

Übersicht über die Vorlesung

- I. Einleitung
- II. Optik in Halbleiterbauelementen
- III. Herstellungstechnologien
- IV. Halbleiterleuchtdioden
- V. Quantenmechanische Grundlagen der Optoelektronik
- VI. Laserdioden
- VII. Modulatoren
- VIII.1 Akustooptische Modulatoren
- VIII.2 Elektrooptische Modulatoren
- VIII.3 Magnetooptische Modulatoren
- VIII.4 Halbleitermodulatoren

In den meisten Modulatoransätzen werden Phasenunterschiede ausgenutzt:

$$\vec{E} = \vec{e}_1 E_1 \exp[j(\omega t - kz + \varphi_1)] + \vec{e}_2 E_2 \exp[j(\omega t - kz + \varphi_2)]$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \lambda = \frac{c}{f} \quad c = \frac{c_0}{n}$$

- Licht kann polarisiert sein → Drehung, Filterung
- EM-Wellen haben eine Phase → Interferenz
- Photonen können absorbiert werden → Elektroabsorption
- Licht kann gebeugt werden → Schaltbare Gitter

$$\vec{E} = \vec{e}_x E_1 \exp[j(\omega t - kz + \varphi_1)] + \vec{e}_y E_2 \exp[j(\omega t - kz + \varphi_2)]$$

$$\varphi_x - \varphi_y = \Delta\varphi$$

- linear polarisiertes Licht
- zirkular polarisiertes Licht

1. Drehung der Polarisationsrichtung
2. Änderung von zirkular \longleftrightarrow linear

$$\vec{E} = \vec{e}_1 E_1 \exp[j(\omega t - kz + \varphi_1)] + \vec{e}_1 E_2 \exp[j(\omega t - kz + \varphi_2)]$$

Phasenunterschied bzw. Gangunterschied

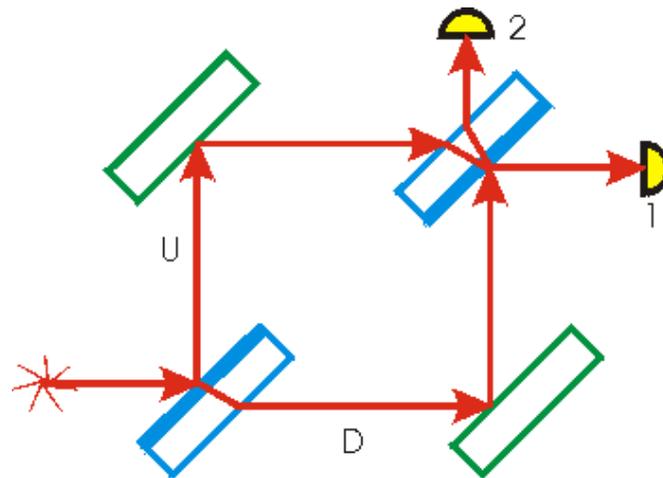


Abb.: Schema eines Interferometers

1. Verändern der Laufstrecke
2. Verändern der Ausbreitungsgeschwindigkeit

Übersicht über Modulationsprinzipien

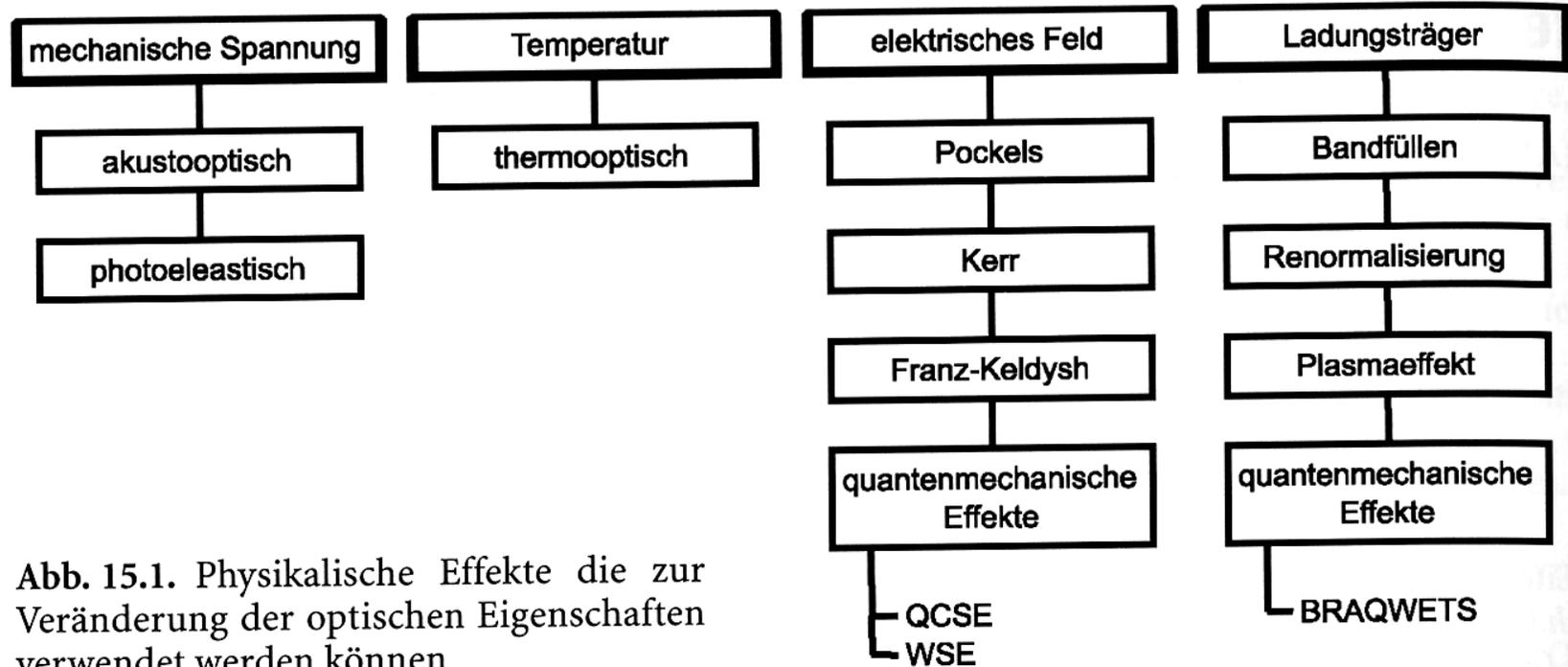


Abb. 15.1. Physikalische Effekte die zur Veränderung der optischen Eigenschaften verwendet werden können

Weitere Verfahren: Flüssigkristalle, Bubbles ...

Übersicht über die Vorlesung

- I. Einleitung
- II. Optik in Halbleiterbauelementen
- III. Herstellungstechnologien
- IV. Halbleiterleuchtdioden
- V. Quantenmechanische Grundlagen der Optoelektronik
- VI. Laserdioden
- VII. Betrieb von Leucht- und Laserdioden
- VIII. Modulatoren

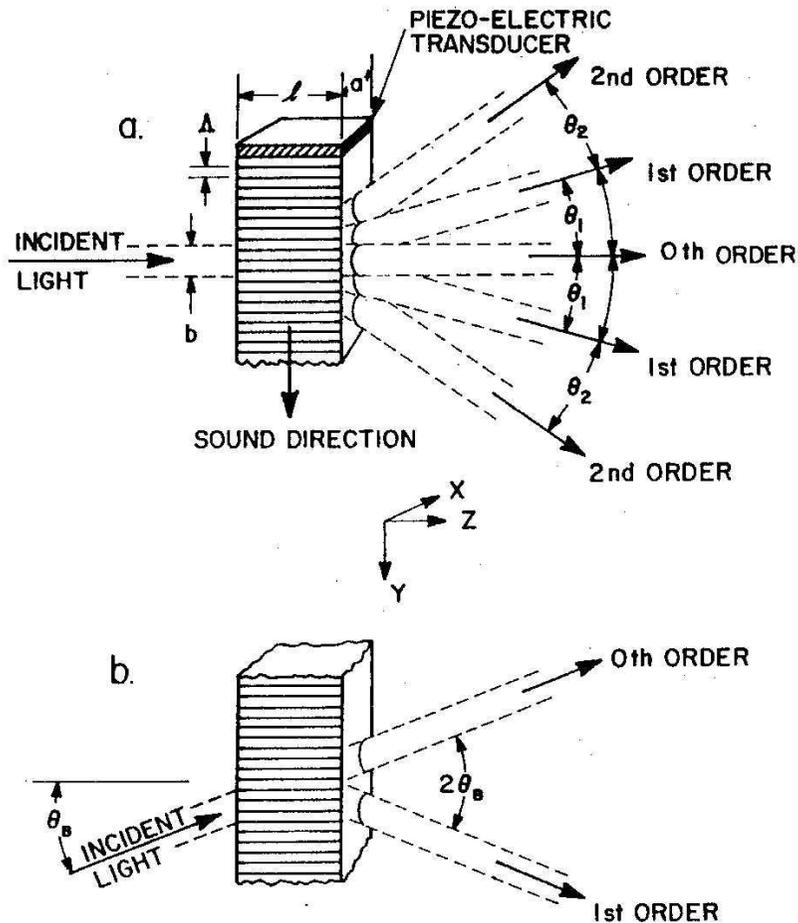
VIII.1 Akustooptische Modulatoren

VIII.2. Elektrooptische Modulatoren

VIII.3 Magnetooptische Modulatoren

VIII.4. Halbleitermodulatoren

Beugung am (dynamischen) Gitter



$$\sin(\theta) = \frac{n\lambda}{g}$$

Abb.: Akustooptische Beugungsgitter

Akustooptische Modulatoren

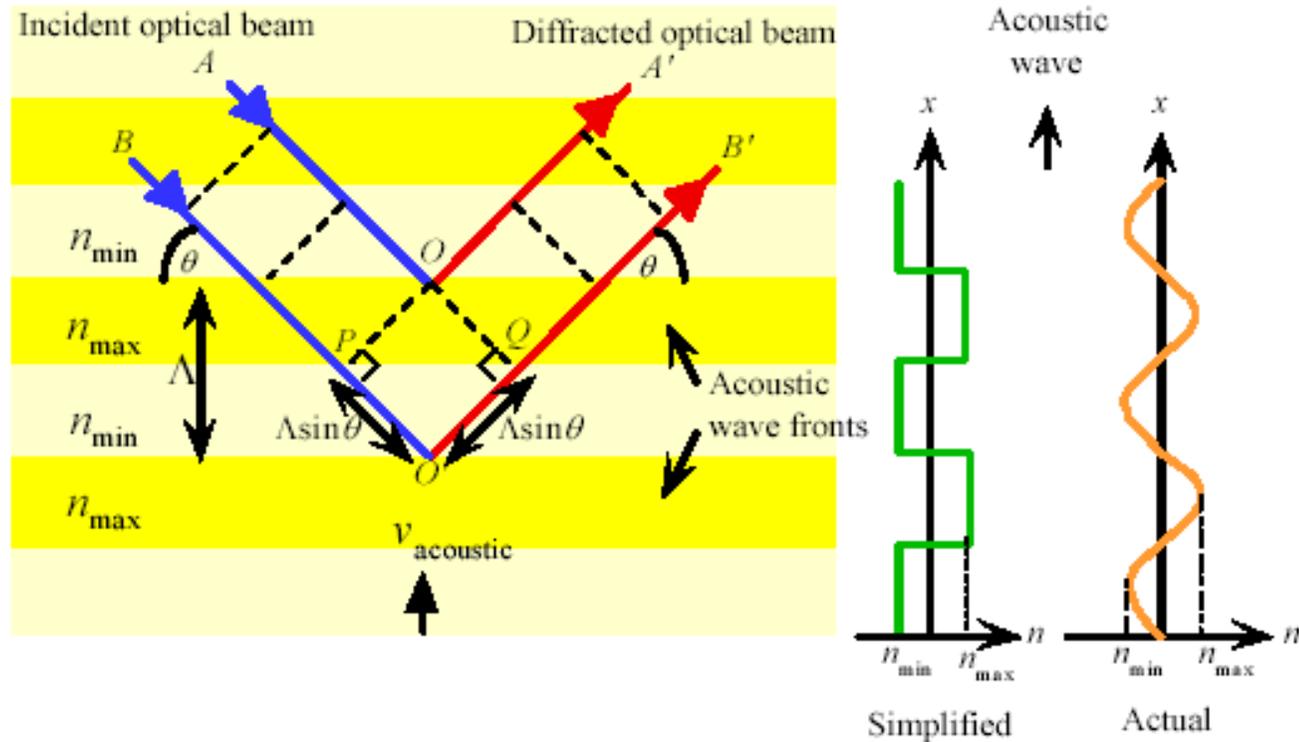


Figure of merit M_2

MATERIAL	OPTICAL RANGE (micron)	OPTICAL POLARIZATION	MAX CW LASER POWER (watt/mm ²)	REFRACTIVE INDEX	ACOUSTIC MODE	ACOUSTIC VELOCITY (km/sec)	FIGURE OF MERIT $\times 10^{-15} \text{ m}^2/\text{w}$	MODULATOR SERIES
Chalcogenide Glass	1.0 - 2.2	Random	0.5	2.7	L	2.52	164	AMM-0-0
Flint Glass SF6	0.45 - 2.0	Random	0.7	1.8	L	3.51	8	FGM-0-0
Fused Quartz	0.2 - 4.5	Linear	> 100	1.46	L	5.96	1.56	FQM-0-0
Gallium Phosphide	0.59 - 10.0	Linear	5	3.3	L	6.3	44	GPM-0-0
Germanium	2.0 - 12.0	Linear	2.5	4.0	L	5.5	180	GEM-0-0
Indium Phosphide	1.0 - 1.6	Linear	5	3.3	L	5.1	80	IPM-0-0
Lithium Niobate	0.6 - 4.5	Linear	0.5	2.2	L	6.6	7	LNM-0-0
Lithium Niobate	0.6 - 4.5	Linear	0.5	2.2	S	3.6	15	LNM-0-0
Tellurium Oxide	0.4 - 5.0	Random	5	2.25	L	0.62	34	TEM-0-0
Tellurium Oxide	0.4 - 5.0	Circular	5	2.25	S	5.5	1000	TEM-0-0

Tab. :
Materialien für
akustooptische
Modulatoren

AOMs in a Laser projection display

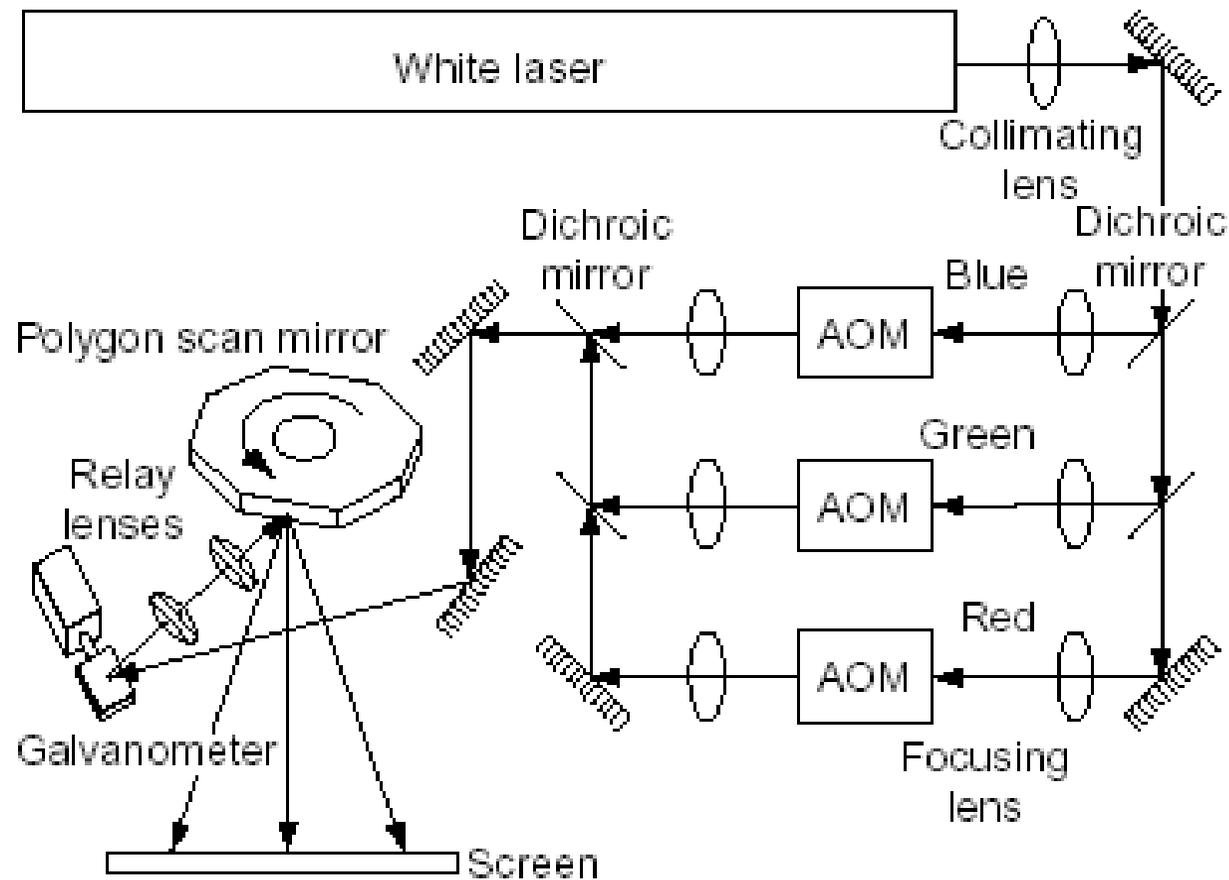


Figure 10. Laser projection display.²¹

Übersicht über die Vorlesung

- I. Einleitung
- II. Optik in Halbleiterbauelementen
- III. Herstellungstechnologien
- IV. Halbleiterleuchtdioden
- V. Quantenmechanische Grundlagen der Optoelektronik
- VI. Laserdioden
- VII. Modulatoren
 - VIII.1 Akustooptische Modulatoren
 - VIII.2. Elektrooptische Modulatoren
 - VIII.3 Magnetooptische Modulatoren
 - VIII.4. Halbleitermodulatoren

Elektrooptische Modulatoren

$$\Delta n = -n^3 r' E / 2$$

Brechzahl

Elektrische Feldstärke

Elektrooptischer
Koeffizient

(strenggenommen nur eine Komponente in einer tensoriellen Beschreibung)

Induzierte Phasenänderung:

$$\Delta \varphi = 2\pi l \Delta n / \lambda$$

$$V_{\lambda/2} = \lambda / n'^3 r'$$

Typische Spannungen für eine
Phasenänderung von π bei
Elektrodenabstand = Länge

Relative dielectric constant	Material	λ [μm]	n'	r' [10^{-12} m/V]	$\frac{\Delta n}{E = 10^4 \text{ V/cm}}$	$V_{\lambda/2}$ [V]
28	LiNbO ₃	0.6328	2.203 (n_e)	30 (r_{33})	1.6×10^{-4}	1,970
12.3	GaAs	0.9	3.6 (n)	1.2 (r_{14})	2.8×10^{-5}	16,100
8.2	ZnO	0.6328	2.015 (n_e)	2.6 (r_{33})	1.1×10^{-5}	29,700

Values of n, r , and ϵ from KAMINOW [4.7]

Kerr und Pockels-Effekt

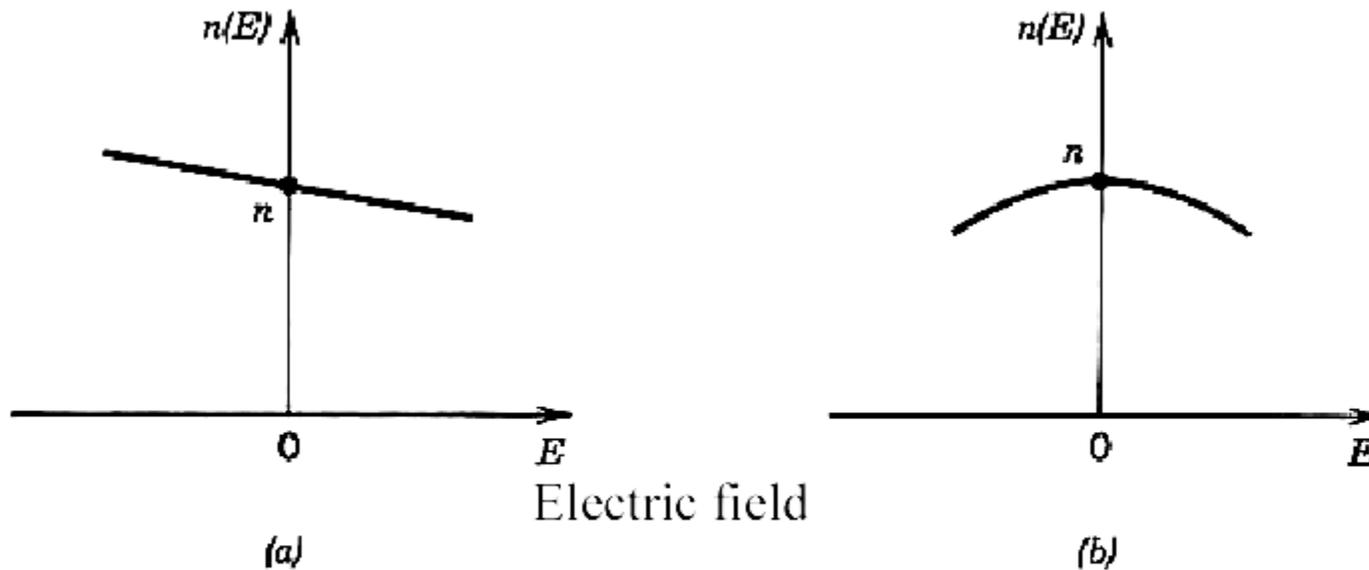


Figure 18.1-1 Dependence of the refractive index on the electric field: (a) Pockels medium; (b) Kerr medium.

- hängt von der Kristallstruktur ab (inversionssymmetrisch ja/nein)

Bulk-Ausführung, Ausnutzung von induzierter
Doppelbrechung
Pockels-Zelle (linear) oder Kerr-Effekt (quadratisch)

45° linear-pol.

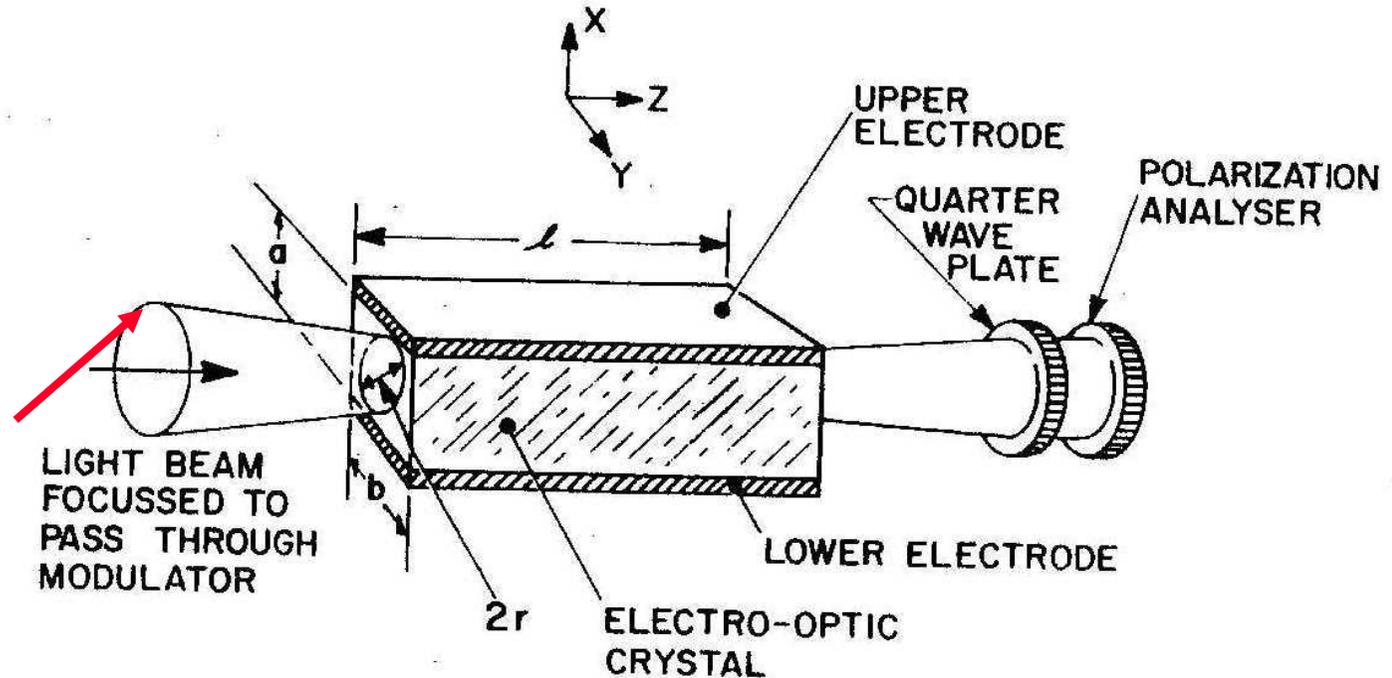
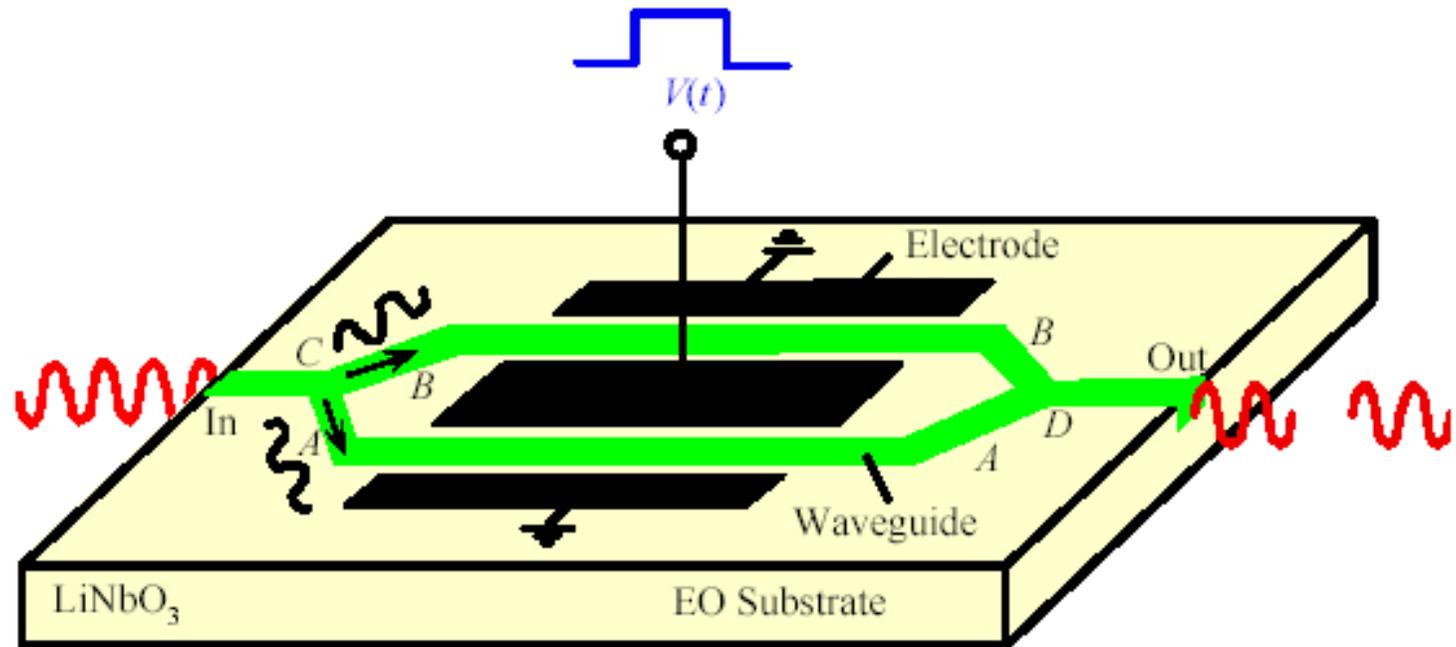


Abb. : Aufbau eines elektrooptischen Modulators

Wandlung in zirkular pol.

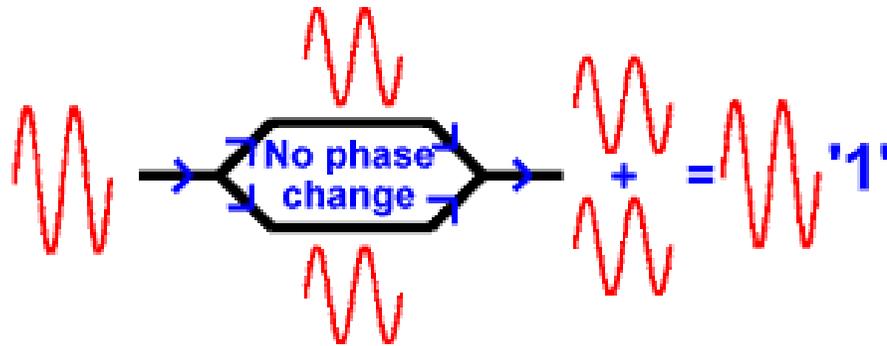
Mach-Zender Intensity Modulator



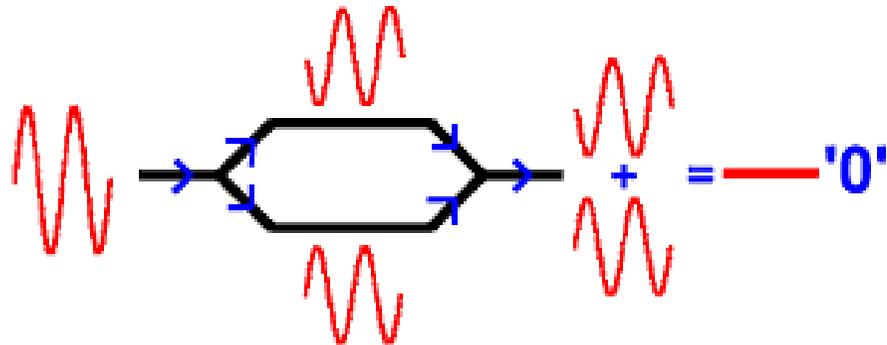
An integrated Mach-Zender optical intensity modulator. The input light is split into two coherent waves A and B , which are phase shifted by the applied voltage, and then the two are combined again at the output.

Cf. 1

Planare Ausführung im MZI



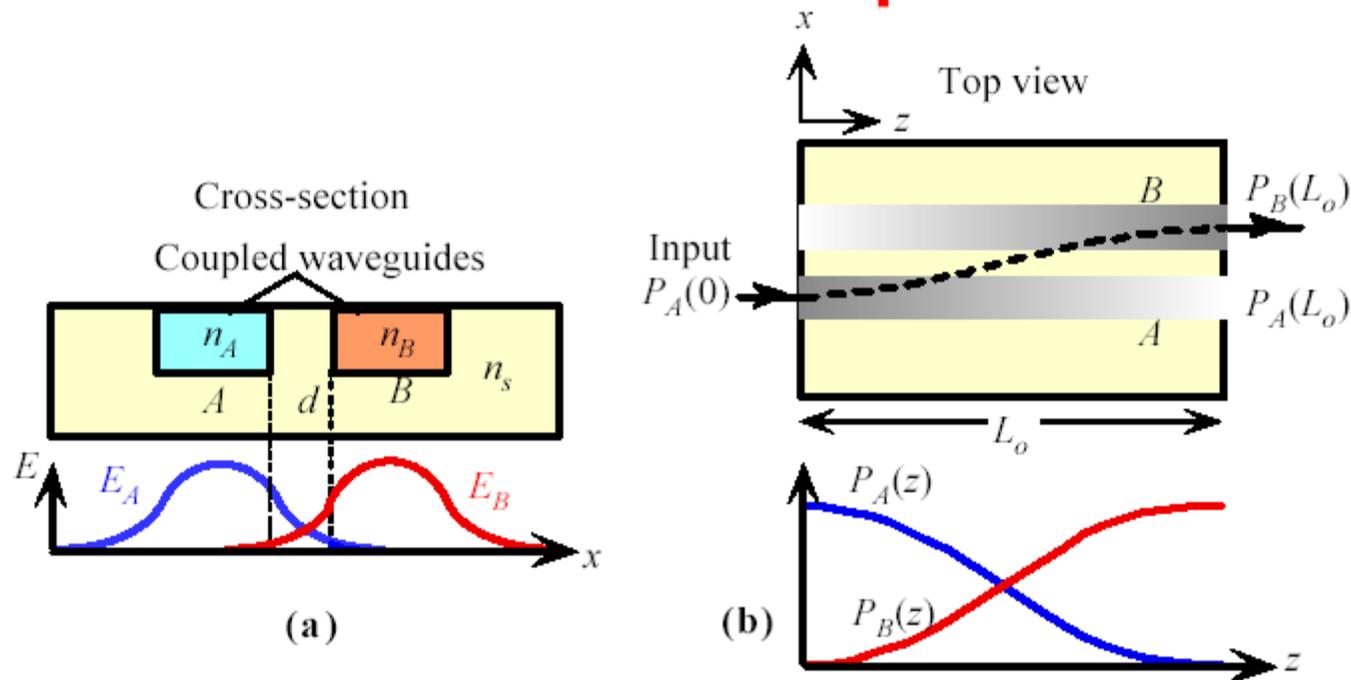
Half wavelength
phase change



→ Frequenzen > 100GHz
möglich

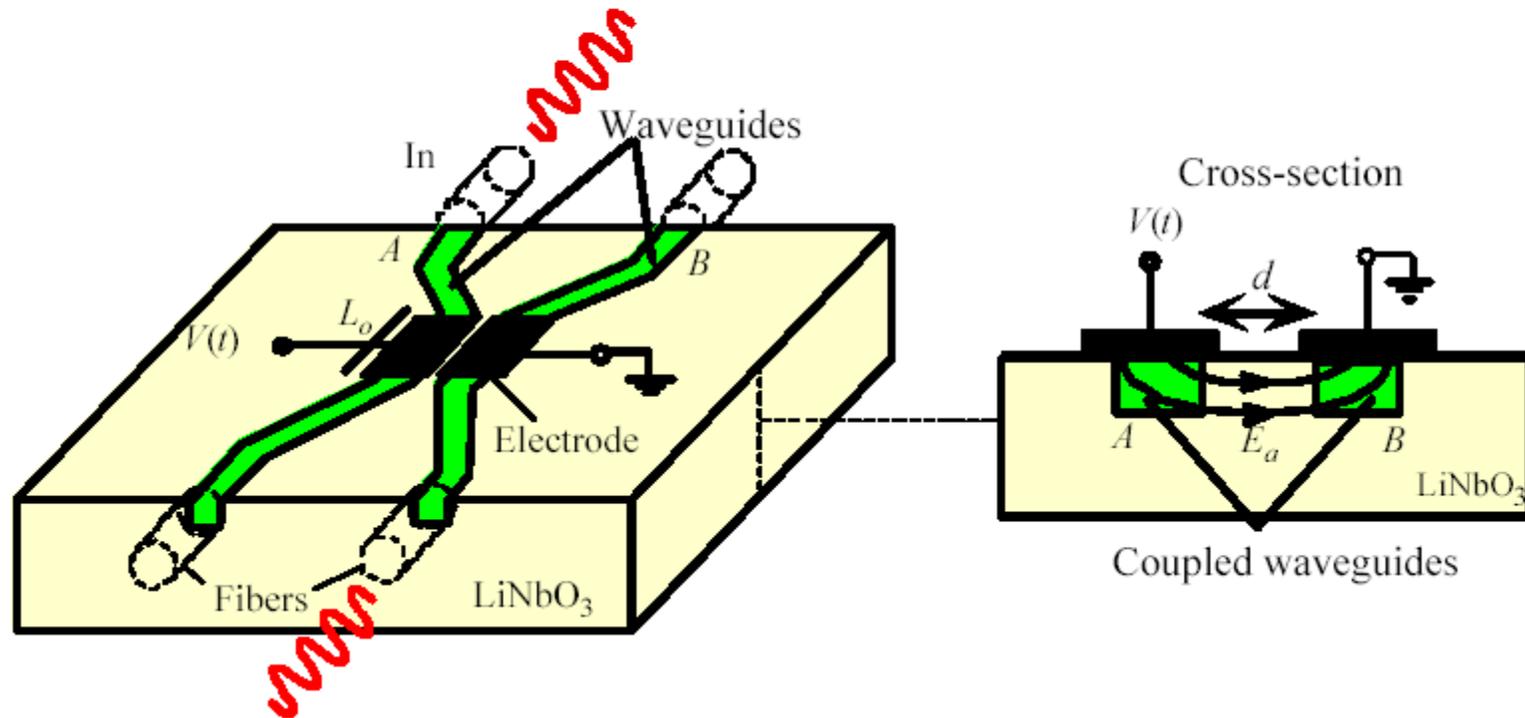
Electro-Optic Modulator

Direction Coupler



Ohne Feld: Übergang der em. Welle von Kanal A auf B

Integrated Directional Coupler



Mit Feld wird der Übergang der em. Welle von Kanal A auf B unterdrückt

Flüssigkristalmodulator

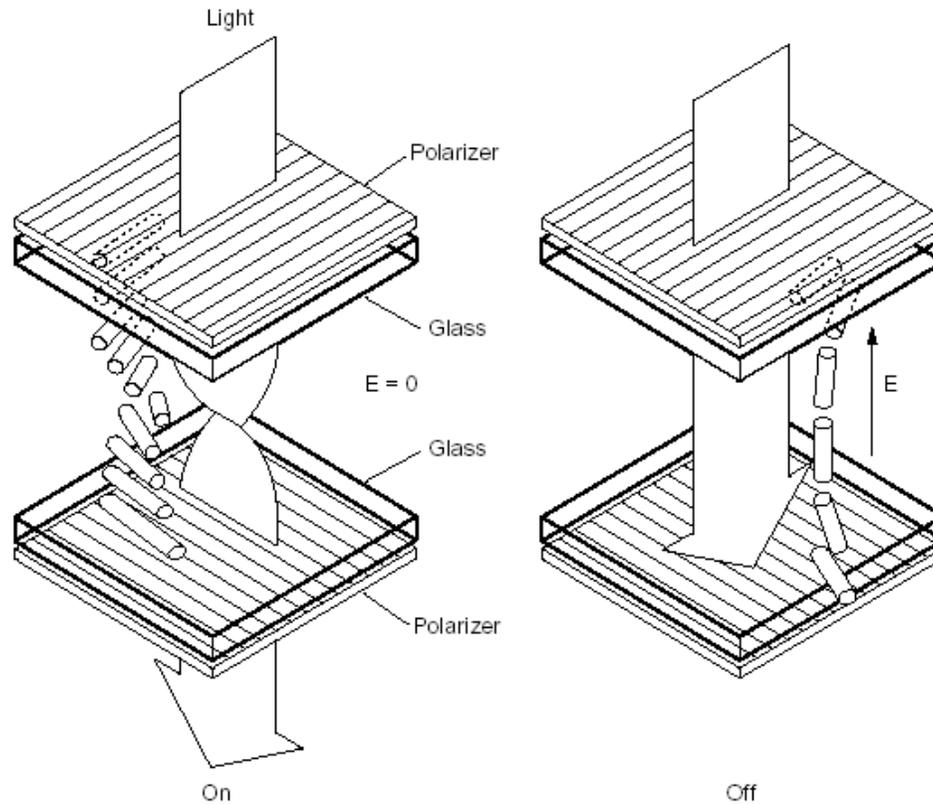


Figure 20. The twisted nematic LCD,⁴⁴

- ein besonderer elektrooptischer Modulator, den wir alle zu Hause haben

Übersicht über die Vorlesung

- I. Einleitung
- II. Optik in Halbleiterbauelementen
- III. Herstellungstechnologien
- IV. Halbleiterleuchtdioden
- V. Quantenmechanische Grundlagen der Optoelektronik
- VI. Laserdioden
- VII. Modulatoren
 - VIII.1 Akustooptische Modulatoren
 - VIII.2. Elektrooptische Modulatoren
 - VIII.3 Magnetooptische Modulatoren
 - VIII.4. Halbleitermodulatoren

Bulk-Ausführung

Faraday-Effekt (Drehung von lin.pol. Licht)

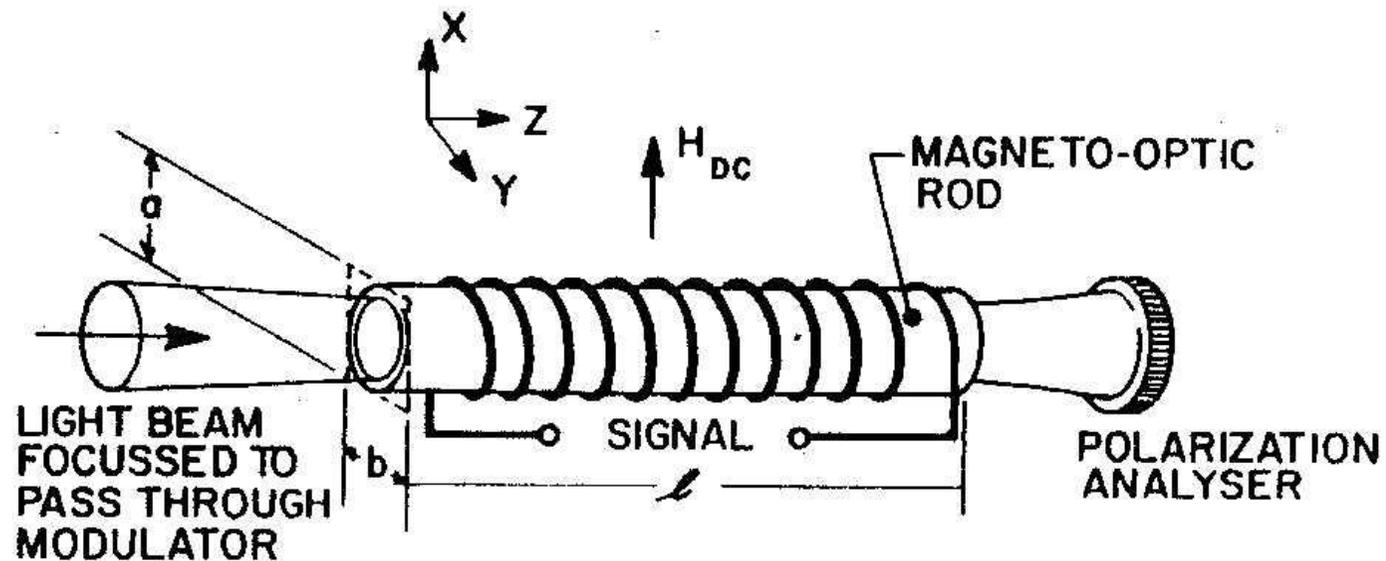


Abb. : Schema eines magnetooptischen Modulators

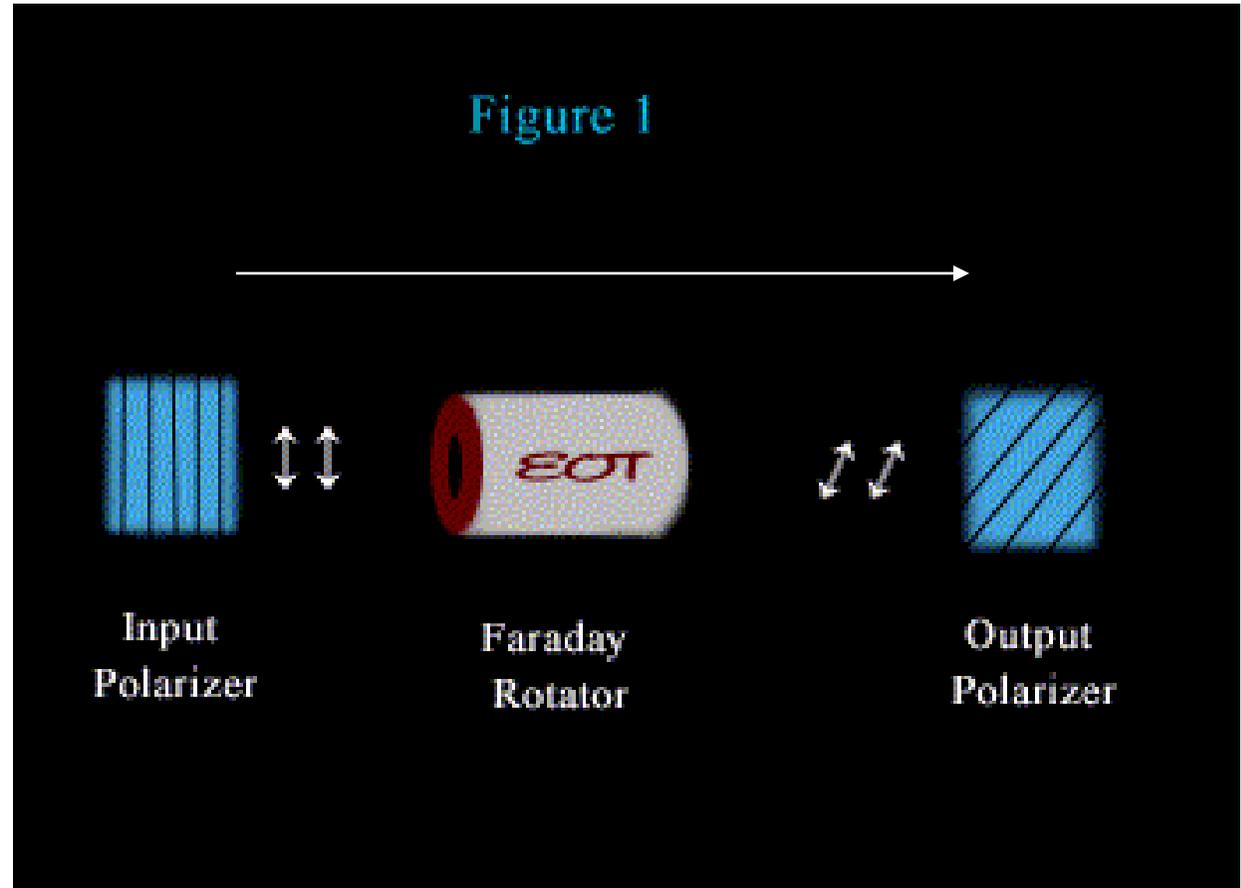
→ Vgl. optischer Isolator (Diode) (wichtig zur Vermeidung von Rückkopplung)

Wirkungsweise Faraday-Isolator: Durchlass

Vertikal polarisiertes
 Licht wird 45° im UZS
 gedreht



Licht wird Pol.filter
 transmittiert

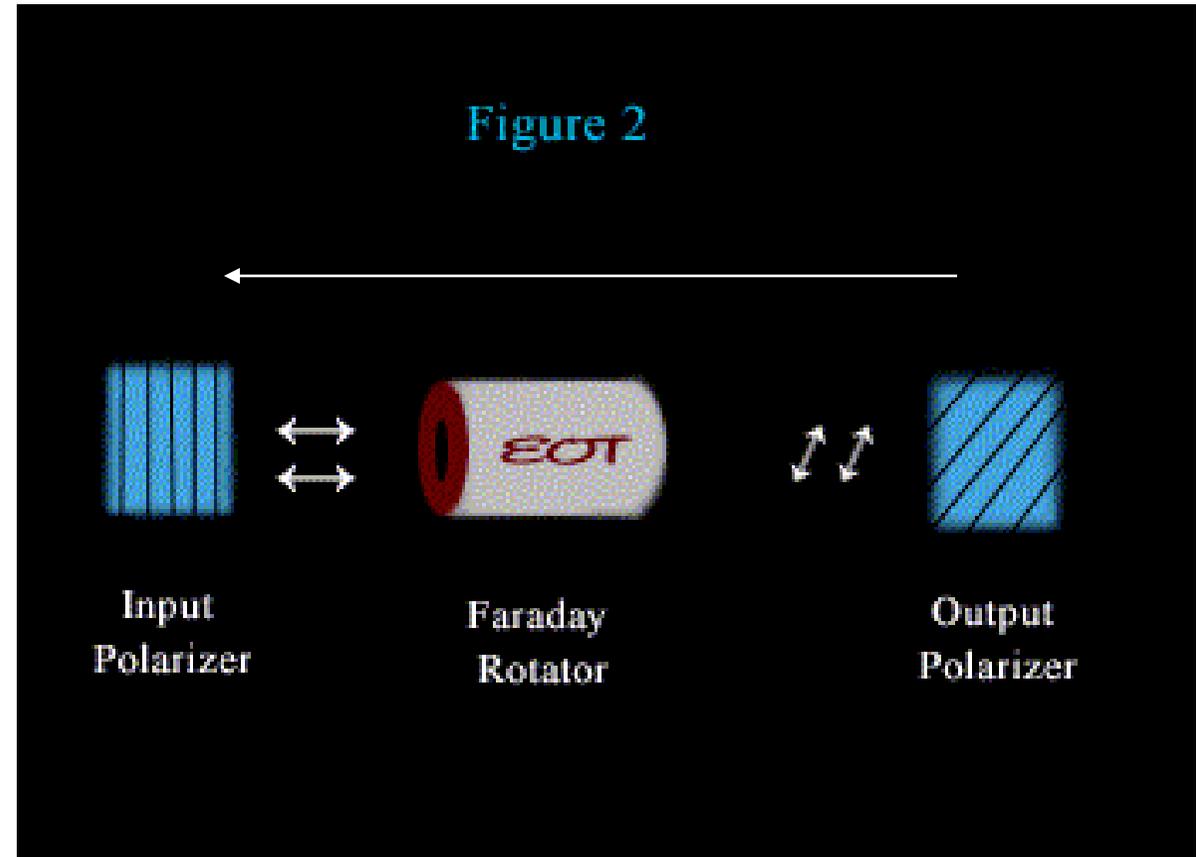


Wirkungsweise Faraday-Isolator: Sperrrichtung

45 ° polarisiertes
Licht wird 45 ° gegen den
UZS gedreht



Licht wird im Pol.filter
absorbiert

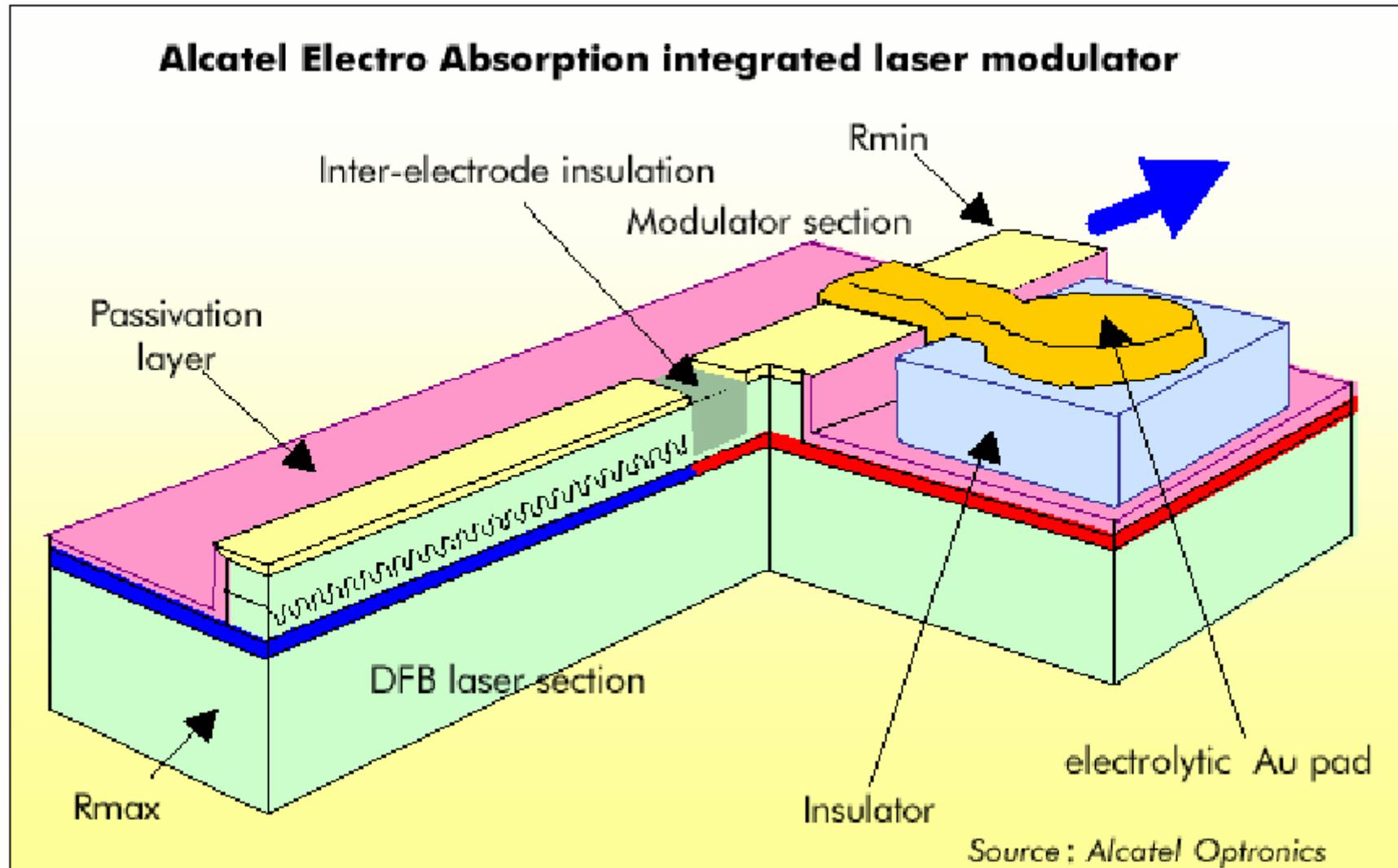


Ein Faraday-Isolator ist das einzige gebräuchliche Bauelement, das als optische Diode fungiert!

Übersicht über die Vorlesung

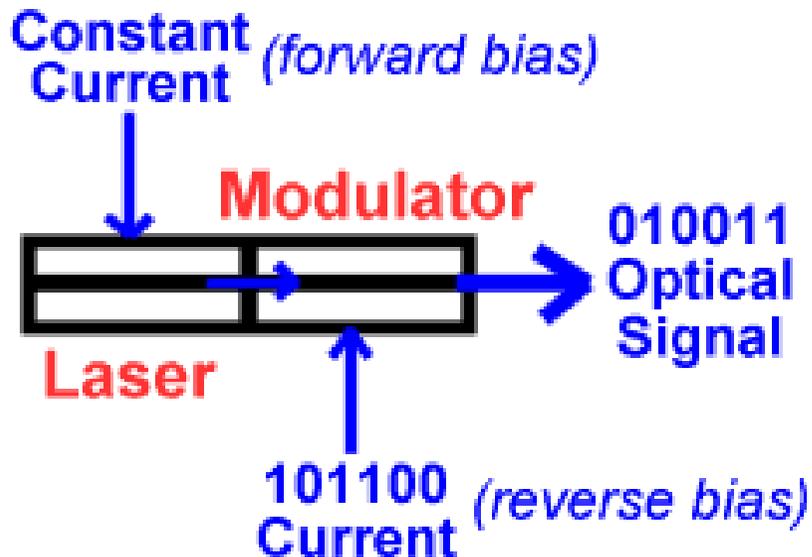
- I. Einleitung
- II. Optik in Halbleiterbauelementen
- III. Herstellungstechnologien
- IV. Halbleiterleuchtdioden
- V. Quantenmechanische Grundlagen der Optoelektronik
- VI. Laserdioden
- VII. Modulatoren
 - VIII.1 Akustooptische Modulatoren
 - VIII.2. Elektrooptische Modulatoren
 - VIII.3 Magnetooptische Modulatoren
 - VIII.4. Halbleitermodulatoren

Der Quantum-Confined Stark Effekt als externer Modulator für eine Halbleiterlaserdiode



Elektroabsorptive Modulatoren

Veränderung der Absorption (in einem Halbleiter) in Abhängigkeit vom elektrischen Feld



Electro-Absorption Modulator

Abb. : Schema eines elektroabsorptiven Modulators

E-Feld abhängige Absorption in einem Halbleiter

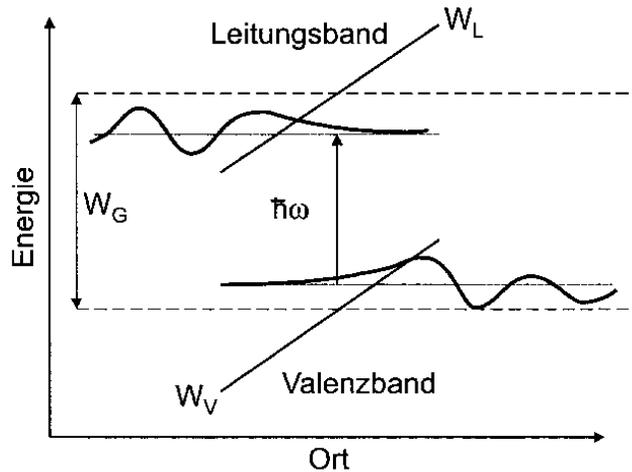


Abb. 15.5. Prinzip des Franz-Keldysh Effekts: Ein externes elektrisches Feld verkippt Valenz- und Leitungsband mit einer Steigung eE . Die Elektronenwellenfunktionen besitzen dann exponentiell abklingende Ausläufer im verbotenen Band und deshalb eine nicht verschwindende Aufenthaltswahrscheinlichkeit. Die Absorption eines Photons dessen Energie kleiner als der Bandabstand ist wird möglich

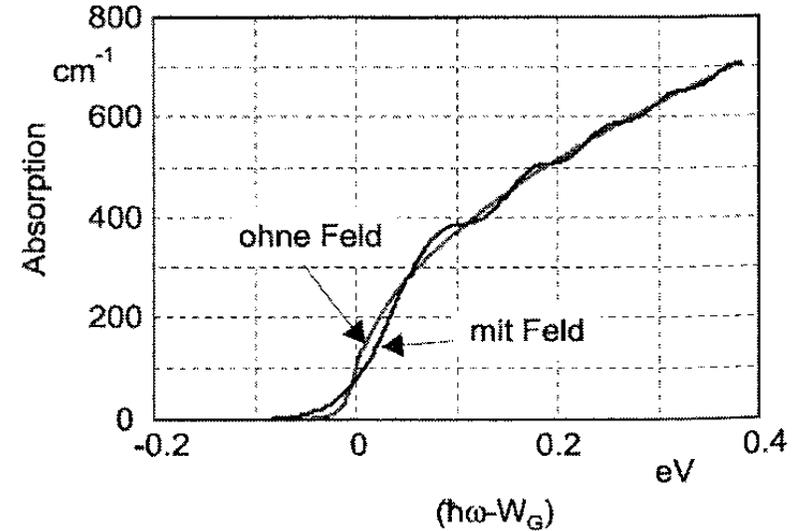


Abb. 15.6. Berechnetes Absorptionsspektrum für quaternäres InGaAsP mit $W_G = 1$ eV mit (100 V/cm) und ohne elektrisches Feld, gemäß dem Modell ohne Exzitonen

Der Franz-Keldysh-Effekt

Absorptionsänderung beim Franz-Keldysh-Effekt

Optische Modulatoren und Schalter

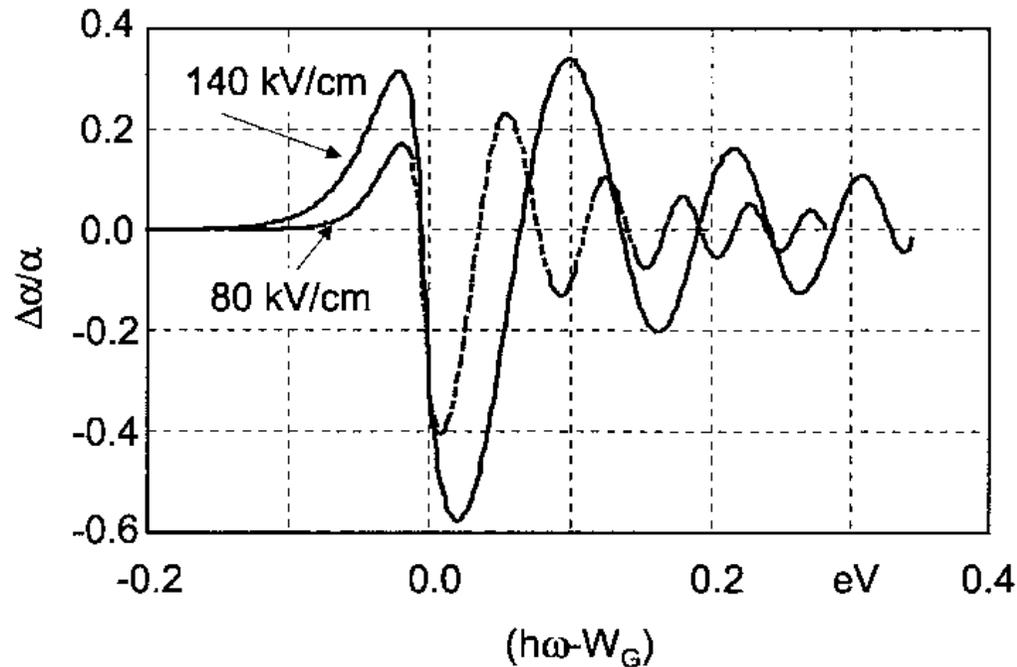


Abb. 15.7. Relative Absorptionsänderung durch den Franz-Keldysh Effekt für quaternäres InGaAsP mit $W_G = 1$ meV bei zwei verschiedenen Feldstärken

...eigentlich noch komplizierter (\rightarrow Exziton)

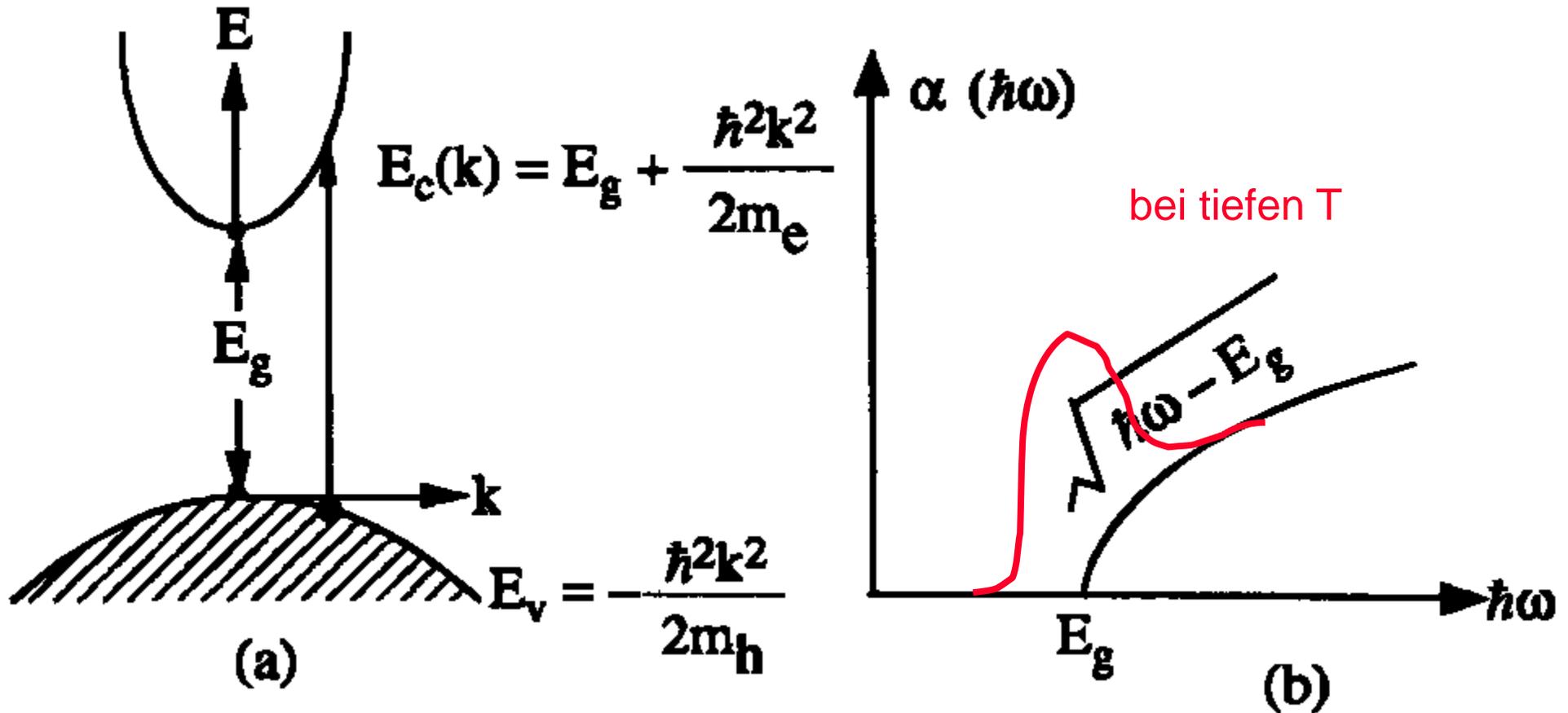


Abb. : Absorptionskante eines Halbleiters

Die Absorption in einem Halbleiter sieht in Wirklichkeit anders aus als bisher gezeigt: Es gibt insbesondere bei tiefen Temperaturen einen Peak mit großer Absorption energetisch unterhalb der Bandlücke.

Das Exziton reagiert empfindlich auf äußere Felder. Insbesondere kann direkte Ionisation auftreten und dies führt zu einer Verbreiterung.

Quelle: D.A.B. Miller, Stanford

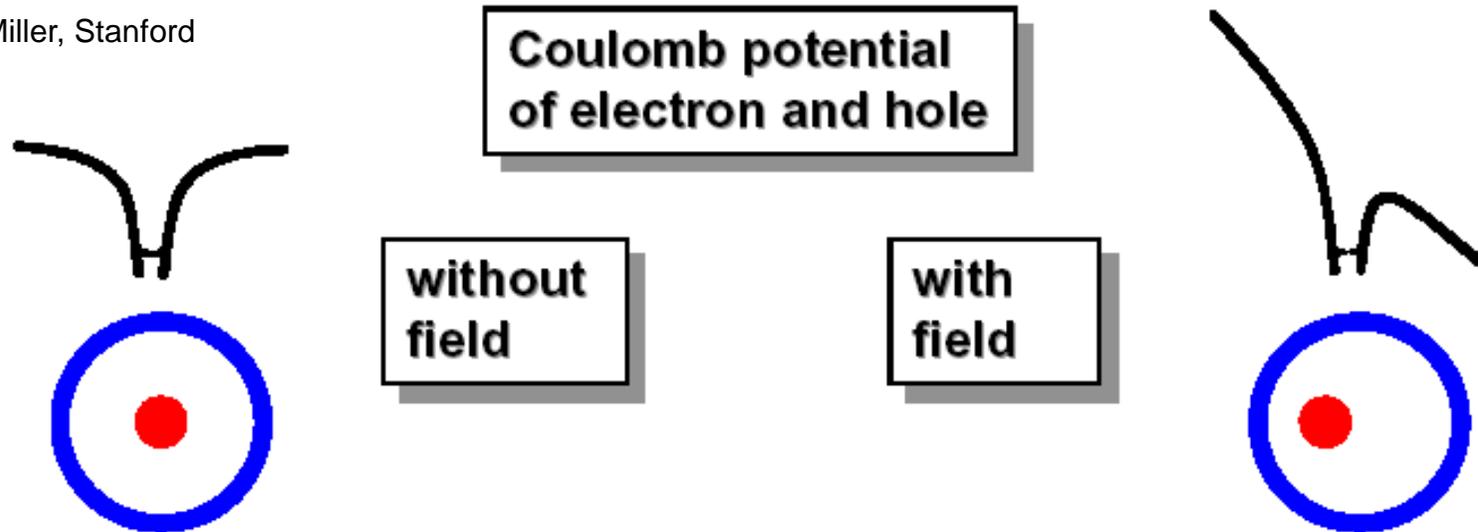


Abb. : Polarisierung eines Exzitons im elektrischen Feld. Die Polarisierung führt zu einer leichten energetischen Verschiebung (Stark-Effekt) und zu einer homogenen Verbreiterung der Absorption aufgrund von Feldionisation.

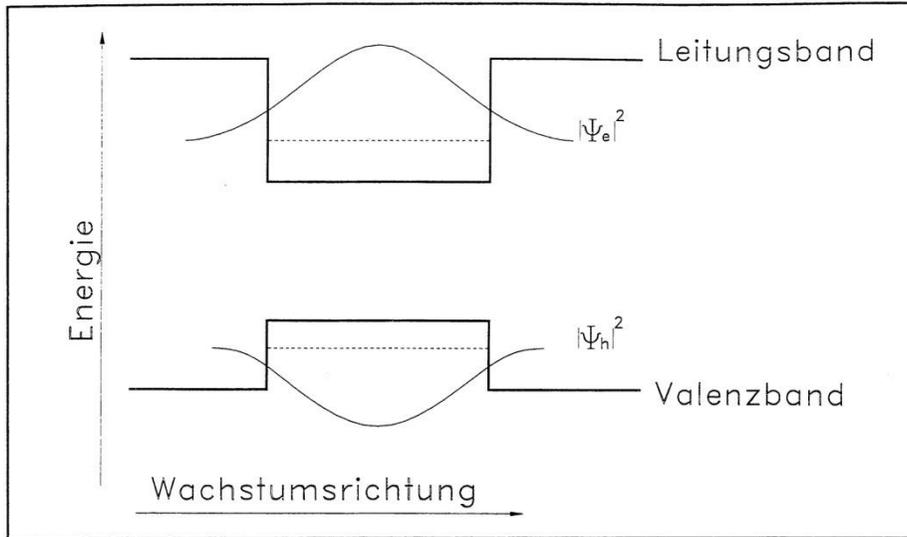


Abb. 3.1: Potentialverlauf und Wellenfunktionen ohne elektrisches Feld

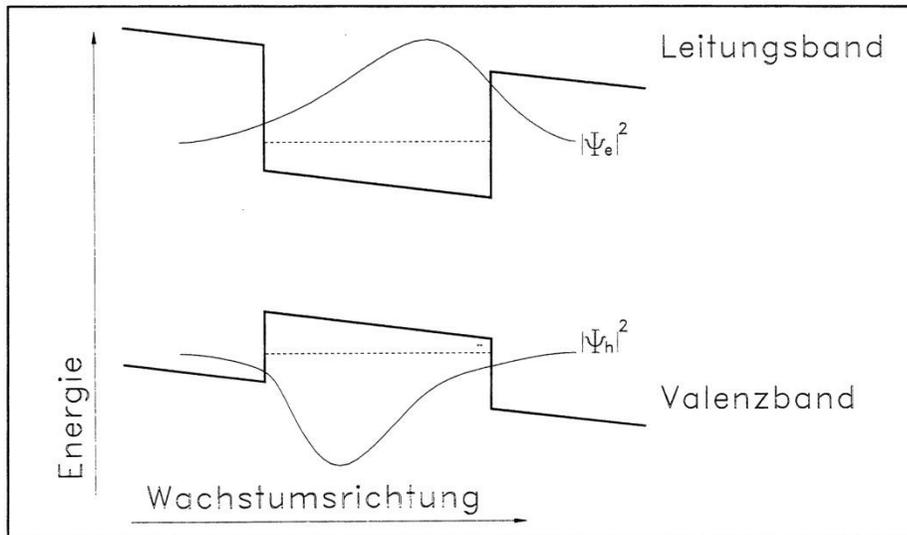


Abb. 3.2: Potentialverlauf und Wellenfunktionen im elektrischen Feld

Gebundene Zustände im Quantum-Well

Abb. : Potentialverlauf und gebundene Zustände im elektrischen Feld

Durch die Verzerrung der Potentiale bilden sich neue Energie-niveaus, deren Abstand etwas geringer ist. Es kommt zu Rotverschiebung durch das angelegte elektrische Feld.

Absorptionsänderung hängt vom Arbeitspunkt ab.

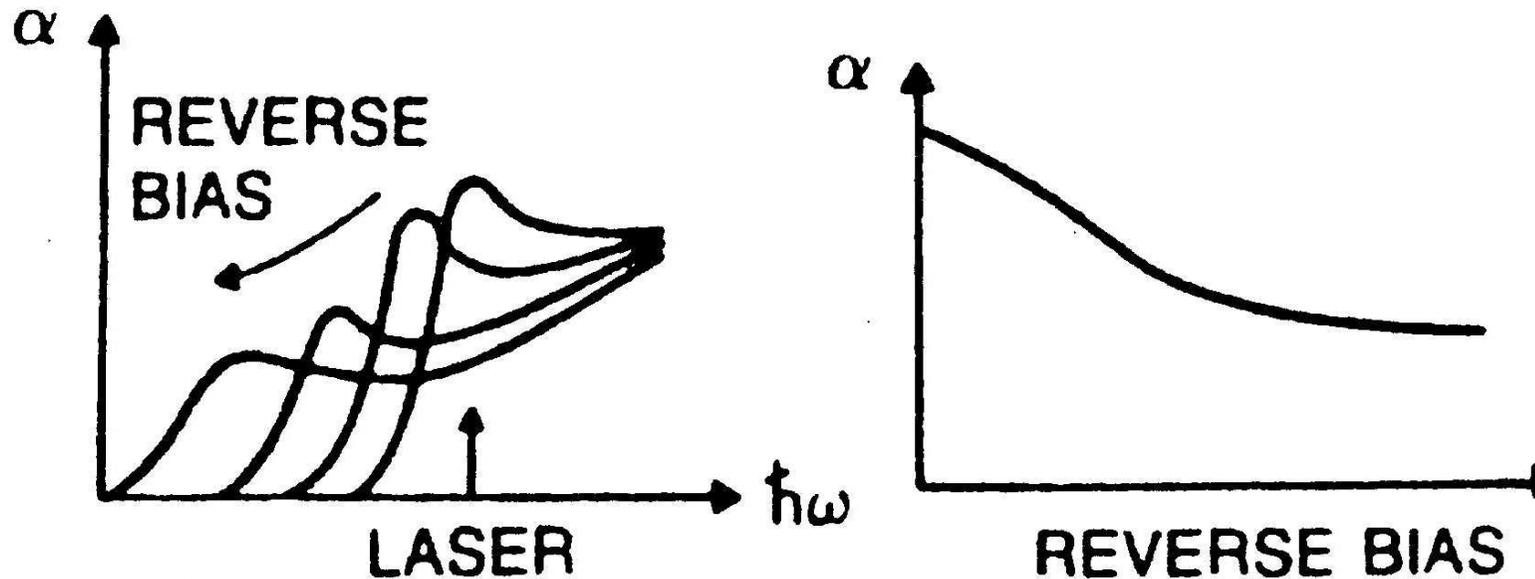


Abb. : Verschiebung der Absorptionskante im elektrischen Feld beim QCSE

Erinnerung: Periodische Potentiale der Atomrümpfe sind die Ursache für eine Bandstruktur in HL

Abb. 3.6: Verschiebung der Absorptionskante aufgrund der Wannier-Stark-Lokalisierung

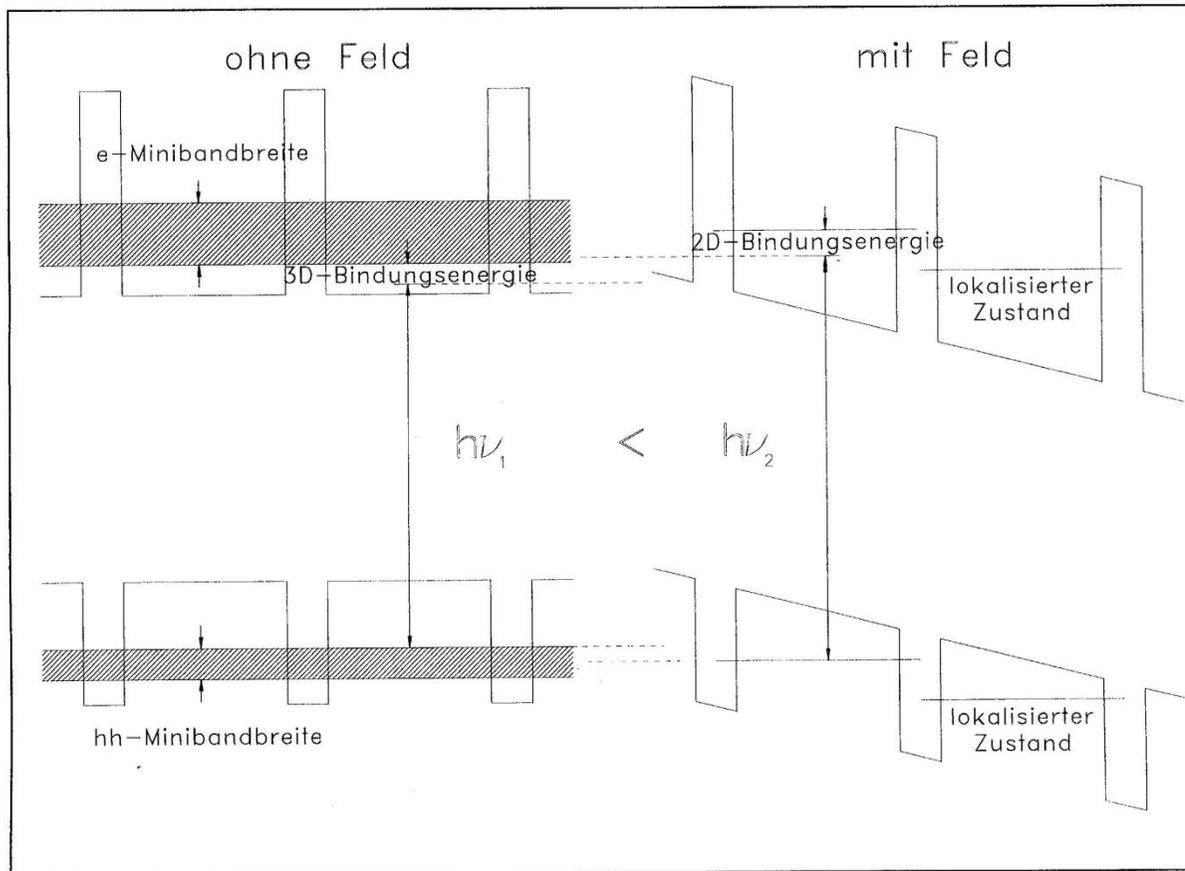


Abb. : Minibänder bei der Wannier-Stark-Lokalisierung

Mini-Bänder bilden sich in einem **Halbleiterübergitter (Superlattice)** aus. Hierbei koppeln benachbarte Quantentöpfe durch dünne Barrieren.

Durch die Verzerrung der Potentiale wird diese Kopplung wieder aufgehoben und es kommt zu einer **Blauverschiebung** der Absorption.

Verschiebung der Absorptionskante
anders als beim QCSE

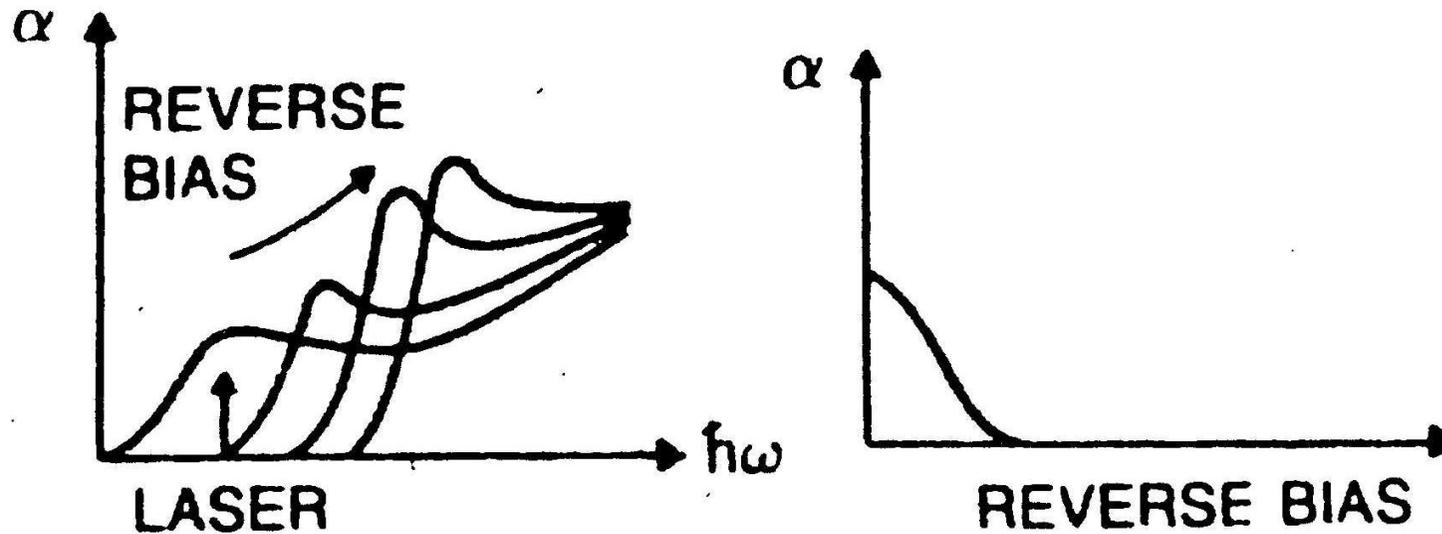
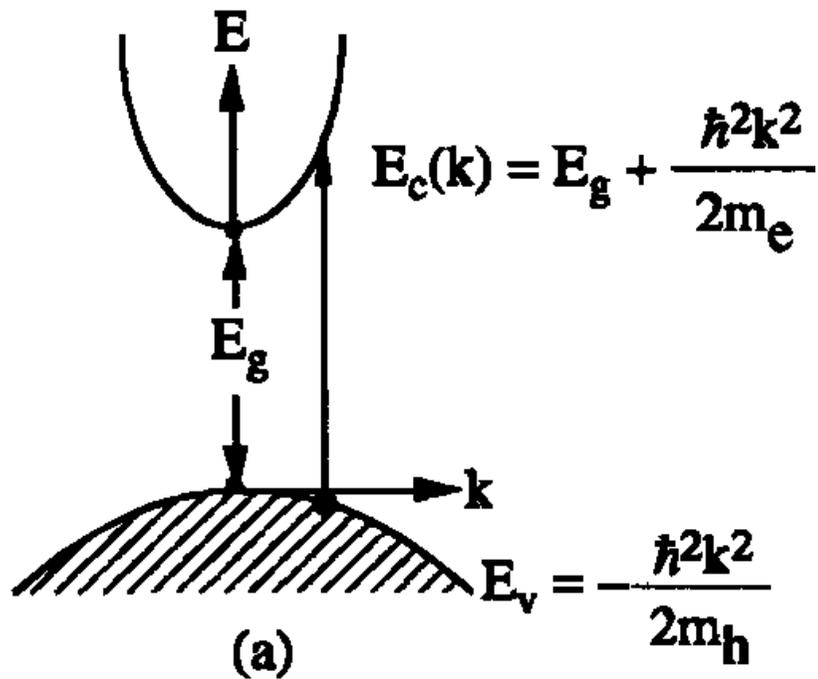


Abb. : Verschiebung der Absorptionskante im elektrischen Feld bei der WSL

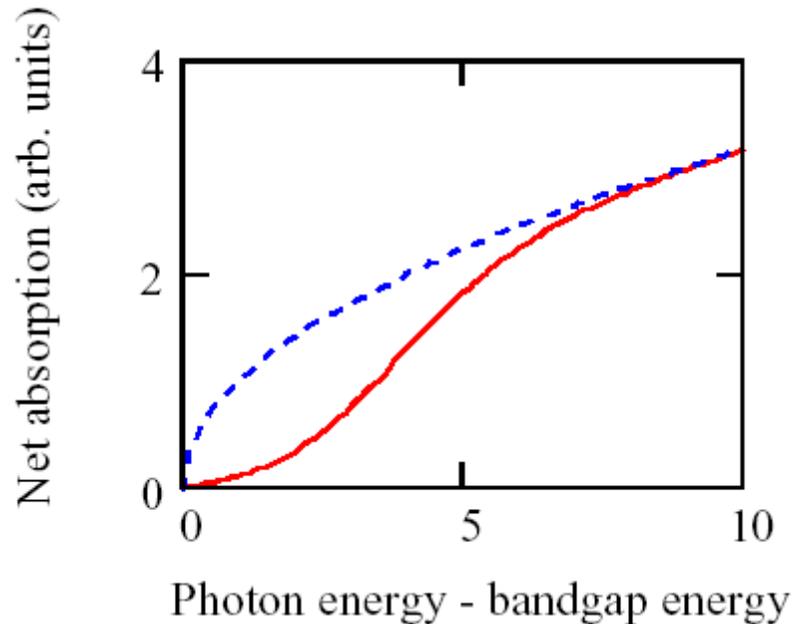
Verschiebung einer Bandkante durch Ladungsträgerdichte

Modifikation der Absorption durch Besetzung der Zustände $\alpha(\hbar\omega) = \alpha_0(\hbar\omega)(1 - f_e - f_h)$



Zustände können nicht nur paarweise sondern auch durch Dotierung oder Ladungsträgerinjektion besetzt werden.

Verschiebung einer Bandkante



-Verschiebung der
Bandkante zu höheren
Energien
(„Burstein-Moss-Shift“)

-ist aufgrund der geringeren
Zustandsdichte meist im
Leitungsband einfacher zu
realisieren als im Valenzband.

Abb.: (Simulierte) Absorption in GaAs für den undotierten Fall (blau) und für eine n-Dotierung mit 10^{18} cm^{-3} (rot).

...dies führt auch zu einer Änderung des Brechungsindexes

Zusammenhang zwischen Absorption und Refraktion

Ausgangspunkt ist die dielektrische Funktion eines Materials. Diese kann durch die Anwesenheit von Ladungsträgern verändert werden.

Allgemein gilt: $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + j\varepsilon''(\omega) = (\varepsilon_r'(\omega) + j\varepsilon_r''(\omega))\varepsilon_0$

$$\varepsilon_r''(\omega) = \varepsilon_{r,0}''(\omega) \{1 - f_e(\hbar\omega) - f_h(\hbar\omega)\}$$

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\omega}{nc} \varepsilon_{r,0}''(\omega) \{1 - f_e(\hbar\omega) - f_h(\hbar\omega)\}$$

wobei n der Brechungsindex
und c die Lichtgeschwindigkeit ist.

Ganz allgemein gilt für den
Brechungsindex

$$n(\hbar\omega) = \sqrt{\frac{1}{2} \left[\varepsilon_r' + \sqrt{\varepsilon_r'^2(\omega) + \varepsilon_r''^2(\omega)} \right]}$$

Kramers-Kronig-Relationen

$$\varepsilon'(\omega) - \varepsilon_0 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega' \varepsilon''(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

$$\varepsilon''(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon'(\omega') - \varepsilon_0}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

→ Absorption in der Nähe einer bestimmten Frequenz führt auch zu Änderungen der Refraktion

(Jeweils die Hauptwertintegrale)

$$\varepsilon_r''(\omega) = \varepsilon_{r,0}''(\omega) \{1 - f_e(\hbar\omega) - f_h(\hbar\omega)\}$$

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\omega}{nc} \varepsilon_{r,0}''(\omega) \{1 - f_e(\hbar\omega) - f_h(\hbar\omega)\}$$

wobei n der Brechungsindex und c die Lichtgeschwindigkeit ist.

→ durch Änderung der Besetzung wird auch der Brechungsindex verändert

..-hatten wir im Prinzip schon diskutiert: Wellenlängenabstimmung in HL-Lasern

Bsp.: Tunable Twin-Guide (TTG) Laser

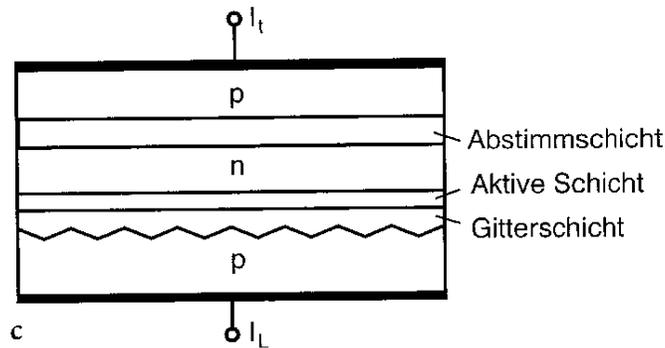


Abb. 21.19 a-c. Schematische Längsschnitte durch monolithisch integrierte abstimmbare Laserdioden. a Mehrsektions DFB-Laser, b Drei-Sektions DBR-Laser und c TTG Laser

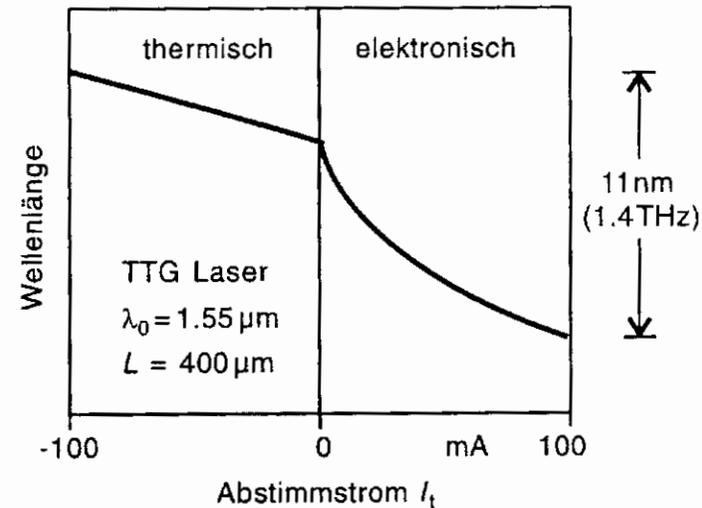


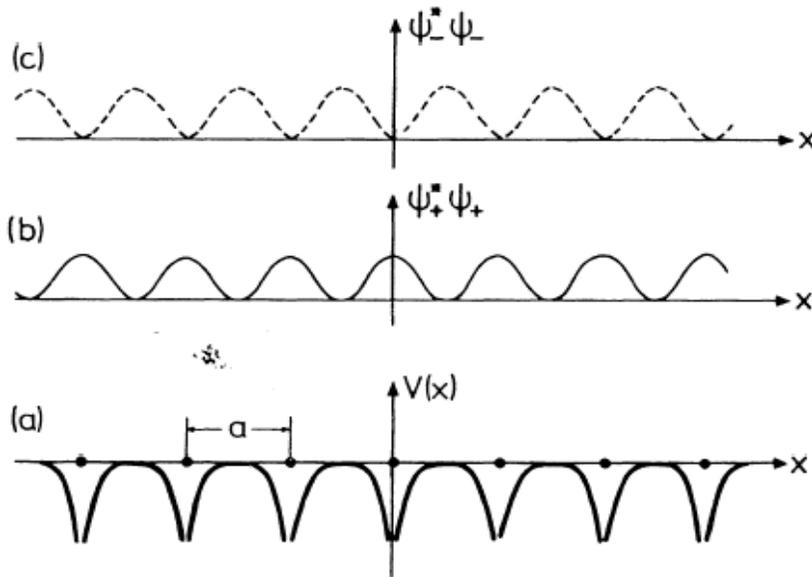
Abb. 21.20. Abstimmcharakteristik eines kontinuierlich abstimmbaren InGaAsP TTG Lasers bei 1,55 μm Wellenlänge

- Änderung von n_{eff}

-kann verwendet werden zur Abstimmung
und zur Stabilisierung

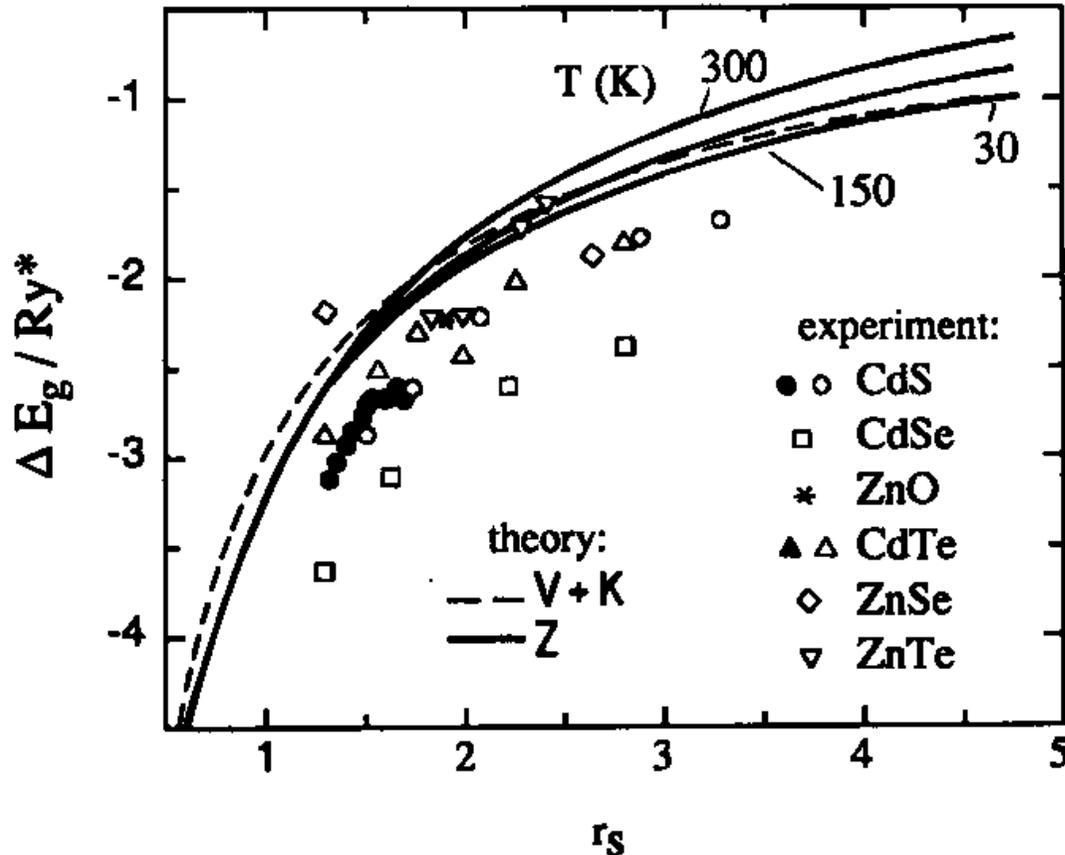
Bandkantenrenormierung

Der letzte (und komplizierteste) Effekt, der hier im Kontext durchstimmbarer optischer Eigenschaften von Halbleitern diskutiert werden soll, ist die Bandkantenrenormierung. Hiermit meint man die Tatsache, dass sich durch die Anwesenheit von bereits angeregten Ladungsträgern auch die Energien der elektronischen Zustände ändern. Die Elektronen sehen nicht mehr das ursprüngliche Potential, es kommt effektiv zu einer Änderung der Bandstruktur.



D. h., es kommt zu einer Verschiebung der Energieniveaus für einzelne Elektronen.

Bandkantenrenormierung



r_s ist sowas wie der mittlere normierte Abstand zweier Elektronen-Loch-Paare

Die Bandkantenrenormierung

-ist in der gleichen Größenordnungen wie die Exzitonenbindungsenergie R_y

-kann für verschiedene Halbleiter auf einen einzelnen Parameter r_s heruntergekocht werden.

$$r_s = \left(\frac{4\pi}{3} a_B^3 n \right)^{-\frac{1}{3}}$$

Bandkantenrenormierung

a_B ist hierbei der Exzitonen-Bohrradius. Er gibt sowas wie die Größe (typischer Relativabstand von Elektron und Loch) des Exzitons an und berechnet sich nach:

$$a_{B,Exc} = \frac{4\pi\epsilon_r\epsilon_0\hbar^2}{\mu e^2}$$

Beispiel GaAs:

$$a_{B,Exc} = \frac{4\pi\epsilon_r\epsilon_0\hbar^2}{\mu e^2} = \frac{\epsilon_r}{\mu/m_0} a_{B,H-Atom} \approx 224 \cdot 0.05292\text{nm} = 11.8\text{nm}$$

Bandkantenrenormierung

Eine halbwegs praxistaugliche Formel für die Bandkantenrenormierung ist die Vashista-Kalia-Formel (im Diagramm als gestrichelte Linie dargestellt.) Danach gilt:

$$\Delta E = \frac{a + br_s}{c + dr_s + r_s^2} R_y$$

Vashishta P. and Kalia R., Phys. Rev. B, 25 (1982) 6492

Quelle: Diplomarbeit U.Lemmer, RWTH Aachen, 1990

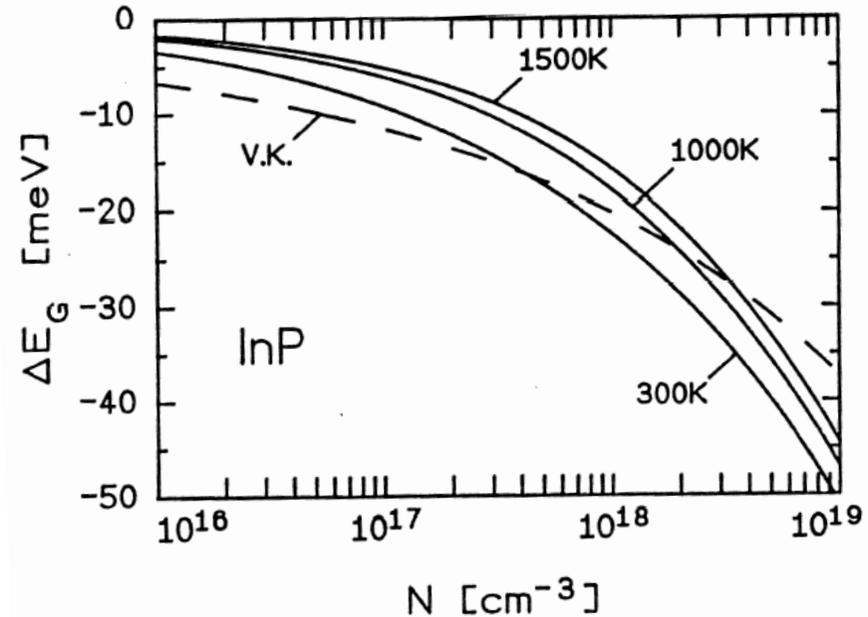


Abb.: Verschiebung der Bandlücke durch Bandkantenrenormierung im Halbleiter InP für verschiedene Ladungsträgerdichten und Ladungsträgertemperaturen und verschiedene Modelle.

Es gelten folgende universelle (!) Konstanten: $a=-4.8316$, $b=-5.0879$
 $c=0.0152$, $d=3.0426$