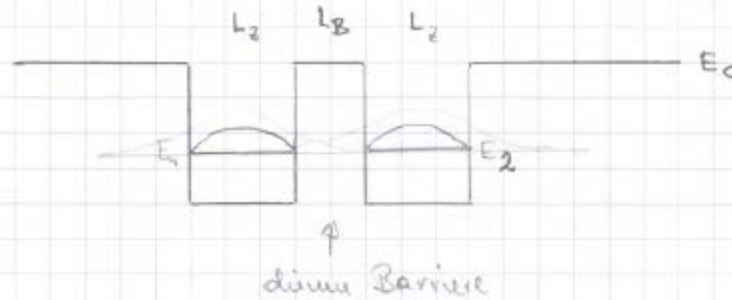


Gekoppelte QWs



Berücksichtigung der Kopplung:

$\Rightarrow E_1$ und E_2 sind keine Energieeigenwerte mehr

Beschreibung der Kopplung durch die Matrix $W = \begin{pmatrix} 0 & W_{12} \\ W_{12}^* & 0 \end{pmatrix}$

$H = \begin{pmatrix} E_1 & W_{12} \\ W_{12}^* & E_2 \end{pmatrix}$ Diagonalisierung liefert neue Eigenwerte

$$E_+ = \frac{1}{2} \cdot (E_1 + E_2) + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{(E_1 - E_2)^2 + 4|W_{12}|^2}$$

$$E_- = \frac{1}{2} \cdot (E_1 + E_2) - \frac{1}{2} \cdot \sqrt{(E_1 - E_2)^2 + 4|W_{12}|^2}$$

\Rightarrow die zugehörigen Eigenwerte sind als Mischung der ursprünglichen Eigenvektoren darstellbar.

Gekoppelte QWs

Graphische Darstellung der Kopplung mit

$$\begin{aligned}
 E_m &= \frac{1}{2} \cdot (E_1 + E_2) \\
 \Delta &= \frac{1}{2} \cdot (E_1 - E_2)
 \end{aligned}
 \left. \vphantom{\begin{aligned} E_m \\ \Delta \end{aligned}} \right\} = D
 \begin{aligned}
 E_+ &= E_m + \sqrt{\Delta^2 + |W_{12}|^2} \\
 E_- &= E_m - \sqrt{\Delta^2 + |W_{12}|^2}
 \end{aligned}$$

⇒ Bei endlicher Kopplung ($W_{12} \neq 0$) kommt es zum sog. Level-Anticrossing
 ·) Korrektur am größten für $E_1 = E_2$

Für gekoppelte QWs ist W_{12} gegeben durch
 ($E_1 = E_2 = E$, $V_B = \text{Barrierehöhe}$)

$$W_{12} = 4 \left(\frac{V_B - E}{V_B} \right) \cdot \frac{E}{1 + K \cdot L_2} \cdot e^{-K \cdot L_B}$$

$$\text{mit } K = \sqrt{\frac{2 \cdot m^* \cdot (V_B - E)}{\hbar^2}}$$

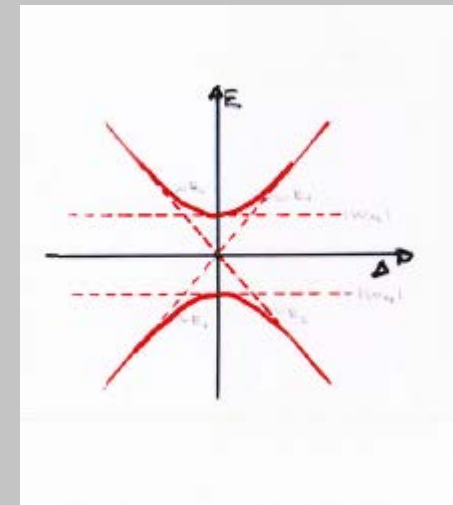
(genaue analytische Ableitung in YARIV et al., JAP 58, 3669 (1985))

Gekoppelte QWs

Typische Größenordnung:

$$\text{GaAs/AlGaAs: } L_B = 50 \text{ \AA}, m^* = 0.067 \cdot m_0$$

$$\rightarrow W_{12} \approx 1-2 \text{ meV}$$

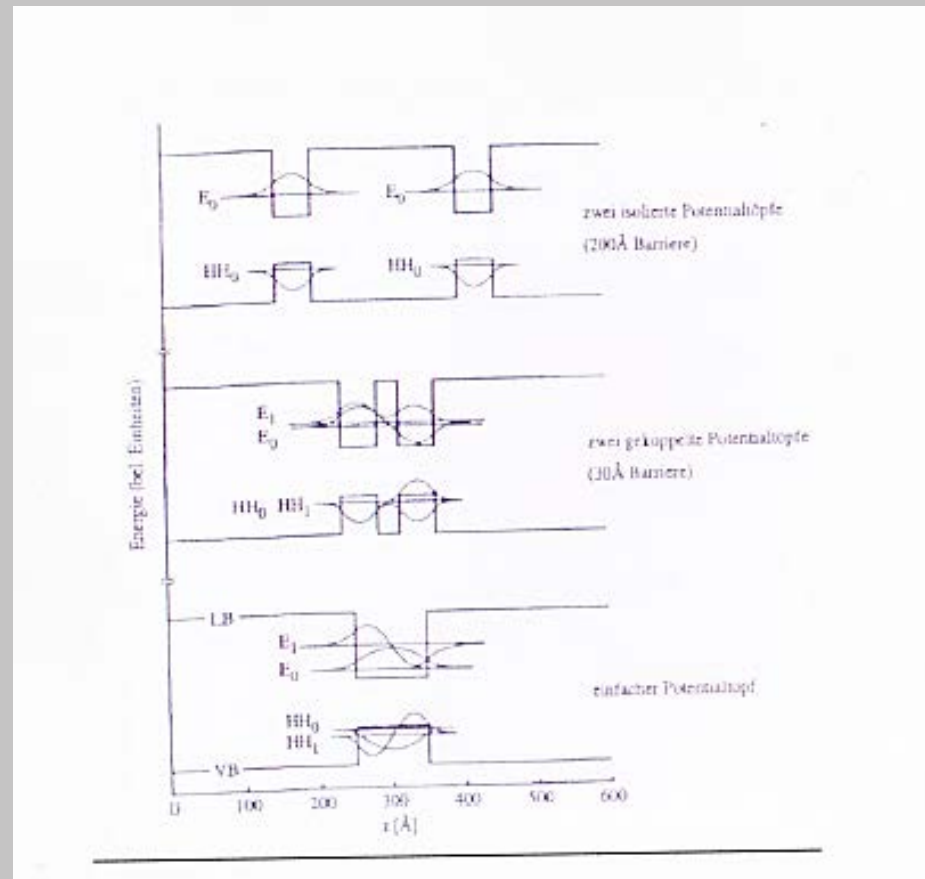


Betrachten wir jetzt den Übergang 2 QW's \rightarrow 1 QW \rightarrow 1x QW:

Bei Reduktion der Barrierendicke L_B kommt es zunächst zur Hybridisierung (bindende und anti bindende Zustände) für $L_B \rightarrow 0$ geht der anti bindende Zustand in das erste angeregte Subband über.

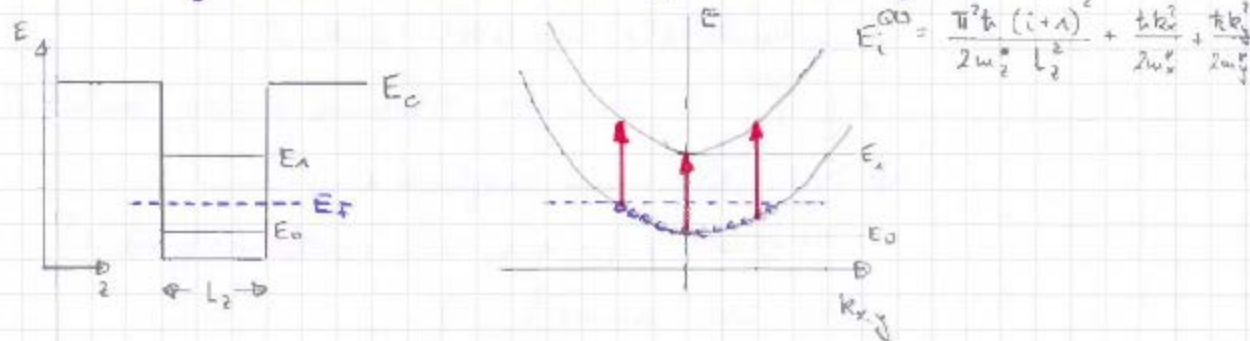
Durch die Kopplung können zusätzliche Übergänge mit Antikrossing Verhalten beobachtet werden.

Gekoppelte QWs



Interbandübergänge

Interbandübergänge sind Übergänge zwischen den elektrischen Subbändern im LB oder VB eines QW's. Für die weitere Betrachtung beschränken wir uns auf das Leitungsband.



- senkrechte optische Übergänge im $E(k)$ -Diagramm
- Die Interband-Absorption hat Resonanzverhalten
- typische Energieabstände 10 - 100 meV (Fernes bis mittleres IR)
- optische Anregung nur mit E_z -Komponente des EM-Felds möglich. Dazu betrachten wir das

Interbandübergänge

Matrixelement $\langle j_k | \vec{a}_0 \vec{p} | i_k \rangle$

a) $\vec{a}_0 \parallel x$ (oder y)

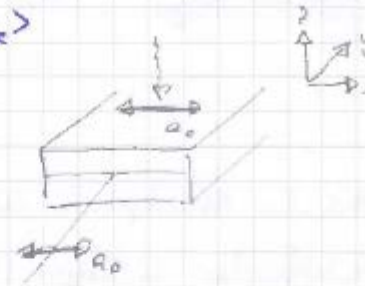
$$\vec{a}_0 \vec{p} = -i \hbar \frac{\partial}{\partial x}$$

damit wird

$$\begin{aligned} \vec{a}_0 \vec{p} \cdot \psi_{i,k}(r) &= \\ &= -i \hbar \frac{\partial}{\partial x} \exp(i k_x x) \cdot \chi(z) = \hbar k_x \cdot \psi_{i,k} \end{aligned}$$

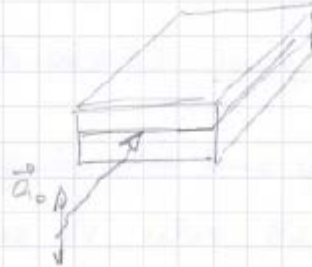
$$\langle j_k | \vec{a}_0 \vec{p} | i_k \rangle = \hbar k_x \cdot \underbrace{\langle j_k | i_k \rangle}_{\text{orthog. Zustände}} = 0$$

\rightarrow keine Absorption



Interbandübergänge

b) $\vec{a}_0 \parallel z$



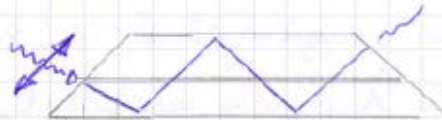
in diesem Fall wirkt $\vec{a}_0 \cdot \vec{p}$ nur auf die
 Einhüllende $\chi(z)$ des lokalen Zustands

$\langle j | \vec{p}_z | i \rangle$... die Ableitung ändert Parität!

\Rightarrow Matrixelement nur ungleich Null wenn
 $i = \text{gerade}; j = \text{ungerade}$ (oder umgekehrt)
 ist (d.h. $\Delta n = 1, 3, \dots$)

Experimentell ist diese Geometrie schwierig, da man
 seitlich einkoppeln muss.

Eine Möglichkeit:



Vielfachreflexion

Anwendung:

Spektroskopie
 IR-Detektoren

Interbandübergänge

Bei der Absorption ist aber auch die Besetzung der Subbänder wichtig (E_F).

Im einfachsten Fall haben alle Subbänder gleiche Dispersion (d.h. m^*) \Rightarrow scharfe Linien für senkrechte Übergänge

Ist $m^*(E)$ (d.h. nicht parabolisch) \Rightarrow Verbreiterung

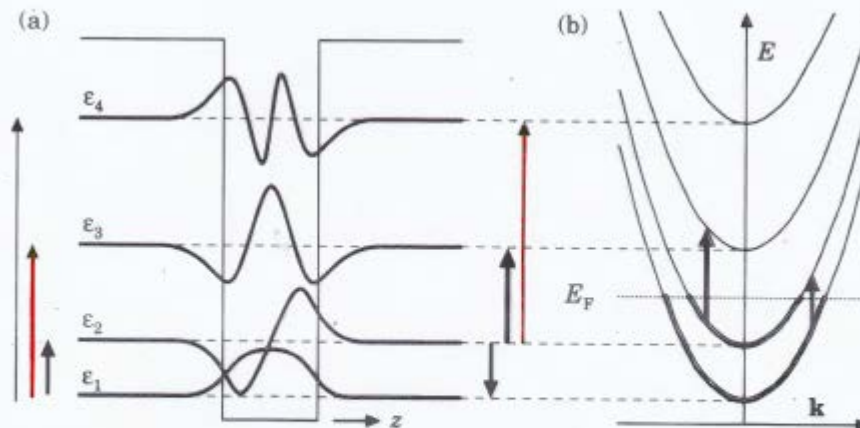


FIGURE 8.5. Absorption by transitions between states in a quantum well. (a) Wave functions along z with energy levels. The thicknesses of the arrows are rough indications of the oscillator strengths of the transitions, with broken lines signifying forbidden transitions. (b) Band structure in the transverse k -plane showing the vertical nature of the allowed transitions, which must go from filled to empty states.

Interbandübergänge

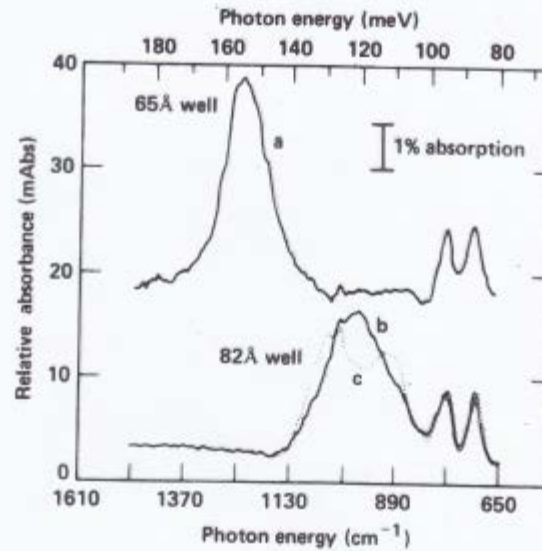
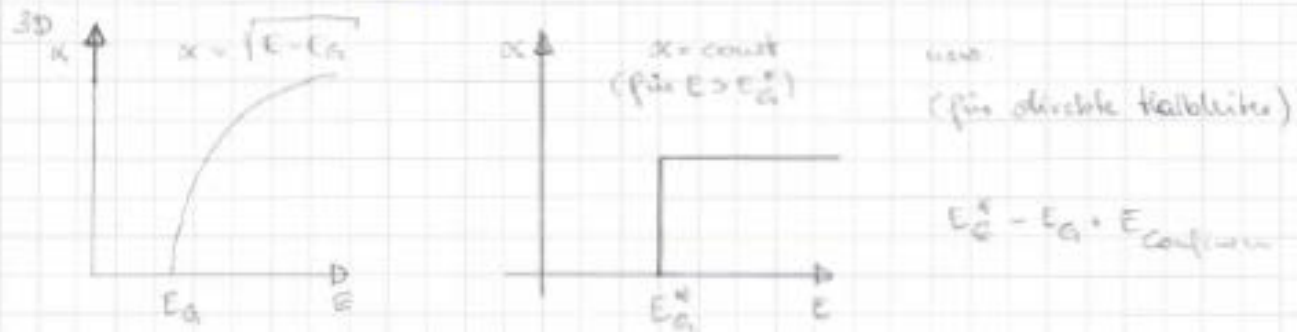


FIGURE 8.6. Measurement of absorption between subbands within a quantum well at room temperature, using layers with 50 quantum wells of width 6.5 nm for (a) and 8.2 nm for (b) and (c). Each well contains $4 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ electrons. The smaller peaks on the right are due to phonons. [Reprinted with permission from West and Eglash (1985). Copyright 1985 American Institute of Physics.]

Exzitonen

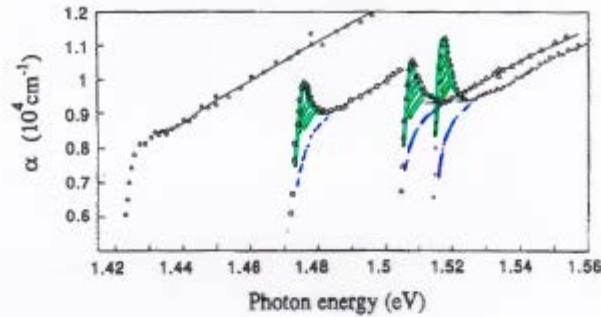
Die bisher besprochenen Interbandübergänge wurden unter Vernachlässigung der zwischen Elektronen und Loch wirkenden Coulomb-Wechselwirkung diskutiert.



In realen Systemen werden jedoch beträchtliche Abweichungen von diesem Verhalten beobachtet:

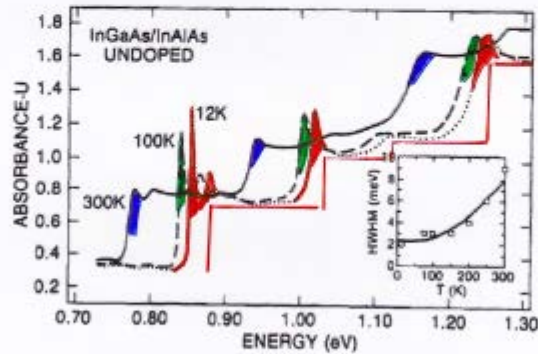
Volumens und QW Bandkantenabsorption

GaAs



(a)

InGaAs / InAlAs QW



(b)

Figure 13.4. (a) Band-edge absorption spectra of a bulk GaAs sample at $T = 294$ K (circles), 186 K (squares), 90 K (triangles), and 21 K (dots). (After Ref. 30.) (b) Absorption spectra of an $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} / \text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ quantum-well sample at $T = 300$ K (solid curve), 100 K (dashed curve), and 12 K (dotted curve). The insert shows the half-width at half-maximum (HWHM) of the first absorption peak as a function of temperature. Squares are measured data; curve is calculated. (After Ref. 32 © 1988 IEEE.)

Exzitonarten

dem stufenförmigen Anstieg der Absorption sind diskrete Linien
vergelagert

→ exzitonsche Absorption

Exzitonen sind über die Coulomb-Wechselwirkung gebundene
e-h Paare im Festkörper.

Klassifizierung:

→ Wannier-Mott Exzitonen: → über viele Gitterkonstanten delokalisierte
Bindungszustand, beschreibbar im
Effektivenmassenmodell

→ Frenkel Exzitonen: → lokalisiert auf einer (wenigen) Einheitszelle(n)
Beschreibbar nur unter Berücksichtigung der
vollen Bandstruktur

Theoretische Beschreibung - Exziton

(2-Teilchen Schrödinger Gleichung für die Relativ- und Schwerpunktsbewegung von e und h mit attraktiver Coulomb-WW)

$$H = \underbrace{\frac{\hbar^2 K_{ex}^2}{2(m_e^* + m_h^*)}}_{\text{Schwerpunkts-Bewegung}} + \underbrace{\left\{ \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r |r|} \right\}}_{\text{Relativbewegung}}$$

mit $K_{ex} = k_e - k_h$ $k = \frac{m_e^* k_e + m_h^* k_h}{m_e^* + m_h^*}$

$R = \frac{m_e^* r_e + m_h^* r_h}{m_e^* + m_h^*}$ $r = r_e - r_h$

Lösung des Schwerpunktsanteils: $\psi_{CM} = e^{iK_{ex}R}$

Der Relativanteil $F(r)$ genügt der Gleichung (in EMA)

$$\left\{ \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r |r|} \right\} F(r) = E \cdot F(r)$$

Lösung analog zum Wasserstoffproblem

$$\Rightarrow F_{u,\ell,m}(r) = R_{ul}(r) Y_{\ell m}(\theta, \varphi)$$

Laguerresche Polynome

Kugelfunktion

\Rightarrow Gesamtwellenfunktion in EMA:

$$\underline{\psi_{u,\ell,m,K_{ex}}} = e^{iK_{ex}R} \underline{F_{u,\ell,m}(r)}$$

mit u, ℓ, m = Haupt-,
Drehimpuls- und
magn. Quantenzahl

Exzitonen

Die Gesamtenergie des Exzitons hängt für isotrope effektive Massen nur von k_{ex} und n ab.

$$E_{n, k_{ex}} = E_G - \frac{R^*}{n^2} + \frac{\hbar^2}{2(m_e^* + m_h^*)} \cdot k_{ex}^2$$

$n = 1, 2, \dots$ für 3D

mit $R^* = \text{effektives Rydberg} = \frac{m_r^* e^4}{2(4\pi \epsilon_0 \epsilon_r)^2 \hbar^2} = \frac{m_r^*}{\epsilon_r^2} \cdot R_y$

$$a_B^* = \frac{4\pi \epsilon_0 \hbar^2}{m_r e^2} = \frac{\epsilon_r}{m_r} \cdot a_B$$

$$R_y = 13.6 \text{ eV}$$

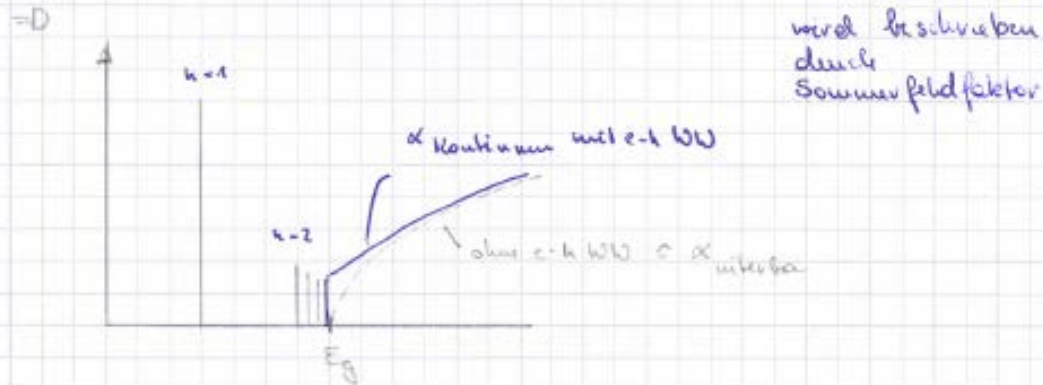
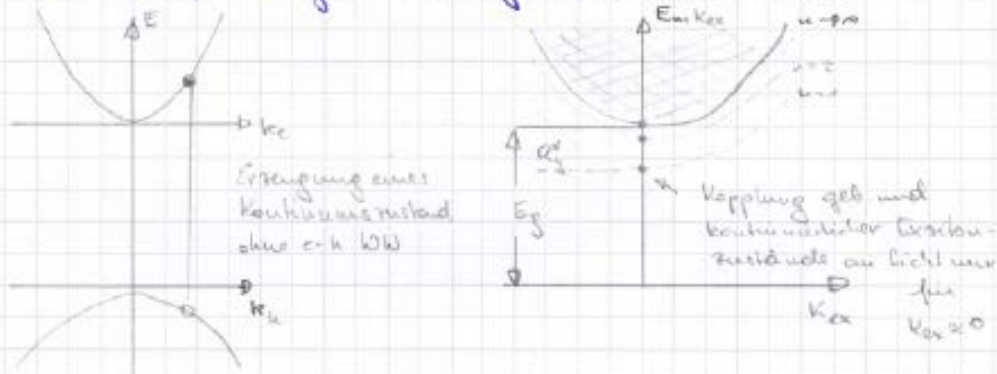
$$a_B = 0.529 \text{ \AA}$$

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}$$

$a_B^* \approx 100 \text{ \AA}$ d.h. in einem QW wird Exziton stark "eingezugt" wenn $L < 2a_B^*$

Exzitonen

Exzitonen sind elementare Anregungen, die nicht im Euklitischen $E(k)$ -Diagramm dargestellt werden können



Exzitonen

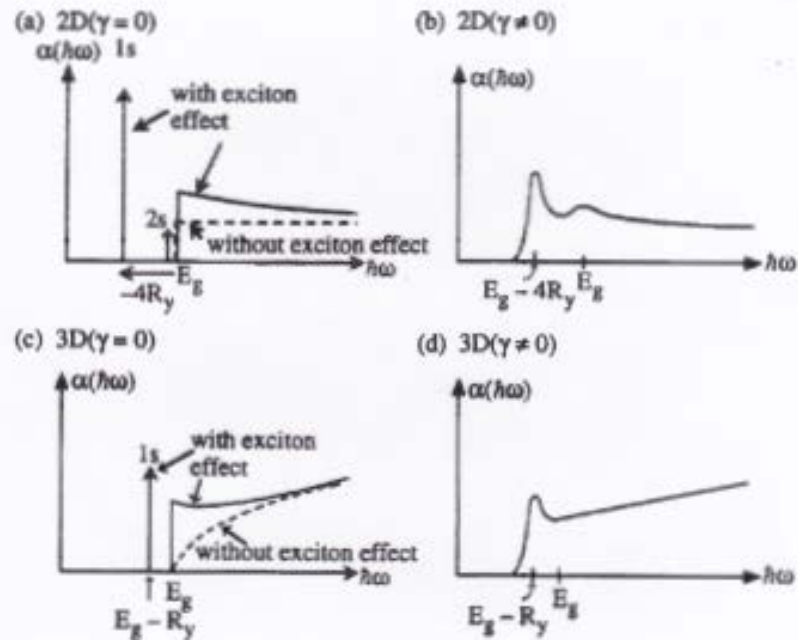


Figure 13.3. Absorption spectra for a two-dimensional (2D) exciton with (a) a zero linewidth and (b) a finite linewidth, and a three-dimensional (3D) exciton with (c) a zero linewidth and (d) a finite linewidth.

Exzitonsche Absorption

Exzitonsche Absorption:

a) $\hbar\omega < E_g$

Absorption des n -ten Zustands := $\alpha_n(\hbar\omega)$

$$\alpha_n(\hbar\omega) = \frac{\bar{n} e^2 k}{2\hbar \epsilon_0 c m_0 \hbar\omega} E_p a_p \underbrace{\frac{1}{\bar{n} a_0^3 n^3}}_{\substack{\text{Position der} \\ \text{Absorptionslinie}}} \delta(E_{2n}^* - \hbar\omega)$$

$$\frac{1}{a_0^3 n^3} \sim F_{n, r=0}(r=0)$$

Die Absorption ist proportional zur Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Exziton Wellenfunktion bei $r=0$.

*) Die reduzierte Zustandsdichte der Interbandabsorption Beim ohne Coulomb-WK würde durch eine Serie von δ -Funktionen ersetzt.

$$N_{cv}(\hbar\omega) \rightarrow \frac{\delta(\bar{E}_{2n}^* - \hbar\omega)}{\bar{n} a_0^3 n^3}$$

*) Nur s -Zustände tragen zur Absorption bei (gilt für HL mit p -artigen VB und s -artigen LZ)

*) Die Absorption nimmt mit $1/n^3$ ab

Zur phänomenologischen Beschreibung endlicher Linienbreite σ können die δ -Funktionen auch z.B. Gauß-verbreitert werden.

$$\alpha_n(\hbar\omega) = \frac{\bar{n} e^2 k}{2\hbar \epsilon_0 c m_0 \hbar\omega} E_p a_p \left(\frac{1}{\sqrt{1,44 \cdot \bar{n}}} \cdot \frac{1}{\bar{n}} \cdot \frac{1}{\bar{n} a_0^3 n^3} \cdot \exp\left(-\frac{(\hbar\omega - \bar{E}_{2n}^*)^2}{1,44 \cdot \sigma^2}\right) \right)$$

Eine Gauß-Verbreiterung ist geeignet um homogene Linienverbreiterungen zu beschreiben: z.B. durch QW-Breiten-schwankungen

Exzitonische Absorption

b) $\hbar\omega \approx E_g$

Die Wahrscheinlichkeit $D_{ex}(\epsilon)$ steigt in der Nähe des Kontinuums

$$D_{ex}(\epsilon) = 2 \cdot \frac{dU}{dE} = \frac{U^3}{R^*}$$

Die reduzierte Zustandsdichte N_{cv} wird ersetzt durch $\frac{1}{\pi \cdot a_0^3 R^*}$

Durch Koeffizientenvergleich ergibt sich

$$\alpha_{\hbar\omega \approx E_g} = \alpha_{\text{Interband}}^{\text{(ohne Coulomb-WB)}} \cdot \frac{2\pi R^{*1/2}}{(\hbar\omega - E_g)^{1/2}} = \text{konst.}$$

d.h. bei Berücksichtigung der Coulomb-WB wird $\alpha(\hbar\omega)$ bei $\hbar\omega - E_g$ nicht Null sondern bleibt konstant

c) $\hbar\omega \geq E_g$

$$\alpha_{\text{Kontinuum, Ex}}(\hbar\omega) = \alpha_{\text{Interband}}^{\text{(ohne (b-WB))}} \cdot \frac{\bar{n} \cdot x \cdot e}{\sinh(\bar{n} \cdot x)}$$

$$\text{mit } x = \frac{R^*}{\sqrt{\hbar\omega - E_g}}$$

d.h. Auch im Kontinuum, oberhalb von E_g wird die Absorption bei Berücksichtigung der Coulomb-WB erhöht.

Exzitonische Absorption

Beim: Der Einfluss der Coulomb-WG wird auch als Sommerfeldfaktor bezeichnet.

Typische Größenordnungen:

GaAs:	$R^* \approx 4.4 \text{ meV}$	$a_0 \approx 112 \text{ \AA}$
InP:	$R^* \approx 5.1 \text{ meV}$	$a_0 \approx 113 \text{ \AA}$
ZnSe:	$R^* \approx 19.9 \text{ meV}$	$a_0 \approx 10.7 \text{ \AA}$
GaN:	$R^* \approx 26 \text{ meV}$	$a_0 \approx 5 \text{ \AA}$

Exzitonen in QWs

4.6.2 Exzitonen in Quanten Wells

Für QW-Strukturen mit endlicher Barrierenhöhe ist eine numerische Lösung erforderlich.

Beispiel:

$$H = \frac{\hbar^2 k_{xy}^2}{2m_r^*} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e^*} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_h^*} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r|r_0-r_1|} + V_{QW}(z_0) + V_{QW}(z_1)$$

Zur Lösung dieses Problems werden häufig Variationsrechnungen unter Verwendung numerischer Wellenfunktionen in z-Richtung und analytischer, parametrisierter WF in x-y-Richtung verwendet. Variiert wird meistens lediglich der Exzitonendurchmesser in x-y-Richtung für den 1s-Grundzustand.

⇒ Exziton-Bindungsenergie und -Durchmesser

Im analytischen Grenzfall (d_{QW} → ∞) unendl. hohe Barrieren) gilt:

Sommerfeldfaktor

<p style="text-align: center;">2D</p> $E_n = -R^* \frac{1}{(n + \frac{1}{2})^2} \quad \text{mit } n = 0, 1, \dots$ $\Rightarrow E_0 = -4R^*$ $\psi(r) = e^{-\alpha \frac{r}{2}}$ <p>mit $\alpha = \frac{2}{a_0 \cdot (n + \frac{1}{2})}$</p> <p>und $a_0 = \frac{\hbar^2 \cdot 4\pi \epsilon_0 \epsilon_r}{(m_r^* e^2)}$</p>		<p style="text-align: center;">3D</p> $E_n = -R^* \frac{1}{n^2} \quad \text{mit } n = 1, 2, \dots$ $E_1 = -R^*$ $\psi(r) = e^{-\alpha \frac{r}{2}}$ $\alpha = \frac{2}{a_0 \cdot n}$
--	--	--

Sommerfeldfaktor

3D:

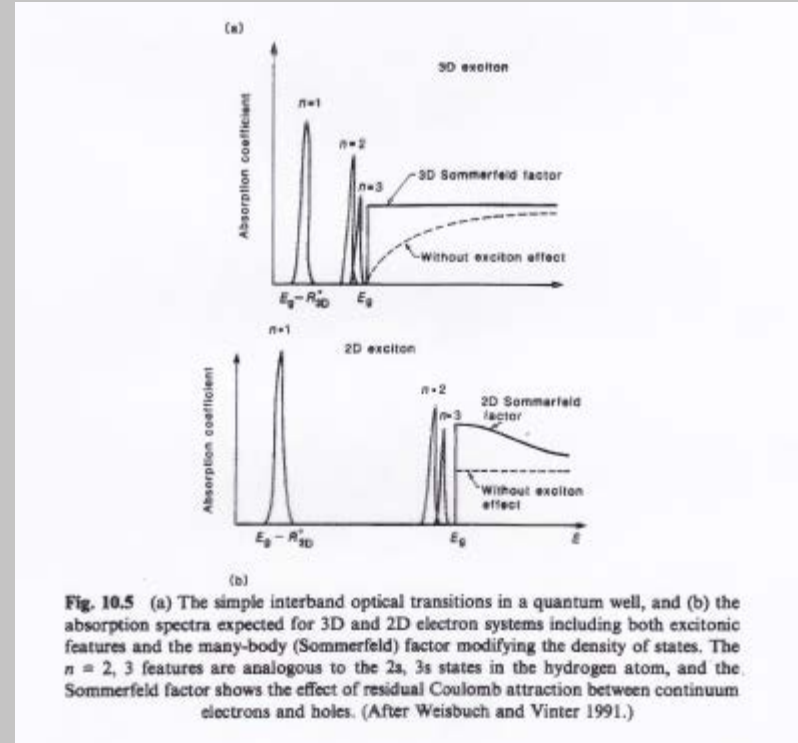
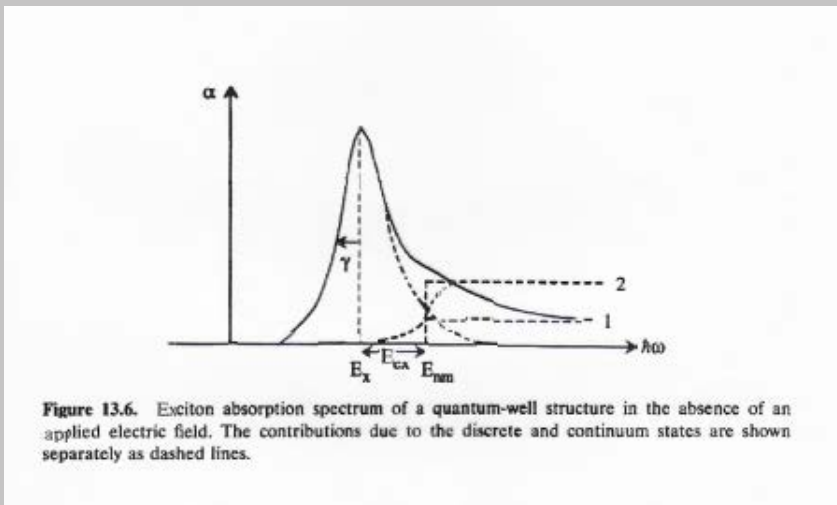
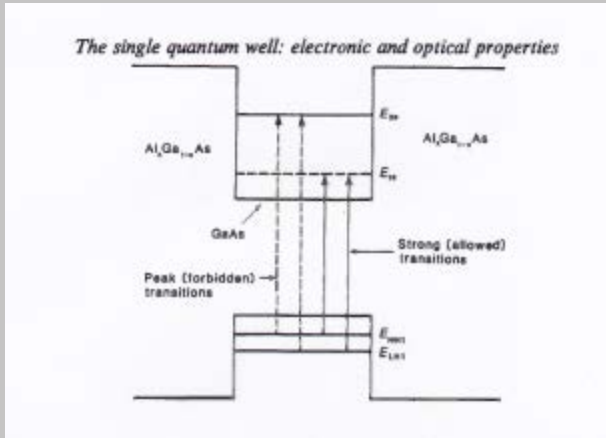
$$S_{3D}(\epsilon) = \frac{\frac{2\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{E}}}{1 - e^{-2\sqrt{\epsilon}}}$$

2D:

$$S_{2D}(\epsilon) = \frac{2}{1 + \exp(-\frac{\sqrt{\epsilon}}{E})}$$

mit $\epsilon = \frac{\hbar^2 \cdot E_g}{R_g^*}$

Optische Übergänge im QW



Absorptionskoeffizienten

Table 13.1 Absorption Coefficients due to Exciton Bound and Continuum States

$$\varepsilon = \frac{\hbar\omega - E_g}{R_y} \quad A_0 = \frac{\pi e^2 |\hat{e} \cdot \mathbf{p}_{cv}|^2}{n_r c \varepsilon_0 \omega m_0^2} \quad a_0 = \frac{\hbar^2}{m_r} \left(\frac{4\pi\varepsilon_s}{e^2} \right) \quad R_y = \frac{m_r e^4}{2\hbar^2 (4\pi\varepsilon_s)^2}$$

Bound States	Continuum States
--------------	------------------

Two-Dimensional Exciton

ZERO LINEWIDTH

$$A_0 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{2}{\pi a_0^2 (n - \frac{1}{2})^3} \right] \frac{1}{R_y} \delta \left(\varepsilon + \frac{1}{(n - \frac{1}{2})^2} \right) \quad \frac{A_0}{2\pi R_y a_0^2} S_{2D}(\varepsilon)$$

$$S_{2D}(\varepsilon) = \frac{2}{1 + \exp(-2\pi/\sqrt{\varepsilon})}$$

FINITE LINEWIDTH

$$A_0 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{2}{\pi a_0^2 (n - \frac{1}{2})^3} \right] \frac{1}{R_y} \frac{\gamma/\pi}{\left[\varepsilon + \frac{1}{(n - \frac{1}{2})^2} \right]^2 + \gamma^2} \quad \frac{A_0}{2\pi R_y a_0^2} \int_0^{\infty} \frac{d\varepsilon'}{\pi} \frac{\gamma S_{2D}(\varepsilon')}{(\varepsilon' - \varepsilon)^2 + \gamma^2}$$

Three-Dimensional Exciton

ZERO LINEWIDTH

$$A_0 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{2}{\pi a_0^3 n^3} \right) \frac{1}{R_y} \delta \left(\varepsilon + \frac{1}{n^2} \right) \quad \frac{A_0}{2\pi^2 R_y a_0^3} \sqrt{\varepsilon} S_{3D}(\varepsilon)$$

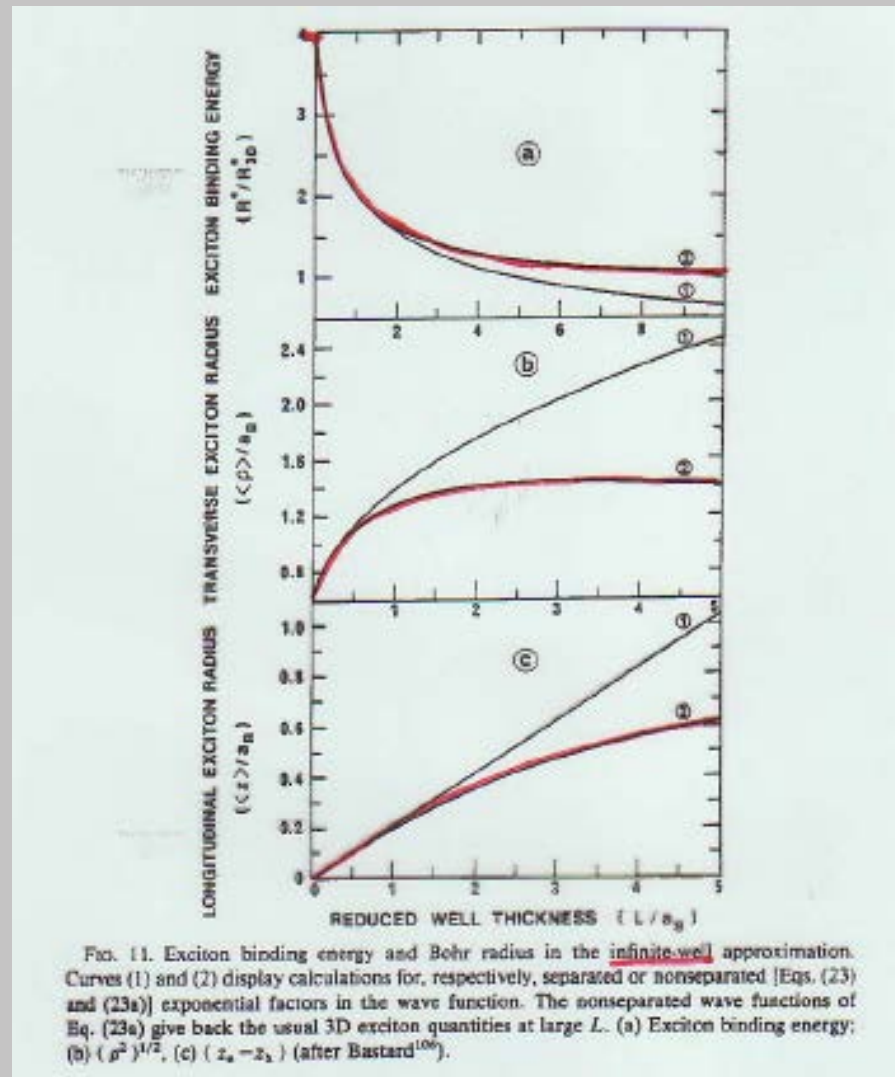
$$S_{3D}(\varepsilon) = \frac{2\pi/\sqrt{\varepsilon}}{1 - e^{-2\pi/\sqrt{\varepsilon}}}$$

FINITE LINEWIDTH

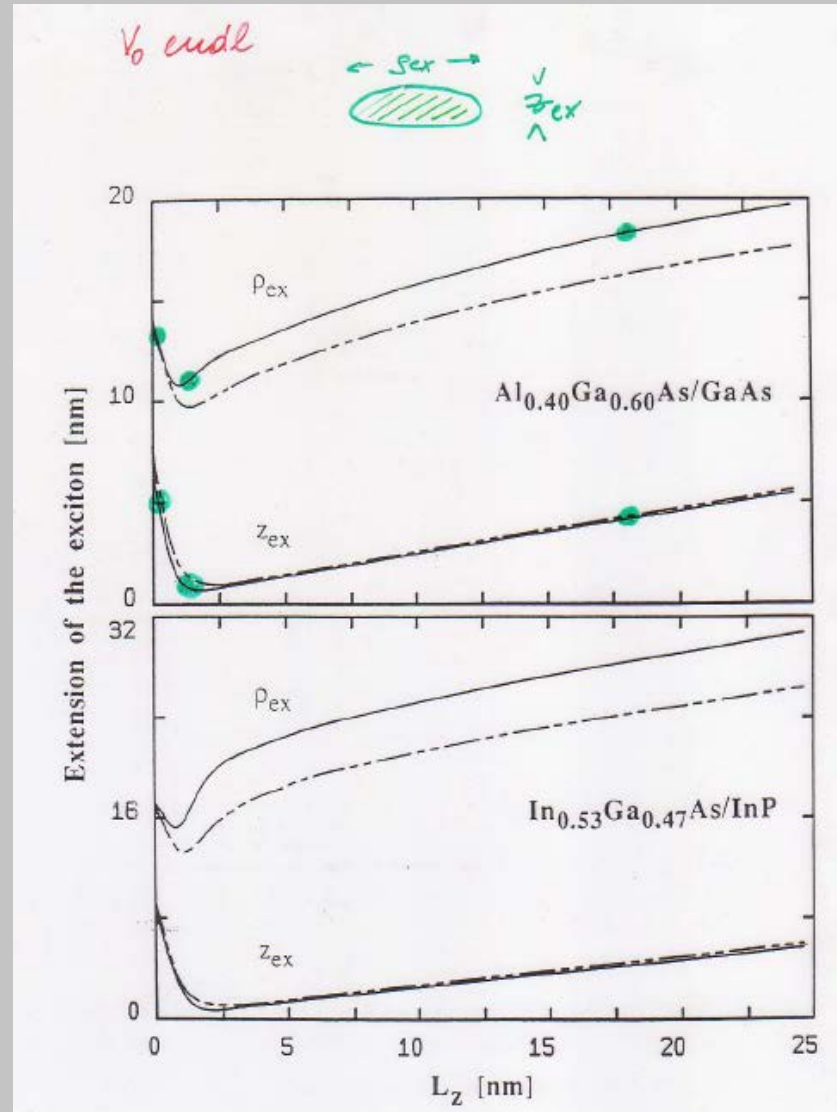
$$A_0 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{2}{\pi a_0^3 n^3} \right) \frac{1}{R_y} \frac{\gamma/\pi}{\left(\varepsilon + \frac{1}{n^2} \right)^2 + \gamma^2} \quad \frac{A_0}{2\pi^2 R_y a_0^3} \int_0^{\infty} \frac{d\varepsilon'}{\pi} \frac{\gamma \sqrt{\varepsilon'} S_{3D}(\varepsilon')}{(\varepsilon' - \varepsilon)^2 + \gamma^2}$$

The above results for both 2D and 3D excitons are summarized in Table 13.1. The absorption spectra for a finite linewidth and zero linewidth are plotted in Fig. 13.3 for comparison.

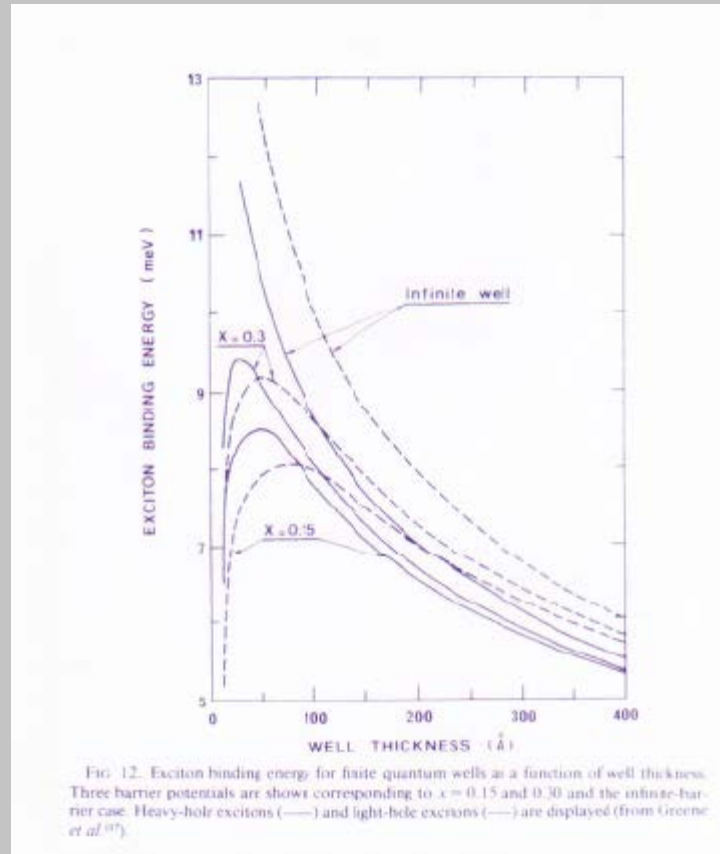
Exzitonische Bindungsenergie



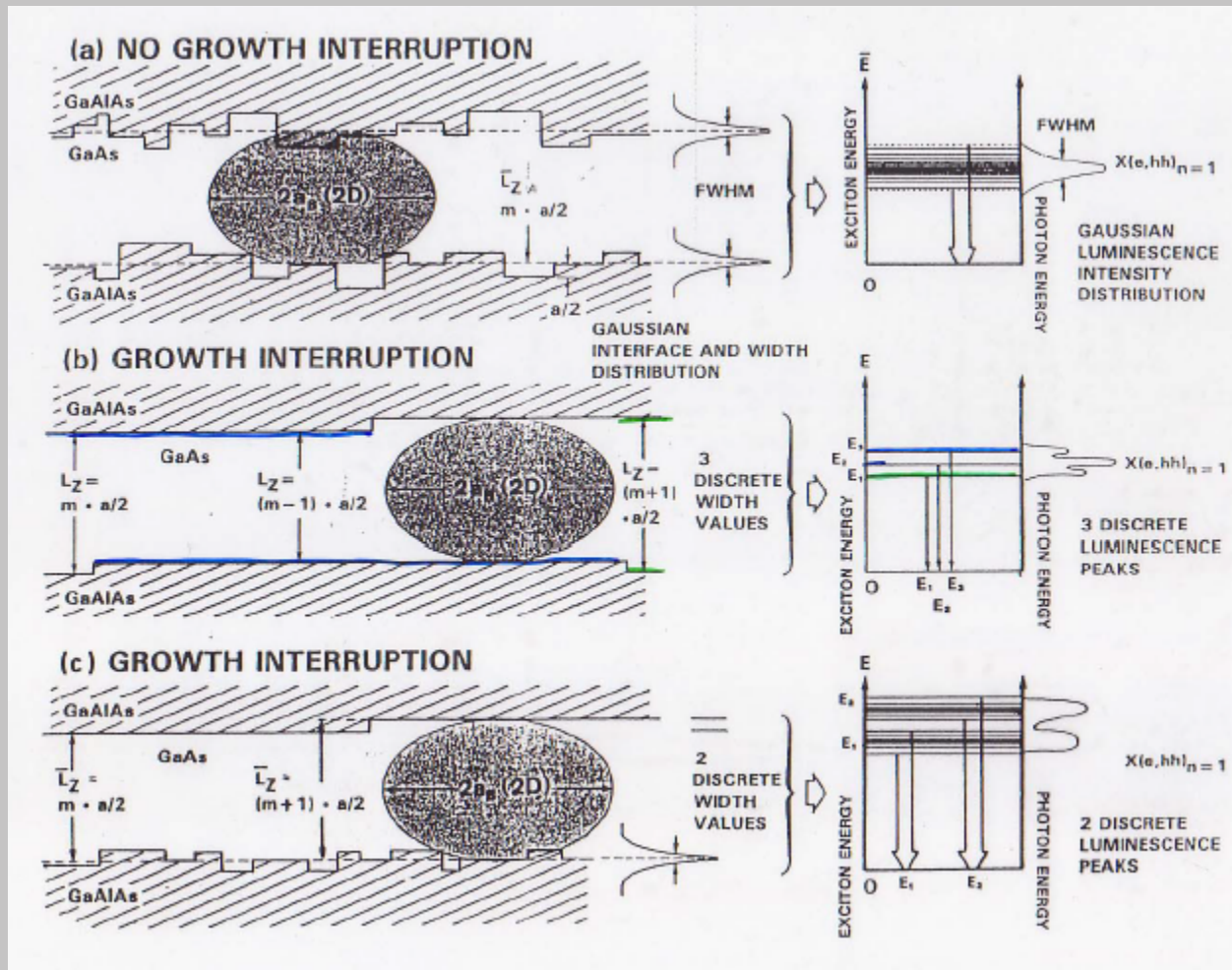
Exzitonische Bindungsenergie



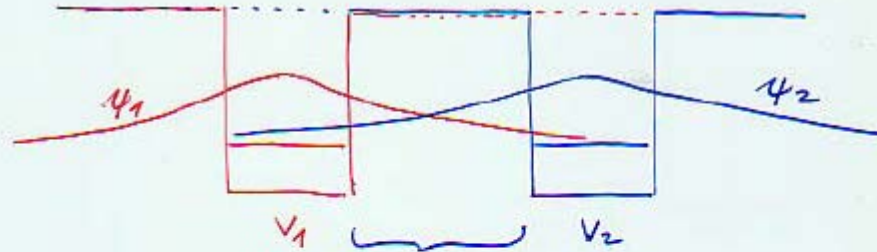
Ausdehnung der Exzitonen



Interfacerauhigkeit



Gekoppelte QWs - Übergitter



Wenn die Barrierendicke abnimmt
 kann die 2-QW Struktur mit dem
 Tight Binding Modell analysiert werden.

Der Überlapp der Wellenfunktionen
 in dem QW wird als Störung behandelt
 das gibt

$$V_{12} = \langle \psi_1 | H | \psi_2 \rangle = \langle \psi_1 | V_2 | \psi_2 \rangle = \langle \psi_2 | V_1 | \psi_1 \rangle$$

$\psi_1, \psi_2 \dots$ ungest. Wellenfunktionen in
 QW1 und QW2

Gekoppelte QWs - Übergitter

dies gibt Energieeigenwerte

$$E = E_1 + \underline{\hat{V}_1} \pm |V_{12}|$$

$$\hat{V}_1 = \langle \psi_1 | V_2(z) | \psi_1 \rangle = \langle \psi_2 | V_1(z) | \psi_2 \rangle$$

Effekt von V_1 auf ψ_2 bzw. V_2 auf ψ_1 } Shift

Die Zustände spalten auf in 2 Zust.
 mit $\Delta E = 2 \cdot |V_{12}|$

Für N gekoppelte QW gibt dies eine
 Aufspaltung in Bänder mit
 $2N$ Zuständen

Betrachten nun Kette von N QW's

Gekoppelte QWs - Übergitter



mit einer Bloch-artigen Wellenfunkt.

$$\psi_{\vec{q}}^{(i)}(z) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_n e^{i\vec{q}n d} \psi_{loc}^i(z - n d)$$

\vec{q} ist der Bloch-Wellenvektor

$\psi_{loc}^i(z - n d)$ ist die i -te Wellenfunkt. des QW's bei $z = n d$

Nimmt man (nur) nächste Nachbar QW Wechselwirkung an, so erhält man Energie

$$E_i(\vec{q}) = E_i + \underbrace{J_i}_{\text{Shift}} + 2 \underbrace{t_1}_{\text{Aufspaltung}} \cos \vec{q} d$$

Gekoppelte QWs - Übergitter

wobei

$$J_i = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{loc}^i(z-d) V(z) \psi_{loc}^i(z-d) dz$$

Einfl. des Nachbarpot.

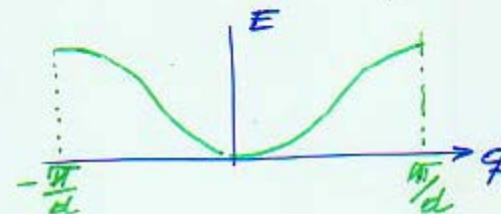
$$t_i = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{loc}^i(z) (V(z)) \psi_{loc}^i(z-d) dz$$

Aufspaltung durch Überlapp

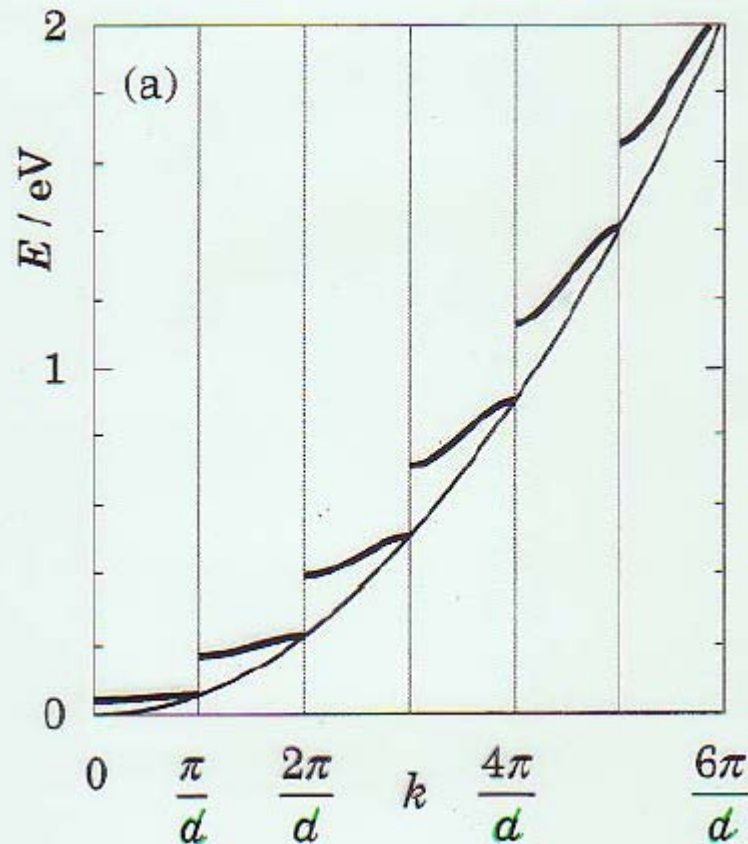
Der Faktor $2t_1$ gibt eine "Bandbreite" von $4t_1$ im Vergleich zu $2V_0$ beim Doppel QW
 Dies kommt davon, dass in der Kette jeder QW 2 Nachbarn besitzt.

q kann nur diskrete Werte annehmen ($\frac{\bar{v}}{N \cdot d}$ $\bar{v} = 1 \dots N$)

ΔL -Bänder mit $2N$ Elektronen inst.



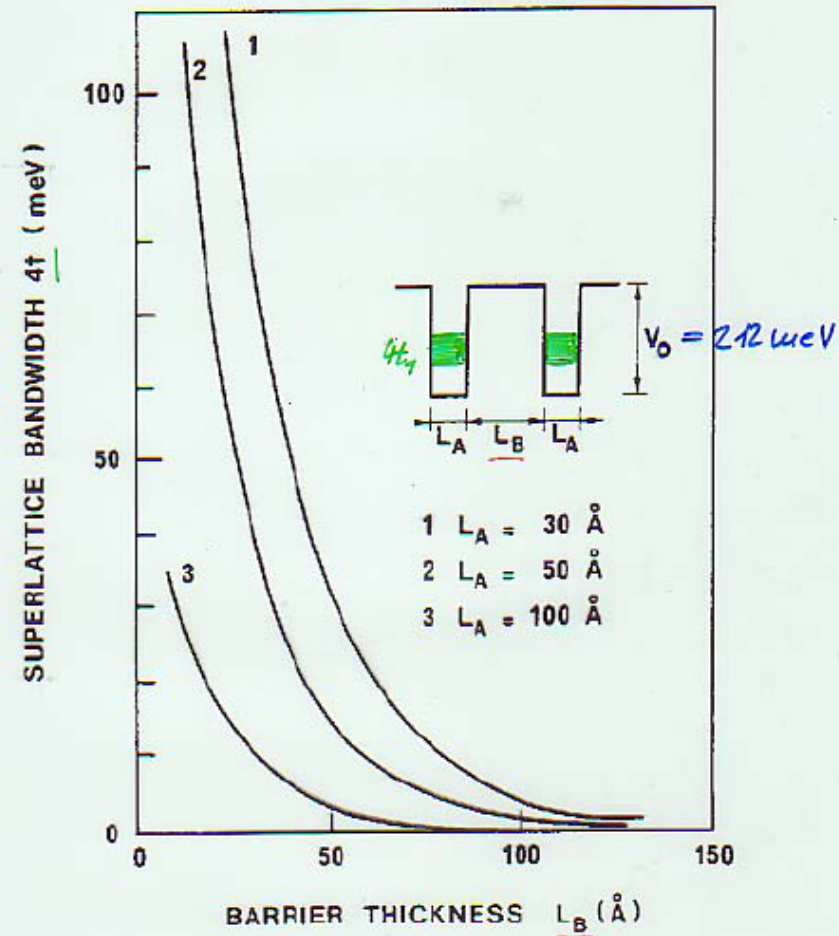
Gekoppelte QWs - Übergitter



"Minibands" eines SL

⇒ künstliche Kristalle
mit einstellbarer Energielücke
(IR-Absorption)

Gekoppelte QWs - Übergitter



Breite des Grundzustands eines
 GaAs / Ga_{0.18}Al_{0.2}As SL

Gekoppelte QWs - Übergitter

SL - Zustandsdichte

Die Dispersion der 2N Zustände im SL-Band zerstört die stufenartige 2D-Zustandsdichte im QW.

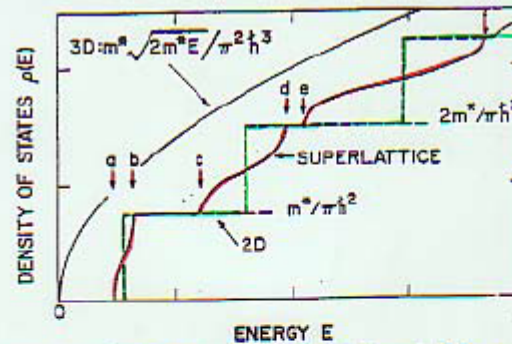


FIG. 17. Comparison of the DOS of a superlattice with that of a 2D system (—) and a 3D isotropic system. Note the broadening of the superlattice band with band index as the overlap of wave functions increases with energy E in the tight-binding description, increasing the transfer matrix element t_i (Reprinted with permission from World Scientific Pub. Co., L. Esaki, "Recent Topics in Semiconductor Physics" (H. Kamimura and Y. Toyozawa, eds.), 1983.)

$$S_H(E) = N \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \arccos \left(\frac{E_i - E_i - \Delta_i}{2t_i} \right)$$

Gekoppelte QWs - Übergitter

Bei Übergitter (SL) kann die
 Kopplung zwischen den einzelnen
 QW's durch \vec{E} -Feld aufgehoben
 werden

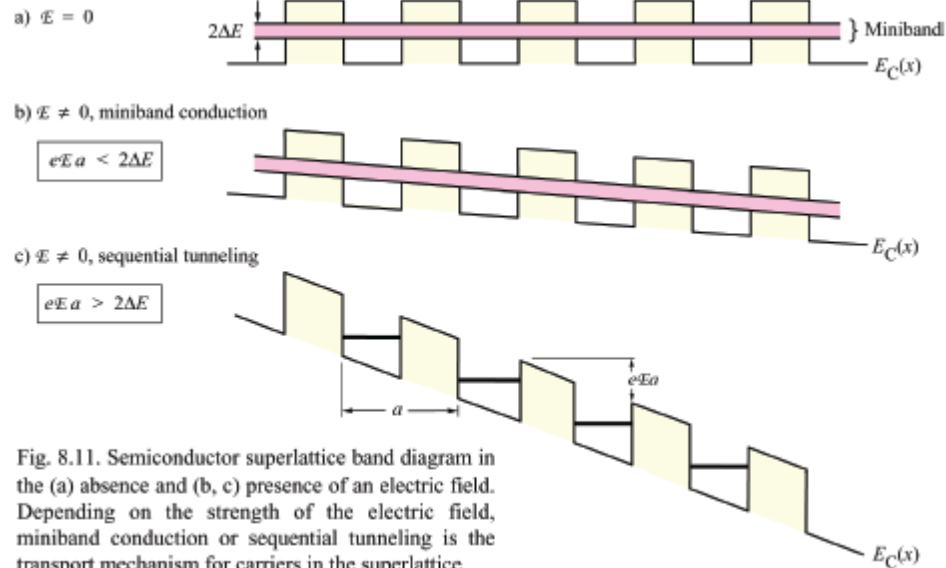
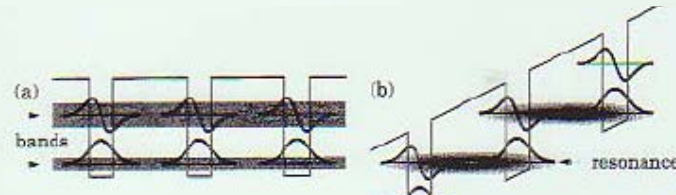
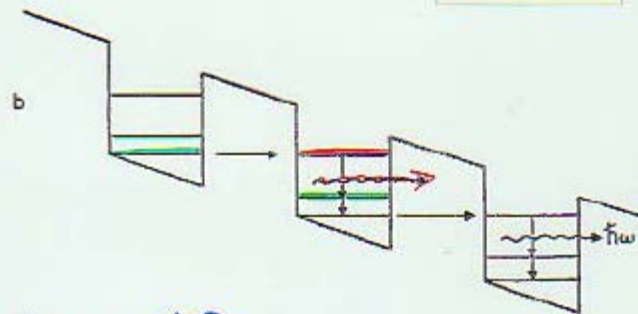


Fig. 8.11. Semiconductor superlattice band diagram in the (a) absence and (b, c) presence of an electric field. Depending on the strength of the electric field, miniband conduction or sequential tunneling is the transport mechanism for carriers in the superlattice.

Intersubband quantum cascade laser (QCL)

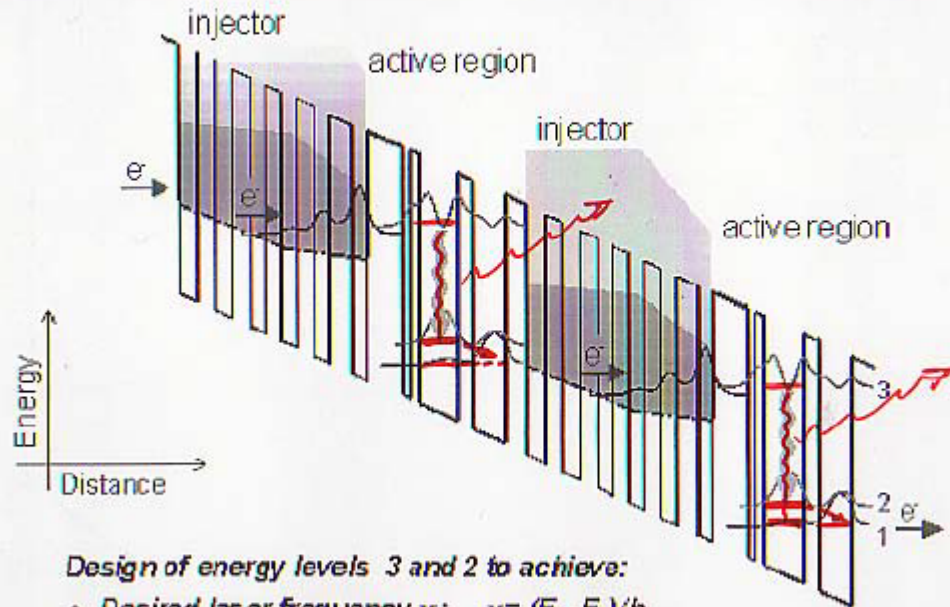
Für bestimmte Feldstärken kommt es zu resonantem Tunneln zwischen Zuständen mit ungleichem n .
(Inversion der Besetzung)



Grundlage für
intersubband quantum cascade laser
(IR-Laser)

Quantum design of QC-laser

J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D. L. Sivco, J. N. Baillargeon, A. L. Hutchinson, S. N. G. Chu,
 and A. Y. Cho, *Appl. Phys. Lett.* **68**, pp. 3680-3682 (1996).



Design of energy levels 3 and 2 to achieve:

- ◆ **Desired laser frequency ν : $\nu = (E_3 - E_2)/h$**
- ◆ **Light amplification: level 3 full of electrons; level 2 empty of electrons**