T}\left(3 + \frac{U_g - U_F}{U_T}\right)} \tag{3.119}$$

$\Downarrow$

$\boxed{T\uparrow \Rightarrow I_F\uparrow}$

(PTC)

und im Sperrbereich

$$\frac{d\,I_R}{d\,T} = -I_s\,\frac{1}{T}\left(3 + \frac{U_g}{U_T}\right) . \tag{3.120}$$

3.24 Stationäre Ladungssteuerung

Wir haben bereits ermittelt, daß ein Stromfluß der Diode in Flußrichtung dadurch entsteht, daß die Minoritätsträger-Randkonzentration gegenüber den Gleichgewichtsdichten um $e^{\frac{U}{U_T}}$ erhöht wird. In den Bahngebieten klingt die Minoritätsträgerdichte gemäß Gl. (??) ab. Wir wollen im Folgenden eine einfache Beziehung herleiten, die den Stromfluß in Abhängigkeit der, in den Bahngebieten vorhandenen (man sagt auch gespeicherten) überschüssigen Minoritätsträgerladungen ΔQ beschreibt.
Wir betrachten dazu exemplarisch die gespeicherten Elektronen im p-Bahngebiet entsprechend Abb. 3.14 und schließen von dem Ergebnis auf die entsprechende Beziehung der Löcher im n-Bahngebiet. Die Elektronenüberschussladung ΔQ_n im p-Bahngebiet ergibt sich durch Integration von $n_p(x) - n_{p_0}$ aus Gl.(??) vom Rand der Sperrschicht bei x_p zum Kontakt bei W_p