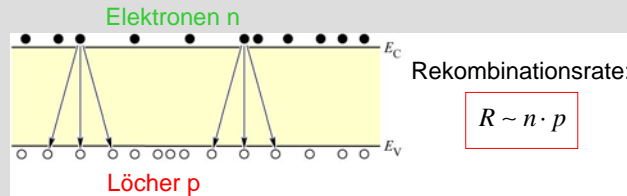


Die LED ist eine in Vorwärtsrichtung gepolte p-n-Diode bei der Elektronen und Löcher in einen Bereich injiziert werden, wo sie rekombinieren. Im Allgemeinen kann dieser Elektron-Lochrekombinationsprozess **strahlend** oder **nicht-strahlend** erfolgen.

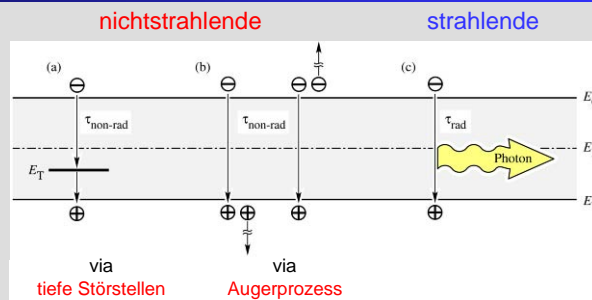


Unter der Bedingung von **Minoritätsladungsträgerrekombination** können jetzt **Lebendauern** für die Ladungsträger definiert werden, und zwar

- $\tau_r$  ... für strahlende Lebensdauer
- $\tau_{nr}$  ... für nichtstrahlende Lebensdauer

Die **totale Rekombinationszeit**  $\tau_n$  ergibt sich zu:

$$\frac{1}{\tau_n} = R = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}$$



Die **interne Quantenausbeute** (internal quantum efficiency)  $\eta_{Qr}$  für den strahlenden Prozess wird somit definiert durch

$$\eta_{Qr} = \frac{\frac{1}{\tau_n}}{\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}} = \frac{1}{1 + \frac{\tau_r}{\tau_{nr}}}$$

In **direkten** Halbleitern guter Güte ist die interne Effizienz in der Nähe von 1. In **indirekten** Materialien ist die Ausbeute in der Größenordnung von 1/100 – 1/1000.

### LED – grundlegende Eigenschaften

3

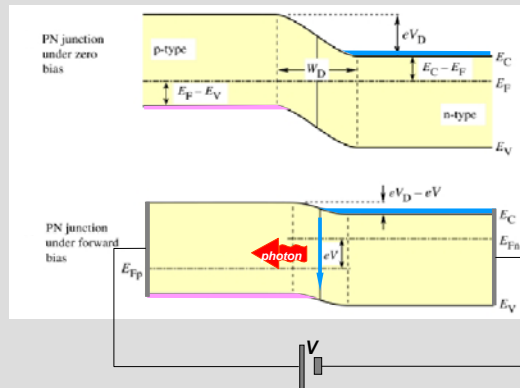
Definitionen:

$I_{ph}$  ... Photostrom = # der Photonen die durch einen Querschnitt pro Sekunde gehen

$J_{ph}$  ... Photostromdichte = # der Photonen durch Einheitsfläche pro Sekunde

$P_{op}$  ... optische Leistungsintensität = Energie die die Photonen pro Sekunde und Fläche tragen

#### Vorwärtsbetriebener p-n Übergang

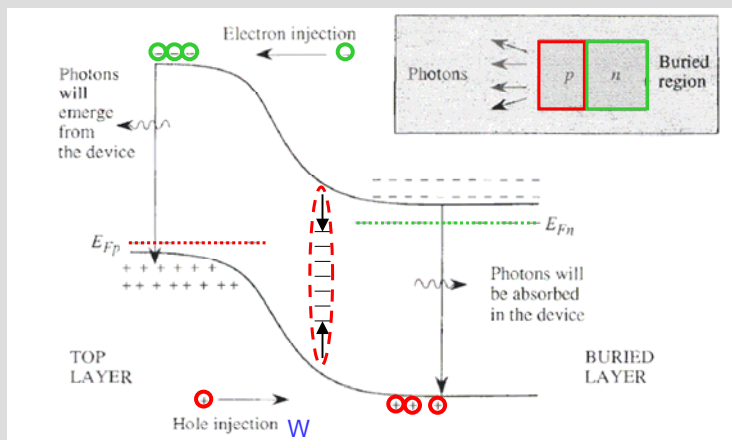


apl.Prof. Dr. D.J. As

### Ladungsträgerinjektion und Spontane Emission

4

In einem vorwärtsbespannten p-n Übergang werden Elektronen und Löcher als Minoritätsladungsträger über den Diodenübergang gebracht und rekombinieren dort entweder strahlend oder nichtstrahlend. Für eine LED oder LD muß die Diode jetzt so designed werden, daß die strahlende Rekombination so stark als möglich ist.



apl.Prof. Dr. D.J. As

Der Vorwärtsstrom einer p-n Diode besteht im Allgemeinen aus 3 Komponenten

- Minoritätsladungsträgerelktronendiffusionsstrom  $J_n$
- Minoritätsladungsträgerlöcherdiffusionsstrom  $J_p$
- Störstellenassistierter Rekombinationsstrom  $J_{GR}$

in der Verarmungszone W. Dafür gelten folgende Beziehungen

$$J_n = \frac{e \cdot D_n \cdot n_p}{L_n} \cdot \left[ \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right]$$

$$J_p = \frac{e \cdot D_p \cdot p_n}{L_p} \cdot \left[ \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right]$$

$$J_{GR} = \frac{e \cdot n_i \cdot W}{2 \cdot \tau} \cdot \left[ \exp\left(\frac{eV}{2k_B T}\right) - 1 \right]$$

$n_i$ ...intrinsische Ladungsträgerkonzentration  
 $n_p$ .. Elektronenkonzentration im p-Gebiet  
 $p_n$ .. Löcherkonzentration im n-Gebiet  
 $D_n, D_p$ .. Diffusionskoeffizient der e und h  
 (Einsteinbeziehung  $\mu_{n,p} = \frac{e}{k_B T} D_{n,p}$ )  
 $L_n, L_p$ ...Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger ( $L_{n,p} = \sqrt{D_{n,p} \cdot \tau_{n,p}}$ )  
 $\tau$ ...die Rekombinationszeit in der Verarmungszone ist von der Störstellendichte abhängig ( $\tau = \frac{1}{N_T \cdot v_{th} \cdot \sigma}$ )

W.. Verarmungszone

Die LED wird jetzt so entworfen, daß die **Photonen in der Nähe der oberen Schicht emittiert** werden und nicht in der vergrabenen Schicht (Gefahr: Reabsorption).

apl.Prof. Dr. D.J. As

Photonen die tief im Halbleiter erzeugt werden haben eine sehr hohe Wahrscheinlichkeit wieder absorbiert zu werden. Aus diesem Grund zieht man es auch vor nur einen Typ von Ladungsträgerinjektion im Diodenstrom zu haben.

Gewöhnlich ist die oberste Schicht einer LED p-typ, und für Photonen die aus dieser Schicht emittiert werden, ist erforderlich, daß der Diodenstrom vom Elektronendiffusionsstrom dominiert wird (dh.  $J_n \gg J_p$ )

Das Verhältnis von Elektronenstrahldichte zur Gesamtstromdichte wird auch als **Injektionseffizienz**  $\gamma_{inj}$  bezeichnet.

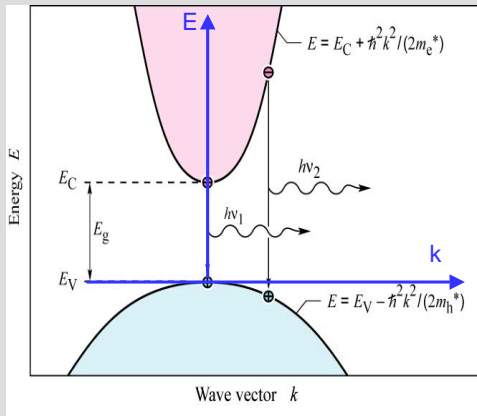
$$\gamma_{inj} = \frac{J_n}{J_n + J_p + J_{GR}}$$

Für eine **pn+-Diode** gilt, daß  $n_p \gg p_n$  und damit - wie aus obiger Gleichung ersichtlich ist - ist  $J_n \gg J_p$ . Ist zusätzlich das **Material** von **hoher Qualität**, dann ist auch der Rekombinationsstrom  $J_{GR}$  klein und die **interne Effizienz** nähert sich **eins** !

Sind die Minoritätsladungsträger (Elektronen) einmal in den dotierten neutralen Bereich injiziert, dann rekombinieren dort die Elektronen und Löcher und erzeugen Photonen oder rekombinieren nichtstrahlend via z.B. Defekt.

apl.Prof. Dr. D.J. As

Strahlende Prozesse sind im E-k-Phasenraum praktisch vertikale Übergänge, d.h. der k-Wert (= Impuls) eines Elektrons im Leitungsband ist gleich dem k-Wert des Loches im Valenzband.



Zusammenhang zwischen Photonenenergie und Elektronen- bzw. Löcherenergien:

$$\hbar\omega - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \cdot \left[ \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right] = \frac{\hbar^2 k^2}{2 \cdot m_r^*}$$

wobei \$m\_r^\*\$ die reduzierte effektive Masse ist mit

$$\frac{1}{m_r^*} = \left[ \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right]$$

Die Elektronen- bzw. Löcherenergien können damit mit der Photonenenergie \$\hbar\omega\$ ausgedrückt werden durch

$$E^e = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2 \cdot m_e^*} = E_c + \frac{m_r^*}{m_e^*} (\hbar\omega - E_g)$$

$$E^h = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2 \cdot m_h^*} = E_v - \frac{m_r^*}{m_h^*} (\hbar\omega - E_g)$$

Ist ein Elektron im Zustand k und ein Loch ebenfalls im Zustand k (d.h. die Besetzungs- oder Fermifunktion der Elektronen bzw. Löcher \$f^e(k) = f^h(k) = 1\$), dann ist die **strahlende Rekombinationsrate** \$W\_{em}\$ durch folgende Gleichung gegeben

$$W_{em} = \frac{1}{\tau_0} = \frac{e^2 \cdot n_r \cdot \hbar\omega}{3\pi \cdot \epsilon_0 \cdot m_0^2 \cdot c^3 \cdot \hbar^2} \cdot |P_{CV}|^2$$

- \$n\_r\$... Brechungsindex
- \$m\_0\$... Elektronenmasse
- \$P\_{CV}\$... Impulsmatrixelement zwischen Leitungsband und Valenzband
- \$\epsilon\_0\$... Dielektrizitätskonstante

Es hat sich herausgestellt, dass  $p_{CV}$  nicht stark von unterschiedlichen Halbleitern abhängig ist und einen Wert hat, für den gilt

$$E_p = \frac{2 \cdot |p_{CV}|^2}{m} \cong 22 \text{ eV}$$

Aus der k.p-Theorie folgt:

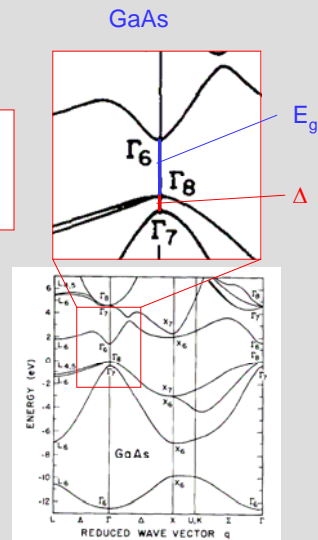
$$E_p = \left( \frac{m_0}{m^*} - 1 \right) \cdot \frac{E_g \cdot (E_g + \Delta)}{E_g + \frac{2}{3} \cdot \Delta}$$

mit

$$\frac{1}{m^*} \cong \frac{1}{m_0} + \frac{2p_{CV}}{E_g}$$

Für verschiedene Halbleiter:

HL	$E_p$ (eV)
GaAs	25.7
InP	20.4
InAs	22.2
CdTe	20.7
GaN	16.0
InN	12.0



Für GaAs ergibt sich damit mit  $n_f=3.5$  für die Emissionsrate

$$W_{em} \sim 1.14 \cdot 10^9 \cdot \hbar\omega \text{ (eV)} \text{ [s}^{-1}\text{]}$$

Und die Rekombinationszeit  $\tau_0$  ergibt sich zu

$$\tau_0 = \frac{1}{W_{em}} = \frac{0.88}{\hbar\omega \text{ (eV)}} \text{ [ns]} = 0.62 \text{ ns}$$

GaAs  $\hbar\omega=1.42$  eV bei RT

Die bis jetzt diskutierte Rekombinationszeit ist die **kürzest mögliche spontane Emissionszeit**, da wir angenommen haben, daß die Elektronen immer ein entsprechendes Loch beim selben k-Wert finden.

Tatsächlich wird aber die Besetzungswahrscheinlichkeit der Elektronen und Löcherzustände durch **Quasi-Fermiveaus** beschrieben.

Der e-h Rekombinationsprozess wird durch die spontane Emission bestimmt, der impliziert, daß die Photonendichte relativ niedrig ist, sodaß stimulierte Emission vernachlässigt werden kann. Die emittierten Photonen verlassen das Volumen des aktiven Bauelements, sodaß die Photonendichte in dem e-h-Rekombinationsbereich nie hoch wird – dies ist völlig anders bei der LD.

Die Photonenemissionsrate wird durch Integration der Emissionsrate  $W_{\text{em}}$  über alle Elektronen-Loch-Paare erhalten unter Berücksichtigung geeigneter Verteilungsfunktionen für Elektronen und Löcher

Die **Rekombinationsrate**  $R_{\text{spon}}$  [ $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ]

$$R_{\text{spon}} = \frac{2}{3} \int d(\hbar\omega) \cdot \frac{e^2 \cdot n_r \cdot \hbar\omega}{\epsilon_0 \cdot m_0^2 \cdot c^3 \cdot \hbar^2} \cdot 2 \cdot \int \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 d^3k |p_{if}|^2 \cdot \delta(E^e(k) - E^h(k) - \hbar\omega) \cdot f^e(E^e(k)) \cdot f^h(E^h(k))$$

mögliche Energien      Spin      Energierhaltung      Besetzungswahrscheinlichkeit der Elektronen bzw der Löcher

Mit  $\hbar\omega - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \cdot \left[ \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right] = \frac{\hbar^2 k^2}{2 \cdot m_r^*}$        $d^3k \rightarrow 4\pi k^2 dk$        $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2 \cdot m_r^*}$

und der „joint density of state“ (gemeinsamen Zustandsdichte)  $N_{\text{CV}}(\hbar\omega)$

$$N_{\text{CV}}(\hbar\omega) = \sqrt{2} \frac{(m_r^*)^{3/2} \cdot (\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3}$$

Das Integral über  $d(\hbar\omega)$  ist deswegen um die Rate aller emittierten Photonen zu finden und die Integration über  $d^3k$  ist um die Rate aller besetzten Elektronen und Löcher-zustände zu erhalten. Der Faktor 2/3 kommt über die Mittelung über alle Polarisierungen

$$R_{\text{spon}} = \frac{1}{\tau_0} \int_0^\infty d(\hbar\omega) \cdot N_{\text{CV}} \{ f^e(E^e) \} \cdot \{ f^h(E^h) \}$$

apl.Prof. Dr. D.J. As

- Fall geringer Dotierung:

Für den Fall geringer Dotierung (nicht entarteter Halbleiter) in dem die Anzahl der Elektronen und Löcher klein sind, kann die Fermifunktion durch die Boltzmann-Verteilung beschrieben werden.

Da  $f^e(E^e) = f^e(E_c + \frac{m_r^*}{m_e^*}(\hbar\omega - E_g))$        $f^e(E) = \frac{1}{1 + \exp(\frac{E - E_{Fn}}{k_B T})} \cong \exp(\frac{E_{Fn} - E_c}{k_B T})$

$f^h(E^h) = f^h(E_v - \frac{m_r^*}{m_h^*}(\hbar\omega - E_g))$        $f^h(E) \cong \exp(\frac{E_v - E_{Fp}}{k_B T})$

Wird das Produkt zu

$$f^e \cdot f^h \cong f(E) = \exp\left\{ -\frac{(E_c - E_{Fn})}{k_B T} \right\} \cdot \exp\left\{ -\frac{(E_{Fp} - E_v)}{k_B T} \right\} \cdot \exp\left\{ -\frac{(\hbar\omega - E_g)}{k_B T} \right\}$$

Einsetzen der Definitionen von den freien Ladungsträgern  $n$  und  $p$  ermöglicht jetzt die Rekombinationsrate durch die Ladungsträgerkonzentrationen auszudrücken.

apl.Prof. Dr. D.J. As

Für die Elektronenkonzentration wissen wir, dass

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E) f^e(E^e) dE = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} \frac{(E - E_c)^{1/2}}{\exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) + 1} dE = 2 \left(\frac{m_e^* k_B T}{2\pi \hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{E_F - E_C}{k_B T}\right)$$

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_C}{k_B T}\right) \quad \text{wobei} \quad N_c = 2 \left(\frac{m_e^* k_B T}{2\pi \hbar^2}\right)^{3/2}$$

analog ergibt sich für die Löcherkonzentration:

$$p = N_v \exp\left(\frac{E_V - E_F}{k_B T}\right) \quad \text{wobei} \quad N_v = 2 \left(\frac{m_h^* k_B T}{2\pi \hbar^2}\right)^{3/2}$$

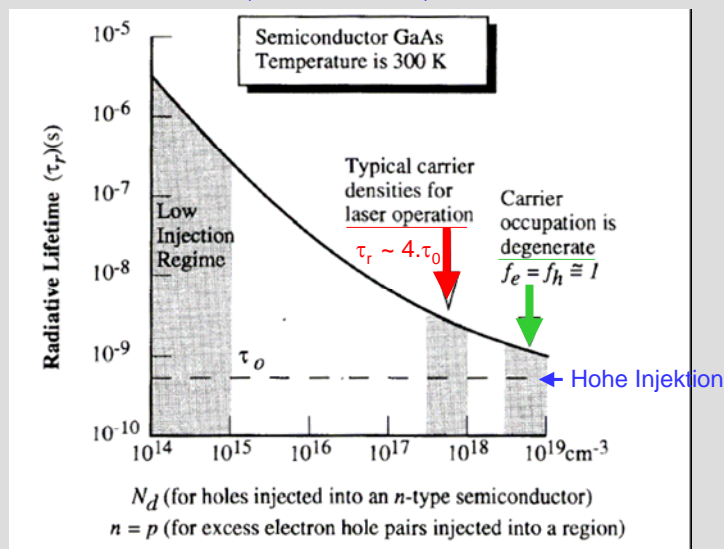
Und die spontane Emissionsrate ist nun:

$$R_{\text{spont}} = \frac{1}{2 \cdot \tau_0} \left(\frac{2\pi \hbar^2 m_r^*}{k_B T m_e^* m_h^*}\right)^{3/2} \cdot n \cdot p$$

Wollen wir jetzt die Lebensdauer eines einzelnen Elektrons bestimmen, das in einen leicht dotierten p-typ Bereich kommt ( $N_A < 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ) so erhalten wir

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{R_{\text{spont}}}{n} = \frac{1}{2 \cdot \tau_0} \left(\frac{2\pi \hbar^2 m_r^*}{k_B T m_e^* m_h^*}\right)^{3/2} \cdot p$$

Die Lebendauer  $\tau_r$  kann in dem gering dotierten Bereich sehr lang werden (hunderte von ns)



- Fall hoher Dotierung:

Für den Fall das Elektronen in ein hoch dotiertes p-Gebiet oder Löcher in ein hoch dotiertes n-Gebiet injiziert werden, kann für  $f^h$  bzw.  $f^e$  eins angenommen werden. Die spontane Rekombinationsrate ist dann

$$R_{\text{spont}} = \frac{1}{\tau_0} \int_0^\infty d(\hbar\omega) \cdot N_{CV} \cdot f^e(E^e) = \frac{1}{\tau_0} \int_0^\infty d(\hbar\omega) \cdot N_C \cdot \left(\frac{m_r^*}{m_e^*}\right)^{3/2} \cdot f^e(E^e)$$

dies ergibt

$$R_{\text{spont}} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \left(\frac{m_r^*}{m_e^*}\right)^{3/2} \cdot n \quad \text{für Elektroneninjektion}$$

bzw

$$R_{\text{spont}} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \left(\frac{m_r^*}{m_h^*}\right)^{3/2} \cdot p \quad \text{für Löcherinjektion}$$

Die Minoritätsträgerlebensdauer  $\tau_r$  wird damit von der Injektionsdichte unabhängig, da es immer eine Loch oder Elektron zur Rekombination findet.

$$\frac{1}{\tau_{rn}} = \frac{R_{\text{spont}}}{n} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \left(\frac{m_r^*}{m_e^*}\right)^{3/2}$$

Die Lebensdauer ist nun im wesentlichen  $\tau_0$ !

apl.Prof. Dr. D.J. As

- Fall sehr hoher Injektion :

Ein weiterer wichtiger Fall ist der Fall sehr hoher Injektion wo  $n=p$  so hoch ist, dass für alle Fälle  $f^h = f^e = 1$  eins angenommen werden kann. Die spontane Rekombinationsrate ist dann

$$R_{\text{spont}} = \frac{1}{\tau_0} \int_0^\infty d(\hbar\omega) \cdot N_{CV} \quad R_{\text{spont}} \sim \frac{n}{\tau_0} \sim \frac{p}{\tau_0} \quad \longrightarrow \quad \tau_r = \tau_0$$

- Fall der Inversion:

Ein Bereich der für Laseroperation besonders wichtig ist, ist der Bereich wo genügend Elektronen und Löcher in den Halbleiter injiziert werden, sodaß **Inversion** auftritt. Wie wir später sehen werden ist dies der Fall wenn  $f^h + f^e \leq 1$ . Unter der Näherung  $f^h \sim f^e \sim 1/2$  für alle Elektronen und Löcher bei Inversion ergibt sich somit

$$R_{\text{spont}} \sim \frac{n}{4 \cdot \tau_0}$$

womit die strahlende Lebensdauer bei Inversion

$$\tau_r = 4 \cdot \tau_0$$

Dieser Wert ist ein vernünftiger Wert um die spontane Emissionsrate beim Laserschwelwert zu berechnen.

apl.Prof. Dr. D.J. As



Die strahlende Rekombination hängt von der strahlenden Lebensdauer  $\tau_r$  und der nichtstrahlenden Lebensdauer  $\tau_{nr}$  ab. Um die Effizienz der Photonenemission zu erhöhen, benötigt man deshalb einen möglichst kleinen Wert für  $\tau_r$  und einen möglichst großen Wert für  $\tau_{nr}$  ( $\tau_{nr} = \frac{1}{N_r \cdot \gamma_{nr} \cdot \sigma}$ ). Zur Vergrößerung von  $\tau_{nr}$  muss man deshalb die Anzahl der Materialdefekte (tiefe Störstellen) reduzieren. Dies schließt natürlich Oberflächen- und Interfacequalitätsverbesserungen ein.

Aus vorheriger Diskussion geht hervor, daß  $\tau_r$  durch Erhöhung der p-Dotierung in dem Bereich wo Elektronen injiziert werden und mit Löchern rekombinieren, verringert werden kann. Dies reduziert jedoch die Injektionseffizienz  $\gamma_{inj}$  da in dem Fall  $n_p$  und damit auch  $J_n$  abnimmt und somit  $J_p + J_{GR}$  relative mehr beiträgt.

Die gesamte interne Quantumeffizienz  $\eta_{int}$ :

$$\eta_{int} = \gamma_{inj} \cdot \eta_{QR}$$

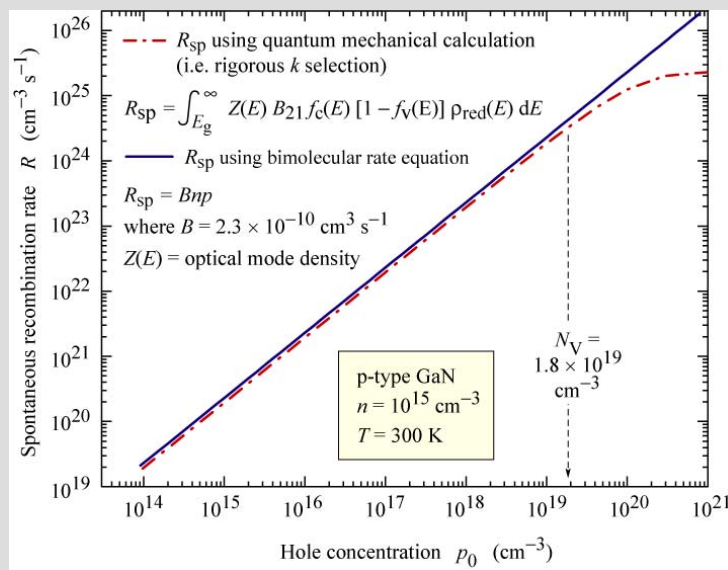
ist damit ein Produkt aus der Injektionseffizienz  $\gamma_{inj}$  des Elektronenstroms und der internen Quatenausbeute  $\eta_{QR}$  für strahlende Prozesse.

$$\gamma_{inj} = \frac{J_n}{J_n + J_p + J_{GR}}$$

$$\eta_{QR} = \frac{1}{1 + \tau_r / \tau_{nr}}$$

→ Um die interne Quantumeffizienz zu maximieren, muß jetzt die p-Dotierung so optimiert werden, daß sie nicht zu niedrig ist um  $\eta_{QR}$  zu verschlechtern aber auch nicht zu hoch ist um  $\gamma_{inj}$  zu erniedrigen.

apl.Prof. Dr. D.J. As



apl.Prof. Dr. D.J. As