

Kapitel 3 Physikalische Grundlagen der Meßverfahren

Bereits in Kapitel 2 klang an, daß die elektrooptische Meßtechnik den Pockels-Effekt in nichtzentralsymmetrischen Kristallen ausnutzt, daß aber auch andere Effekte wie der quantenunterstützte Stark-Effekt oder der Franz-Keldysh-Effekt in einer optoelektronischen^{*)} Meßtechnik zum Einsatz kommen können. Die Unterschiede und Auswirkungen dieser physikalischen Effekte sind für das weitere Verständnis dieser Arbeit wichtig und sollen in diesem Kapitel behandelt werden.

3.1 Der elektrooptische Pockels-Effekt

F. Pockels entdeckte zu Beginn dieses Jahrhunderts, daß einige Kristalle doppelbrechend werden unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes [40]. Das hat zur Folge, daß polarisiertes Licht, welches durch einen solchen Kristall läuft, seine Polarisation ändert, und zwar direkt proportional zur anliegenden Feldstärke. Man nennt diesen Effekt daher *linearen elektrooptischen* oder auch – nach seinem Entdecker – *Pockels-Effekt*. Um ihn analysieren zu können, wird eine sog. *Pockels-Zelle* aufgebaut. Sie besteht aus jenem Kristall, der diese doppelbrechende Eigenschaft aufweist und an den eine elektrische Spannung in Richtung der Lichtausbreitung angelegt ist, sowie einem Polarisator vor und einem hinter diesem Kristall. Der hintere Polarisator ist dabei um 90° gegen den ersten gedreht. Wandert nun Licht durch diese Konfiguration, so legt der erste Polarisator die Polarisationsebene des Laserstrahls fest. Ohne angelegtes elektrisches Feld wäre die transmittierte Intensität gleich Null. Da jedoch bei angelegter Spannung die feldinduzierte Doppelbrechung eine Drehung der Polarisationsebene bewirkt, tritt nun – bei angelegter elektrischer Spannung und abhängig von dieser – Licht aus der Pockels-Zelle. Die Modulation der Polarisation wurde somit in eine einfach zu messende Modulation der Intensität des Lichtes umgewandelt. In Bild 3-1 ist dieses Prinzip schematisch skizziert.

^{*)} siehe Fußnote Seite 3

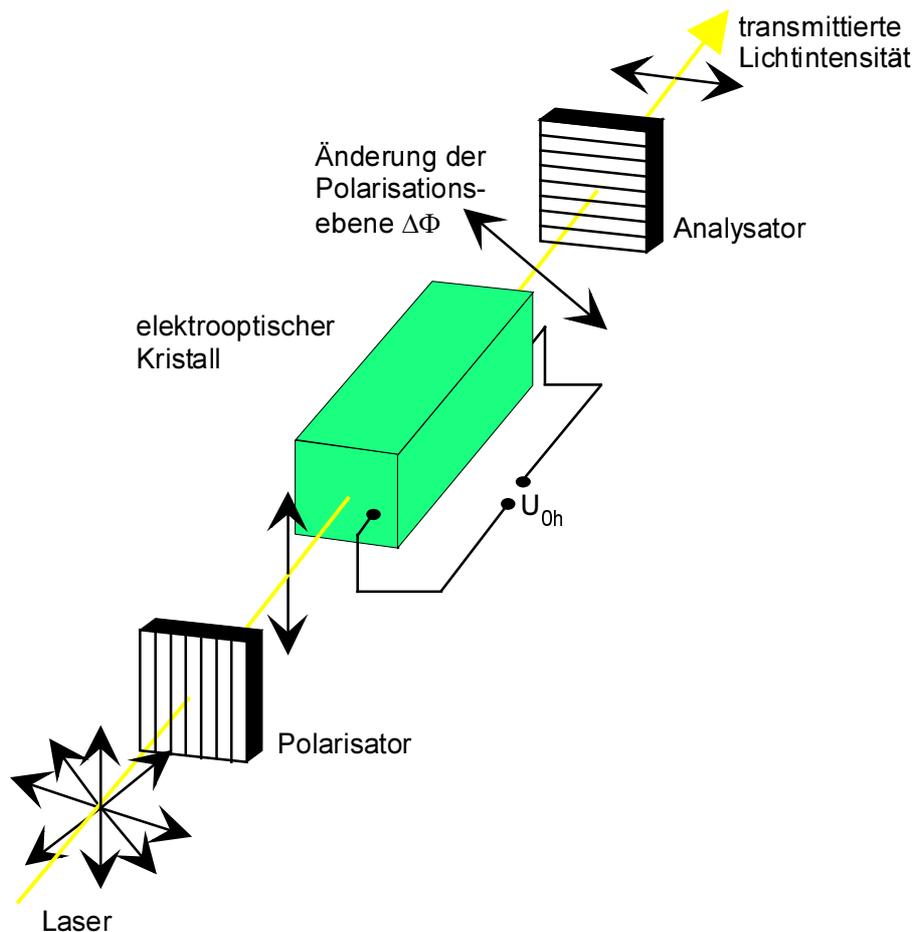


Bild 3-1: Aufbau einer Pockels-Zelle

Wie findet nun diese Wechselwirkung zwischen dem durch den Kristall propagierenden Laserstrahl und dem Medium, also dem Kristall, statt? In [76] ist eine sehr schöne Zusammenfassung dazu erstellt worden: ein an einen Kristall angelegtes elektrisches Feld \vec{E} verschiebt die ansonsten ortsfesten Gitteratome und Elektronenhüllen im Kristallgitter, wodurch sich elektrische Dipole bilden (vgl. plasmaoptischen Effekt, der die Auslenkung der freien Elektronen berücksichtigt, Kapitel 2.2). Makroskopisch äußert sich dies in der Polarisation \vec{P} , welche mit der elektrischen Feldstärke \vec{E} über die Beziehung

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \vec{\chi} \vec{E} \quad \text{Gl. 3.1}$$

verknüpft ist. Hierbei bezeichnet ε_0 die dielektrische Konstante und $\vec{\chi}$ die elektrische Suszeptibilität.

Betrachtet man zunächst isotrope Medien, so ist die elektrische Suszeptibilität ein Skalar und steht zum optischen Brechungsindex n des Mediums in folgender Beziehung:

$$n^2 = 1 + \chi = \varepsilon_r . \quad \text{Gl. 3.2}$$

ε_r nennt man die Permittivitätszahl des Werkstoffes. Der optische Brechungsindex ist in diesem Fall eine Materialkonstante und definiert richtungsunabhängig die Phasengeschwindigkeit v , mit der sich eine optische ebene Welle durch den Kristall bewegt:

$$v = c_0/n . \quad \text{Gl. 3.3}$$

c_0 ist dabei die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts im Vakuum.

In anisotropen Materialien hingegen sind sowohl χ als auch ε_r ein Tensor $\vec{\chi}$ bzw. $\vec{\varepsilon}_r$, woraus sich mit Gl. 3.2 auch eine Richtungsabhängigkeit für den optischen Brechungsindex ergibt. Licht, welches in einen anisotropen Kristall eingestrahlt wird, spaltet sich in zwei senkrecht zueinander, linear polarisierte Teilstrahlen auf, die sich, wegen der Verknüpfung der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle mit dem Brechungsindex (Gl. 3.3), unterschiedlich schnell durch den Kristall bewegen. Dieses Phänomen bezeichnet man als *Doppelbrechung* des Kristalls. Ihm wird Rechnung getragen durch die Einführung des sog. *Indexellipsoids*, welches die Größe der jeweiligen Brechungsindizes angibt. In den Hauptachsenkoordinaten (x', y', z') des Kristalls hat es die Form

$$\frac{x'^2}{n_{x'}^2} + \frac{y'^2}{n_{y'}^2} + \frac{z'^2}{n_{z'}^2} = 1 , \quad \text{Gl. 3.4}$$

woraus auch der Name "Indexellipsoid" verständlich wird: es ist die Gleichung eines Ellipsoids mit dem Mittelpunkt im Ursprung des Koordinatensystems. Beschreibt man das Indexellipsoid in einem anderen als dem Hauptachsensystem (x', y', z') , so bleibt es weiterhin ein Ellipsoid, seine Achsen sind aber gegen die Hauptachsen gedreht [77].

In Kristallen ohne Inversionszentrum, wie es bei GaAs oder InP der Fall ist, wird diese Doppelbrechung durch das Vorhandensein eines elektrischen Feldes und die damit verbundene Verschiebung der Gitteratome und Elektronenhüllen induziert. Dadurch ändern sich der Dielektrizitätstensor $\vec{\varepsilon}_r$ und somit auch das Indexellipsoid, also auch die nun richtungsabhängigen

Brechungsindizes. Diese Änderung, die beim linearen elektrooptischen Effekt linear von der angelegten elektrischen Feldstärke abhängt, wird beschrieben durch den elektrooptischen Tensor \vec{r} , der aus (3 x 6) Koeffizienten, den sog. *linearen elektrooptischen Koeffizienten* oder auch den *elektrooptischen Modulen* r_{ij} mit $i = 1, 2, \dots, 6$ und $j = 1, 2, 3$, besteht. Im GaAs-Kristall, der vielen Mikrowellenbauelementen als Substratmaterial dient und auch in dieser Arbeit weitestgehend verwendet wird, reduziert sich der elektrooptische Tensor aufgrund der Zinkblendestruktur von GaAs auf einen einzigen, von Null verschiedenen Koeffizienten: $r_{41} = r_{52} = r_{63}$. Alle übrigen Koeffizienten verschwinden.

Propagiert nun eine optische ebene Welle in z -Richtung ($z \equiv z'$) durch den Kristall und legt man an diesen ein elektrisches Feld der Stärke $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$ an, so bildet die Schnittfläche des Indexellipsoiden mit der Ebene $z = 0$ eine Ellipse in der (x' , y') - Ebene. x' und y' nennt man auch die *optischen Achsen* des Kristalls, welche die Polarisationsrichtungen der beiden senkrecht zueinander, linear polarisierten Teilstrahlen des in z -Richtung laufenden Laserstrahls definieren. Aufgrund des Pockels-Effektes ändern sich die Brechungsindizes in x' - und y' -Richtung zu

$$\begin{aligned} n_{x'} &\approx n_0 + \frac{n_0^3 r_{41} E_z}{2} \\ n_{y'} &\approx n_0 - \frac{n_0^3 r_{41} E_z}{2} \end{aligned} \quad \text{Gln. 3.5}$$

d.h. sie ändern sich um den gleichen Betrag, jedoch mit unterschiedlichem Vorzeichen, und hängen nur von der Feldkomponente parallel zum Laserstrahl ab. n_0 ist der Brechungsindex ohne anliegendes elektrisches Feld. Diese nun feldabhängigen Brechungsindizes bewirken unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten entlang der optischen Achsen.

Sei h die Dicke des Kristalls, durch den sich die optische ebene Welle in z -Richtung bewegt, so führt dies zu einer Phasenverschiebung $\Delta\Phi$, welche die Größe

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} \int_0^h E_z dz \quad \text{Gl. 3.6}$$

hat. λ ist die Wellenlänge der elektromagnetischen Welle. Da aber das Integral $\int E_z dz$ in den Grenzen 0 bis h die Potentialdifferenz U_{0h} zwischen dem Eintritts-

und Austrittspunkt des Lichtstrahls ist, erkennt man an dieser Gleichung, daß die Phasenverschiebung eines polarisierten Laserstrahls ein Maß für die elektrische Spannung am Meßpunkt ist. Um diese in eine meßbare Größe, nämlich die Intensitätsmodulation des Lichts, zu transformieren, bedient man sich der in Bild 3-1 gezeigten Pockels-Zelle. Diese hat die Transferfunktion

$$I_{aus} = I_{ein} \sin^2(2\sigma) \sin^2 \frac{\Delta\Phi}{2}, \quad \text{Gl. 3.7}$$

welche in Bild 3-2 als I_{aus}/I_{ein} gegen $\Delta\Phi$ dargestellt ist. I_{ein} ist die optische Eingangsintensität des Lichtstrahls, I_{aus} seine Ausgangsintensität und σ der Winkel zwischen der Orientierung des Eingangspolarisators und den optischen Achsen des doppelbrechenden Kristalls. Folglich ist für $\sigma = 45^\circ$ die Transmission maximal.

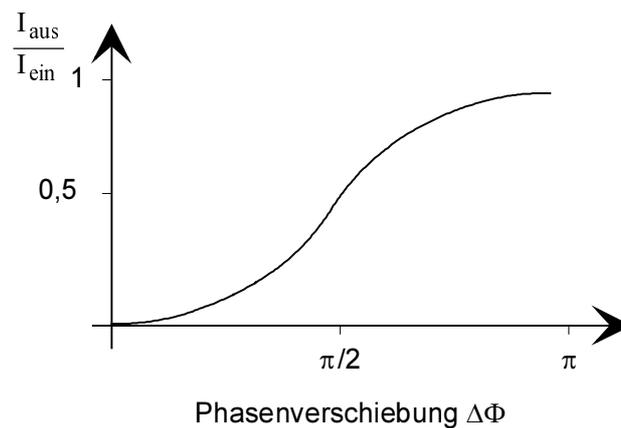


Bild 3-2: Transferfunktion I_{aus}/I_{ein} der Pockels-Zelle als Funktion der Phasenverschiebung $\Delta\Phi$

Man sieht an dieser Abbildung, daß im Bereich $\Delta\Phi \approx \pi/2$ die Steigung der Transferfunktion ihren Maximalwert annimmt und die Ausgangsintensität I_{aus} im Bereich dieses Punktes linear von der Potentialdifferenz U_{0h} abhängt. Dies ist der bevorzugte Arbeitspunkt, weshalb man ihn durch Hinzufügen einer $\lambda/4$ - Verzögerungsplatte in die Pockels-Zelle statisch einstellt. Die Gesamtphasenverschiebung setzt sich somit zusammen zu

$$\begin{aligned}
 \Delta\Phi &= \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} \int_0^h E_z dz + \frac{\pi}{2} \\
 &= \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} U_{0h} + \frac{\pi}{2} \\
 &= \Delta\Phi_{\text{mod}} + \frac{\pi}{2} \quad , \quad \text{Gl. 3.8}
 \end{aligned}$$

also der Phasenmodulation in Abhängigkeit der angelegten Spannung $\Delta\Phi_{\text{mod}}$ und der statischen Phasenverschiebung $\pi/2$.

Dadurch vereinfacht sich die Transferfunktion Gl. 3.7 für $\sigma = 45^\circ$ zu

$$\begin{aligned}
 \frac{I_{\text{aus}}}{I_{\text{ein}}} &= \sin^2 \frac{\Delta\Phi}{2} \\
 &= \sin^2 \left(\Delta\Phi_{\text{mod}} + \frac{\pi}{2} \right) \\
 &= \frac{1}{2} (1 + \sin \Delta\Phi_{\text{mod}}) \quad . \quad \text{Gl. 3.9}
 \end{aligned}$$

Führt man die sog. *Halbwellenspannung*

$$U_\pi = \frac{\lambda}{2n_0^3 r_{41}} \quad \text{Gl. 3.10}$$

ein, die Spannung also, die im Kristall zwischen seiner Vorder- und Rückseite benötigt wird, um den senkrecht eingestrahlenen Laser eine Phasenverschiebung von 180° durchlaufen zu lassen, so läßt sich die Phasenmodulation auch wie folgt ausdrücken:

$$\begin{aligned}
 \Delta\Phi_{\text{mod}} &= \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} U_{0h} \\
 &= \pi \frac{U_{0h}}{U_\pi} \quad . \quad \text{Gl. 3.11}
 \end{aligned}$$

Damit vereinfacht sich Gl. 3.9 zu

$$\begin{aligned}
 \frac{I_{aus}}{I_{ein}} &= \frac{1}{2}(1 + \sin \Delta\Phi_{mod}) \\
 &\approx \frac{1}{2}(1 + \Delta\Phi_{mod}) \\
 &= \frac{1}{2} \left(1 + \pi \frac{U_{0h}}{U_{\pi}} \right) , \qquad \text{Gl. 3.12}
 \end{aligned}$$

denn nach [78] hat der lineare elektrooptische Koeffizient r_{41} für GaAs bei einer Wellenlänge λ von 1550 nm einen Wert von $1,53 \cdot 10^{-12}$ m/V, und der Brechungsindex ist $n_0 = 3,374$. Somit ergibt sich für die Halbwellenspannung bei $\lambda = 1550$ nm ein Wert von 13,2 kV, was einige Größenordnungen über den in MMICs gebräuchlichen Spannungen U_{0h} im Voltbereich liegt und die gemachte Näherung in Gl. 3.12 rechtfertigt. Diese Gleichung besagt aber nichts anderes, als daß die Intensität des Ausgangssignals I_{aus} ein direktes Maß für die Phasenmodulation, also, wegen Gl. 3.11, für die Spannung am Meßort ist (vgl. Gl. 2.1).

Wie dieser lineare Zusammenhang zwischen der optischen Ausgangsleistung I_{aus} der Pockels-Zelle und der elektrischen Feldverteilung des Bauelements in eine Meßtechnik praktisch umgesetzt werden kann, wird Gegenstand von Kapitel 4 sein.

Die Größe des Pockels-Effekts läßt sich mit den Gleichungen 3.5 abschätzen. Setzt man in diese die Werte für n_0 und r_{41} ein, so erhält man für eine angenommene elektrische Feldstärke $E = 10^8$ V/m eine Änderung des Brechungsindex von $\Delta n = \pm 3 \cdot 10^{-3}$.

3.2 Der elektroabsorptive Franz-Keldysh-Effekt

Ob ein Festkörper ein Metall, ein Isolator oder ein Halbleiter ist, hängt von der Besetzung der Energiebänder des Festkörpers ab [79]. Diese sind durch Energiebereiche, die sog. *Bandlücken* W_g , voneinander getrennt, in denen keine Elektronenzustände erlaubt sind. In Halbleitermaterialien liegt der Bandabstand zwischen dem höchsten mit Elektronen gefüllten Band, dem sog. *Valenzband*, und dem niedrigsten leeren Band, dem sog. *Leitungsband*, im Bereich um 1 Elektronenvolt (eV). So beträgt z.B. die Bandlücke bei GaAs 1,43

eV, bei InP 1,35 eV. Diese Energie muß einem Elektron zugeführt werden, um vom Valenzband ins Leitungsband angehoben zu werden und dadurch elektrischen Strom transportieren zu können. Dies kann optisch geschehen, denn jedes Photon trägt die von der Wellenlänge abhängige Energiemenge

$$W = hc_0/\lambda. \quad \text{Gl. 3.13}$$

h ist das Planck'sche Wirkungsquantum und c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Ist diese Energie größer als der Bandabstand W_g zwischen Valenz- und Leitungsband, d.h. ist die Wellenlänge des Lichts kleiner als die Bandkantenwellenlänge $\lambda_g = hc_0/W_g$, so werden Elektronen in das Leitungsband unter Abnahme der optischen Energie angehoben: das Licht wird absorbiert und Elektronen-Loch-Paare erzeugt.

Durch Anlegen eines elektrischen Feldes E an das Halbleitermaterial werden die Bandkanten anschaulich gesprochen "verkippt", d.h. die Überlappung der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten zwischen Elektronen und Löchern wird größer, und damit auch die Übergangswahrscheinlichkeit. Das hat zur Folge, daß ein Elektron bereits bei Lichteinstrahlung mit einer Wellenlänge $\lambda > \lambda_g$ in das Leitungsband angehoben werden kann, daß das Licht also absorbiert wird, obwohl seine Wellenlänge größer als die Bandkantenwellenlänge ist. Diese feldabhängige Änderung der Absorption nennt man *Franz-Keldysh-Effekt* [77, 80]. Sie nimmt mit wachsender elektrischer Feldstärke zu und läßt sich veranschaulichen als Verschiebung der Bandkante hin zu kleineren Energien.

Die Übergangswahrscheinlichkeit eines Elektrons aus dem Valenzband in das Leitungsband wird beschrieben durch den *Absorptionskoeffizienten* α , der im feldfreien Fall Null ist, sobald die Photonenenergie geringer als die Bandlücke wird. Für $E \neq 0$ steigt er exponentiell mit $(-1/E)$ [77]:

$$\alpha \propto \exp\left\{-\frac{8\pi\sqrt{2m_e}(W_g - hf)^{3/2}}{3qhE}\right\}. \quad \text{Gl. 3.14}$$

f bedeutet hierin die Frequenz des Lichts, q die Elementarladung und m_e die relative effektive Masse der Elektronen im Halbleiter. Aus dem Exponenten dieser Gleichung ergibt sich, welches elektrische Feld angelegt werden muß, um bei einer gegebenen Wellenlänge in den Bereich der Absorption zu gelangen. Diese optische Erzeugung von Elektronen-Loch-Paaren im Halbleitermaterial kann zu Meßzwecken genutzt werden, was in Kapitel 4.4 ausführlicher behandelt werden wird.

Die feldstärkeabhängige Absorptionsänderung im Halbleitermaterial ist mit einer Änderung seines Brechungsindex verbunden. Wird diese Änderung ausgenutzt, so spricht man von elektrorefraktiven Effekten im Gegensatz zu elektroabsorptiven. Über die Kramers-Kronig-Relationen [77] läßt sich die Brechzahländerung bestimmen. Für GaAs mit seiner Bandlücke $W_g = 1,43$ eV ergibt dies für eine elektrische Feldstärke $E = 10^8$ V/m eine Brechungsindexänderung von $\Delta n = -2 \cdot 10^{-2}$, was um etwa eine Größenordnung über dem entsprechenden Wert des Pockels-Effekts liegt.

3.3 Weitere optoelektronische^{*)} Effekte im Vergleich

Der soeben vorgestellte Franz-Keldysh-Effekt erklärt die Variation des Absorptionskoeffizienten und damit des Brechungsindex in einem Halbleiter bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes E . Er behandelt dieses Phänomen für räumlich ausgedehnte Kristalle. Man spricht dann auch von *Volumenhalbleitern* (englisch: *bulk material*). Hat der Halbleiter hingegen in einer Raumrichtung nur noch Dimensionen weniger Nanometer, so treten quantenmechanische Effekte auf und der Franz-Keldysh-Effekt geht über in den quantenunterstützten Stark-Effekt (QCSE; *quantum confined Stark-effect*). Der Grund hierfür ist, daß durch die räumliche Einengung der Elektronen in diese zweidimensionalen Quantenfilme (QW; *quantum well*) die Bindungsenergie zwischen diesen und den im Valenzband zurückbleibenden Löchern bis zu viermal stärker ist als in Volumenhalbleitern [81]. Solche Bindungen zwischen Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband haben den Namen *Exzitonen*. Sie sind auch in Volumenhalbleitern vorhanden, jedoch bei weitem nicht mehr so zahlreich, da hier die Raumtemperatur bereits ausreicht, diese Bindungen aufzulösen. Eine Folge dieses Einschließens der Elektronen und Löcher in zwei Dimensionen ist das Auftreten diskreter Energieniveaus, auf denen sich die Elektronen und Löcher nur noch befinden dürfen, so daß zur Berechnung des QCSE die Schrödinger-Gleichung gelöst werden muß. Zum besseren Verständnis: diese diskreten Energieniveaus sind strenggenommen auch in Bulkmaterial vorhanden. Sie liegen dort jedoch mangels räumlicher Einengung so dicht beieinander, daß man von einem Quasi-Kontinuum, von Energiebändern spricht.

^{*)} siehe Fußnote Seite 3

Dieses Vorhandensein exzitonischer Zustände in den QWs auch bei Raumtemperatur hat zur Konsequenz, daß die Änderung des Absorptionsverhaltens in diesen Halbleiterstrukturen stärker ausgeprägt ist als beim Franz-Keldysh-Effekt in Volumenhalbleitern [16, 77]. Es kommt hier zusätzlich zu den Band-Band-Übergängen der Elektronen nach Absorption eines Photons auch noch zu Übergängen zwischen diesen exzitonischen Zuständen [82]. Als Beispiel sei hier die Brechungsindexänderung in einer $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$ -Viel-schichtheterostruktur mit Schichtdicken von 7,5 bzw. 13 nm angegeben. Bei einer Wellenlänge $\lambda = 995$ nm und einem elektrischen Feld der Stärke $0,26 \cdot 10^8$ V/m beträgt die maximale Brechungsindexänderung $\Delta n = -2,6 \cdot 10^{-2}$ [83]. Zu bedenken ist allerdings, daß sich dieser Effekt nur dann für Meßzwecke nutzen läßt, wenn das zu untersuchende Bauelement über QWs verfügt, da nur dann der QCSE auftritt. Außerdem ist diese exzitonische Resonanzerhöhung im Absorptionsspektrum vor allem dann besonders groß, wenn die benutzte Lichtquelle im Bereich des Bandabstandes emittiert, was eine weitere einschränkende Bedingung an die Meßtechnik stellt.

Auch der lineare elektrooptische Effekt kennt einen "Bruder", und zwar den *quadratischen elektrooptischen* oder auch *Kerr-Effekt*. Bei ihm ändert sich der Brechungsindex – wie der Name schon suggeriert – quadratisch mit dem anliegenden elektrischen Feld E [84]:

$$n = n_0 + \gamma |E|^2 \quad \text{Gl. 3.15}$$

Der Faktor γ ist eine Konstante des betreffenden Mediums und bewegt in der Größenordnung 10^{-20} (m/V)^2 . n_0 ist erneut der Brechungsindex ohne anliegendes Feld. Die Herkunft des Kerr-Effekts liegt in der Ausrichtung der permanenten Dipolmomente des Materials durch das E -Feld, doch sieht man an den Größenverhältnissen von γ zu dem erneut angenommenen elektrischen Feld der Stärke $E = 10^8$ V/m, daß seine Auswirkung weit unter einem Promille liegt: $\Delta n \approx 10^{-4}$.

Auch wenn, wie schon im Kapitel 2 erwähnt, noch andere optoelektronische Effekte wie der photoelastische oder der plasmaoptische Effekt existieren, so soll an dieser Stelle abgebrochen und dieses Kapitel durch eine tabellarische Zusammenfassung der vorgestellten optoelektronischen Wechselwirkungen beendet werden.

Effekt	Phys. Beschreibung	verwendete Materialgrößen	Auswirkung
Pockels-Effekt	$n \approx n_0 + \frac{n_0^3 r_{41} E}{2}$	GaAs, $\lambda = 1550 \text{ nm}$, $r_{41} = 1,53 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$	$\Delta n (E = 10^8 \text{ V/m}) =$ $\pm 3 \cdot 10^{-3}$, [76]
Franz-Keldysh-Effekt	$\alpha \propto \exp\left\{-\frac{(W_g - hf)^{3/2}}{E}\right\}$	GaAs, $W_g = 1,43 \text{ eV}$	$\Delta n (E = 10^8 \text{ V/m}) =$ $-2 \cdot 10^{-2}$, [77]
QCSE	Schrödinger-Gleichung	$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$, $\lambda = 995 \text{ nm}$	$\Delta n (E = 0,26 \cdot 10^8 \text{ V/m}) =$ $-2,6 \cdot 10^{-2}$, [83]
Kerr-Effekt	$n \approx n_0 + \gamma E ^2$	$\gamma \approx 10^{-20} (\text{m/V})^2$	$\Delta n (E = 10^8 \text{ V/m}) \approx 10^{-4}$, [84]

Tabelle 2: Zusammenfassung der wichtigsten optoelektronischen Effekte und ihre Auswirkungen auf die Brechungsindexänderung

Führt man sich die Kleinheit des Kerr-Effekts vor Augen, so ist klar, daß er nur eine untergeordnete Rolle in der optoelektronischen Meßtechnik spielt. Der quantenunterstützte Stark-Effekt zeigt die größte Auswirkung auf den Brechungsindex, ist aber gebunden an Bauelemente mit Vielschichtheterostrukturen. Da diese in dieser Arbeit nicht weiter in Betracht gezogen werden, werden im weiteren Verlauf der vorliegenden Dissertation nur noch die Elektroabsorption und der Pockels-Effekt berücksichtigt. Bereits an dieser Stelle soll jedoch hervorgehoben werden, daß letzterer bei gleicher angenommener elektrischer Feldstärke eine um eine Größenordnung kleinere Brechzahländerung hervorruft als der Franz-Keldysh-Effekt.