

1 Einleitung

Enorme Fortschritte im Bereich der Halbleiternanotechnologie hinsichtlich der Herstellung und der Charakterisierung von Strukturen auf der Nanometerskala haben in den letzten zwei Jahrzehnten signifikant zur Entwicklung neuartiger Lichtquellen und verbrauchsärmerer beziehungsweise leistungsstärkerer Halbleiterlaser beigetragen. Auch die Umsetzung eines neuartigen Konzepts einer als *Polariton-Laser* bezeichneten kohärenten Lichtquelle ist als energieeffizientere Alternative zum Photonlaser angestrebt worden [Ima96, Kav03b]. Der technologische Fortschritt ermöglichte es dabei, gezielt Quantenemitter und optische Kavitäten zum Einschluss von Elektronen und Photonen zur kontrollierten Licht-Materie-Wechselwirkung in Halbleitermikroresonatoren zusammenzuführen. Bereits eine Erhöhung der spontanen Emissionsrate von Exzitonen mittels der schwachen Kopplung mit einem Kavitätsfeld, bekannt als Purcell-Effekt [Pur46], als auch die nichtklassische Emission aus Quantenzuständen, als Grundlage für Einzelphotonenquellen, eröffnen faszinierende Anwendungsmöglichkeiten im Bereich der optischen Quanteninformationsverarbeitung. Darüber hinaus haben Fortschritte in der Herstellung qualitativ hochwertiger Strukturen die Erforschung der starken Licht-Materie-Wechselwirkung in optischen Mikrokavitäten im Forschungsgebiet der Kavitäts-Quantenelektrodynamik (CQED¹) ermöglicht [Yam00, Vah03, Kav07]. Dabei führten Untersuchungen zur starken Kopplung in den letzten Jahren dazu, dass die experimentelle Realisierung von Bose-Einstein-Kondensation (BEC²) in Festkörpern mittels Exziton-Polaritonen angestrebt wurde [Kav03a, Dev07], nachdem zuvor diese bosonischen Quasiteilchen als Resultat linearer Überlagerung von Licht- und Materieanregung [Pek58, Hop58] in Quantenfilmkavitäten beobachtet wurden [Wei92].

BEC ist ein für Bosonen typisches Phänomen, welches die makroskopische Besetzung eines kohärenten Quantenzustands beschreibt [Pit03], und zunächst für ein verdünntes Atomgas experimentell 1995 unter aufwendiger Kühlung bei ultrakalten Bedingungen im Nanokelvin-Bereich in einer magnetischen Atomfalle demonstriert werden konnte [And95, Dav95]. Dies geschah 70 Jahre nach den theoretischen Vorhersagen Einsteins für ein ideales Bose-Gas [Bos24, Ein25]. Quantenmechanische Wechselwirkungseffekte zwischen Bosonen erlauben die Ausbildung kollektiver Kohärenzeigenschaften auf makroskopischer Skala, und eine Verbindung von BEC zur Superfluidität von Helium [Kap38, All38] wurde hergestellt [Tsi38, Lon38].

Für Exzitonen in Festkörpern, zusammengesetzte Bosonen aus fermionischen Elektronen und Löchern, brachten intensive Untersuchungen seit den Vorhersagen zur Exzitonkondensation [Mos62, Bla62] und Pioniersarbeiten zu kollektiven Eigenschaften dieser Quasipar-

¹Abkürzung aus dem Englischen für *Cavity-Quantum-Electrodynamics*

²Abkürzung aus dem Englischen für *Bose-Einstein-Condensation*

tikel [Kel68] nicht die gewünschten Resultate hierzu hervor. Dies liegt einerseits an der hohen Dekohärenzrate durch Phononenstreuung, andererseits am Mott-Übergang [Mot90] von einem Isolatorzustand im Bosonischen zu einem metallischen Plasma im fermionischen Regime oberhalb einer kritischen Teilchendichte [Kap05]. Erst in den letzten zehn Jahren konnten experimentell Signaturen eines solchen Phasenübergangs beobachtet werden [But02a, But02b, Yos11, Hig12a, Hig12b].

Der erhoffte Kondensationseffekt konnte für Polaritonen im vergangenen Jahrzehnt in GaAs- sowie CdTe-Mikroresonatorstrukturen unter optischer Anregung erzielt werden [Den02, Ric05b] und wurde insbesondere durch Untersuchungen der Besetzungsverteilung und der räumlichen Kohärenzeigenschaften mit BEC in Verbindung gebracht [Kas06] (CdTe), [Bal07, Den07] (GaAs). Dies gelang insbesondere aufgrund der Tatsache, dass Polaritonen eine um vier Größenordnungen geringere effektive Masse und dementsprechend eine höhere kritische Phasenübergangstemperatur als Exzitonen besitzen. Darüber hinaus sind sie durch die Kopplung mit dem Lichtfeld delokalisiert und somit gegenüber Exzitonen weniger anfällig für Inhomogenitäten im Festkörpermedium. Schließlich konnte Kondensation auch bei Raumtemperatur beobachtet werden, sowohl für anorganische [Chr07, Chr08, Das11] (GaN), [Sun10] (ZnO), als auch organische Halbleiterstrukturen [KC10].

Da Polaritonen jedoch im Gegensatz zu Atomen nicht von der Umgebung isoliert sind und aufgrund der endlichen Reflektivität in einer optischen Kavität eine begrenzte Lebensdauer besitzen, kann das Polaritongas kein thermodynamisches Gleichgewicht ausbilden. Deshalb spricht man bei Polaritonen von einem Phasenübergang zu einem dynamischen BEC [Den10, DP12a]. Aus der vermeintlichen Schwäche des Systems geht jedoch ein besonderer Vorteil hervor: Auskopplungsverluste liefern einen direkten experimentellen Zugang zur Verteilung und Dynamik der Polaritonen durch spektrale Analysen der winkelaufgelösten Emission [Hou94b, Sko98]. Dadurch zeichnet sich insgesamt das Polariton als idealer Kandidat für die Untersuchung von Vielteilchensystemen in Festkörpern aus. Jedoch kann im unendlich ausgedehnten 2D System nach theoretischen Betrachtungen von Hohenberg [Hoh67] faktisch kein herkömmliches BEC existieren. Unter Einbeziehung von Lokalisationseffekten ist dennoch durch örtliche Potentialvariationen beziehungsweise in Systemen endlicher Ausdehnung Kondensation möglich [Dev07]. Dies erklärt das große Interesse an natürlichen und künstlichen Einschlusspotentialen für Polaritonen.

Ein neuartiger Typ von Laser auf Basis der Polaritonkondensation wurde 1996 von Imamoglu *et al.* vorgeschlagen, der im Gegensatz zu konventionellem Laserbetrieb im Regime stimulierter Emission von Photonen auf der stimulierten Streuung von Polaritonen beruht [Ima96]. Die kohärente Grundzustandsemission lässt einen Laserbetrieb ableiten, der um Größenordnungen niedrigere Schwellleistungen erfordert [Den03, Tso12]. Ein sogenannter Polariton-Laser [Kav03b] konnte mehrfach unter optischer Anregung demonstriert werden und Ähnlichkeiten und Unterschiede mit photonischem Lasing wurden untersucht [Den03, Baj07, Baj08b, Tem12]. Die elektrische Anregung eines Lasers im Regime starker Kopplung ist jedoch bisher nicht demonstriert worden und bleibt ein lang verfolgtes Ziel mehrerer For-

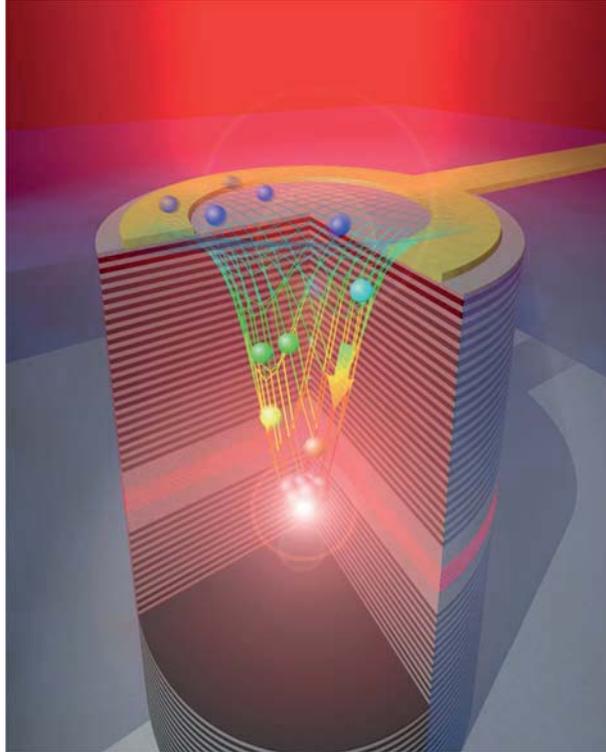


Abbildung 1.1: Schematische dreidimensionale Darstellung einer Polariton-Laserdiode auf Basis einer Quantenfilm-Mikrokavität, die einen gerichteten, kohärenten Lichtstrahl emittiert. Emission aus dem makroskopisch besetzten Grundzustand des polaritonischen Systems wird hier in einer überblendeten graphischen Skizze der Polaritondispersionsrelation (farbiges Netz) dargestellt. Farbige Kugeln repräsentieren Polaritonen, bosonische Quasiteilchen, die mittels stimulierter Streuung effizient von energetisch höheren Zuständen (blau) in ihren Grundzustand (rot) gelangen können.

scherguppen weltweit, während inkohärente Elektrolumineszenz von Polariton-Leuchtdioden (LEDs³) mehrfach vorgestellt wurde [Tsi08, Baj08a, Kha08]. Für eine erstmalige Demonstration eines elektrisch betriebenen Polariton-Lasers ist insbesondere eine eindeutige Unterscheidung zwischen Lasing im Regime starker Licht-Materie-Kopplung und Lasing im Regime schwacher Kopplung, was einem VCSEL⁴ Betrieb stark ähnelt [Baj12, DP12a], entscheidend.

Inhalt und Gliederung

Vor diesem Hintergrund wird im Rahmen dieser Arbeit dynamische Bose-Einstein-Kondensation von Exziton-Polaritonen in optisch und elektrisch angeregten Quantenfilm-Mikroresonatoren experimentell untersucht. Dies geschieht hier im III/V-Halbleitersystem insbesondere mit dem Ziel der erstmaligen Realisierung eines elektrisch betriebenen Polariton-Lasers als Bauteil, wie sie Abbildung 1.1 schematisch darstellt. An dieser Stelle wird ein kurzer Überblick über den inhaltlichen Aufbau dieser Dissertation gegeben:

³Abkürzung aus dem Englischen für *light emitting diode*

⁴Abkürzung aus dem Englischen für *vertical cavity surface emitting laser*

In Kapitel 2 wird zunächst die Theorie der starken Licht-Materie-Wechselwirkung in Quantenfilm-Mikrokavitäten in kompakter Form vorgestellt. Darauf folgend wird der Begriff der Bose-Einstein-Kondensation erläutert, woraus sich das Konzept des Polariton-Lasers motivieren lässt. Der Einfluss eines externen Magnetfelds auf Polaritonen in einer Kavität wird in diesem Kapitel ebenfalls kompakt zusammengefasst. Der Aufbau und die Herstellung planarer Quantenfilm-Mikrokavitäten werden anschließend in Kapitel 3 in Hinblick auf elektrisch betriebene Strukturen beschrieben. Der experimentelle Aufbau sowie die verwendeten Spektroskopiemethoden werden in Kapitel 4 behandelt.

Kapitel 5 stellt eine systematische, ausführliche Untersuchung der Polaritonenkondensation unter fs-gepulster optischer Anregung vor, die Polaritonen in ihrem Reservoirzustand erzeugt. In einer leistungsabhängigen Untersuchung der Polaritonemission werden diverse Aspekte der Grundzustandsemission in einem 12-Quantenfilm-System analysiert, die eine Charakterisierung des Phasenübergangs zum Kondensat ermöglicht. Diese umfasst auch eine Betrachtung der räumlichen und zeitlichen Korrelation der Emission.

Anschließend wird in Kapitel 6 der Effekt des polaritonischen Einschlusses in sogenannten Polaritonfallen behandelt, welcher über eine leichte Modulation der Kavitätslänge realisiert wird. Die lithographisch definierten, quasi nulldimensionalen Kavitäten ermöglichen die Untersuchung diskreter optischer Resonanzen, die von den Abmessungen des Einschlusspotentials abhängen. Für diskrete Moden wird der polaritonische Charakter im Magnetfeld anhand einer diamagnetischen Verschiebung und Zeemanaufspaltung der Exzitonmode nachvollzogen und die Abhängigkeit des polaritonischen Modenverhaltens vom Materieanteil analysiert.

Auf Basis dieser Vorarbeiten wird abschließend in Kapitel 7 erstmals ein elektrisch betriebener Polariton-Laser demonstriert. Hierbei wird zunächst die vorangegangene Entwicklung der Diodenstrukturen im Kontext der Erläuterungen zu elektro-optischen Eigenschaften zusammengefasst. Nichtlinearitäten in der Eingangsausgangscharakteristik der Polaritondioden werden anschließend magneto-optisch bei nichtresonanter Gleichstromanregung untersucht. Eine stromdichteabhängige, makroskopische Grundzustandsbesetzung der Polaritonen oberhalb einer Kondensationsschwelle wird für verschiedene magnetische Flussdichten analysiert. Insbesondere eine eindeutige Zuordnung der Emission zu einem polaritonischen beziehungsweise photonischen Laserregime wird in einer magnetfeldabhängigen Studie anhand der Zeemanaufspaltung erzielt. Die leistungsabhängige Zeemanaufspaltung der Grundmode wird dabei als Indikator für das Vorliegen der starken Kopplung oberhalb der Polariton-Laserschwelle genutzt. Abschließend folgt eine Zusammenfassung und ein Ausblick im vielversprechenden Bereich der Polariton-Laserentwicklung.

2 Theoretischer Hintergrund

In diesem Kapitel wird eine kurze Übersicht der theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis dieser Arbeit nötig sind, gegeben. Hierzu werden zunächst die Prinzipien der Licht-Materie-Wechselwirkung vorgestellt. Des Weiteren wird BEC kurz erläutert und der Effekt der stimulierten Grundzustandsstreuung für die bosonischen Quasiteilchen aus Licht und Materie betrachtet. Schließlich wird anhand des Kondensationsprinzips und der Kriterien im experimentellen System das Konzept des Polariton-Lasers und dessen Unterscheidung vom gewöhnlichen Photonlaser zusammengefasst.

2.1 Grundlagen der Licht-Materie-Wechselwirkung

In diesem Abschnitt werden zunächst die Entstehung von Quantenfilm-Exziton, der Materieanregung, und darauf folgend das Konzept des Photoneneinschlusses in planaren Kavitäten erläutert. Dabei werden auch die signifikanten Eigenschaften der optischen sowie der exzitonischen Anregungsmode kurz erläutert.

2.1.1 Exzitonen in Halbleiter-Quantenfilmen

Exzitonen in Festkörpern

In einem Halbleiter kann die Coulomb-Wechselwirkung zwischen einem Elektron und einem Loch zu einem gebundenen Quasiteilchen, dem Exziton (X) führen (vergleiche (vgl.) [Bas91, Kit06]). Wird ein Elektron (e^-) mit seiner Elementarladung $e = (-)1,602 \times 10^{-19}$ C aus dem Valenzband in das Leitungsband des Halbleiters angeregt, besitzt es die Energie

$$E_e(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{e,eff}} \quad (2.1)$$

mit der effektiven Elektronmasse $m_{e,eff}$ im Kristall und hinterlässt im Valenzband ein sogenanntes Defektelektron, welches auch als Loch (h^+) bezeichnet wird (\hbar : Plancksches Wirkungsquantum geteilt durch 2π). Dieses Teilchen mit entgegengesetzter Ladung e^+ besitzt die kinetische Energie

$$E_h(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{h,eff}} \quad (2.2)$$

mit einer effektive Masse $m_{h,eff}$ und einem zum e^- entgegengesetzt gleichen Impuls. Als Ladungsträgerpaar unter Coulomb-Wechselwirkung formen sie schließlich im Falle kleiner

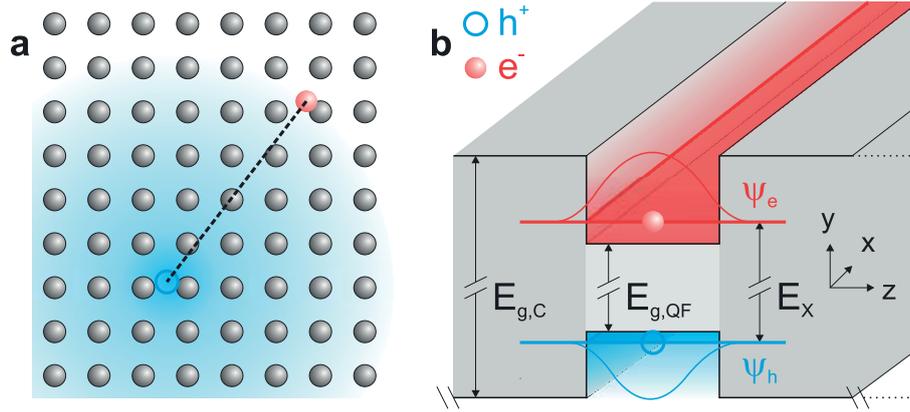


Abbildung 2.1: Schema eines freien Exzitons im Kristallgitter (a) und der Bandstruktur eines Quantenfilms (b) mit entsprechenden Bandlücken $E_{g,QF}$, $E_{g,C}$ des Quantenfilms beziehungsweise des umgebenden Materials sowie der Rekombinationsenergie E_X eines Quantenfilm-Exzitons. Das ange deutete Elektron-Loch-Paar ist in Wachstumsrichtung lokalisiert, aber kann sich in der Ebene frei bewegen.

Impulse $k \approx 0$ (k : Wellenzahl im Translationsgitter) das freie Exziton (vom englischen Wort für 'anregen' abgeleitet), welches sich im Festkörper räumlich ausbreiten kann. Diese Bindung verhält sich — für einfache Valenz- und Leitungsbandstrukturen betrachtet — analog zum Wasserstoffatom, welches durch das Bohr-Modell vereinfacht dargestellt werden kann, jedoch quantenmechanisch als Materiewellensystem mit Aufenthaltswahrscheinlichkeiten beschrieben wird (vgl. [Ivc05]). Dabei führt die im Festkörper größere dielektrische Abschirmung ($\epsilon_r \approx 10^1$) und das kleinere Verhältnis effektiver Massen von Loch zu Elektron ($m_{h,eff}/m_{e,eff} \approx 10^1$) verglichen mit Proton und Elektron im Atom zu Bindungsenergien eines Exzitons, die um etwa drei Größenordnungen kleiner als die Ionisierungsenergie eines Wasserstoffatoms sind [Han77].

Mit einer effektiven Gesamtmasse des Systems aus e^- und h^+ von $m_{X,eff} = m_{e,eff} + m_{h,eff}$ und einer reduzierten effektiven Masse $m_r = m_{e,eff}m_{h,eff}/m_{X,eff}$ ist die Bindungsenergie eines Exzitons gegeben durch

$$E_{Bind,n} = \frac{\hbar^2}{2m_r a_{B,X}^2 n^2}. \quad (2.3)$$

Für ein Exziton im Grundzustand ($n = 1$) beträgt der Bohrradius

$$a_{B,X} = \frac{4\pi\hbar^2\epsilon_r\epsilon_0}{m_r e^2}. \quad (2.4)$$

Mit einem Bohr'schen Radius in der Größenordnung 10 nm breiten sich Exzitonen über viele Gitterplätze des Kristalls aus (siehe Abbildung (Abb.) 2.1(a)). Diese lokal schwach gebundenen Exzitonen werden auch Wannier-Mott-Exzitonen genannt [Wan37, Mot38].

Für das hier im dreidimensionalen (3D) Fall betrachtete Elektron-Loch-Paar ist die Gesamtenergie mit kinetischem Term $\frac{\hbar^2 \mathbf{K}^2}{2m_{X,eff}}$ und Wellenvektor \mathbf{K} der Schwerpunktsbewegung schließlich gegeben durch

$$E_X(\mathbf{k}, n) = E_g - E_{Bind,n} + \frac{\hbar^2 \mathbf{K}^2}{2m_{X,eff}}. \quad (2.5)$$

Die geladenen Bestandteile dieses bosonischen Quasiteilchens sind selbst fermionisch, besitzen also einen halbzahligen Spin und unterliegen dem Pauliprinzip. Das Exziton hingegen besitzt einen ganzzahligen Spin und unterliegt somit der Bosonenstatistik. Darüber hinaus ist es nach außen elektrisch neutral.

Quantenfilm-Exzitonen

Die freie Bewegung von Exzitonen im 3D Material wird in einem Quantenfilm räumlich in einer Richtung signifikant eingeschränkt. Ein endlicher, quantenmechanischer Potentialtopf für Exzitonen wird dabei mittels einer Typ-I Heterostruktur in Wachstumsrichtung des Systems erzielt [Bas91, Yam00, Ivc05, Kav07]. Eine dünne Halbleiterschicht wird von Barriereschichten eines Materials mit größerer Bandlücke umgeben, wodurch Elektronen und Löcher in diesem Film mit einer Dicke in der Größenordnung ihrer de-Broglie-Wellenlänge und des Exziton-Bohrradius lokalisiert werden (siehe Abb. 2.1(b)). Ohne Energieübertrag durch beispielsweise thermische Energie können die Ladungsträger dieses Einschlusspotential zunächst nicht mehr überwinden.

Während für Exzitonen im 3D Medium der Wellenvektor \mathbf{k} beziehungsweise Impuls eine quasikontinuierliche Verteilung besitzt, ist die Ausbreitung des Elektron-Loch-Paares in Quantenfilmen senkrecht zur Filmebene, also in Wachstumsrichtung (hier die z-Achse) nicht möglich. Durch die Niederdimensionalität des Systems werden schließlich die Energiezustände eines Quantenfilm-Exzitons entlang der Wachstumsrichtung quantisiert. Dies führt zu der Änderung des Impulses von $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y + k_z \mathbf{e}_z$ (3D System, $\mathbf{e}_{x/y/z}$: Einheitsvektoren) zu $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{||} + \mathbf{k}_{\perp}$. Dieser Ausdruck beinhaltet den transversalen Impulsanteil $\mathbf{k}_{||}$, welche die freie Ebenenbewegung der Partikel mit quasikontinuierlichen Wellenzahlen repräsentiert, und den quantisierten Impuls in der longitudinalen Bewegungsrichtung \mathbf{k}_{\perp} . Durch eine reduzierte Symmetrie in Wachstumsrichtung und Diskontinuitäten im Energieband an den Grenzflächen des Quantenfilms wird die Entartung des Valenzbandes hinsichtlich Schwerloch- und Leichtlohexzitonen am Γ -Punkt aufgehoben [Gre84]. Im Rahmen dieser Arbeit werden nur Schwerlohexzitonen betrachtet, da aufgrund tiefer Temperaturen, unterschiedlicher effektiver Massen und der energetischen Separation der Bänder durch den 2D Einschluss das Leichtlochband typischerweise nicht besetzt wird [Sko98, Den10]. Des Weiteren erlaubt das in dieser Arbeit untersuchte System die Betrachtung des niedrigsten Exzitonzustands mit $E_{Bind} = \frac{\hbar^2}{2m_r a_{B,X}^2}$, welcher aus dem niedrigsten Elektron- und höchsten Lochband hervorgeht. Die Valenz- und Leitungsbänder werden am Γ -Punkt für kleine \mathbf{k} stets als parabolisch an-

genommen. Intradbandvermischungen (höhere Valenzbänder/ e - oder h -Unterbänder) können aufgrund des starken Exzitoneneinschlusses vernachlässigt werden [Den10].

Die Dicke d des Quantenfilms beeinflusst verschiedene Parameter des Systems, welche hier kurz zusammengefasst werden. Zunächst wird die Eigenenergie und die Wellenfunktion der eingeschlossenen Ladungsträger mit d modifiziert. Je dünner der Film, desto mehr dringt die entsprechend komprimierte Wellenfunktion ins umgebende Material ein, wobei ihre Amplitude und ihr Energieniveau im Potentialtopf zunimmt. Dies erhöht direkt über die Energiedifferenz der Ladungsträger $\Delta E_{e,h}$ die Exzitonenergie. Eine zu geringe Dicke des Quantenfilms führt schließlich zu einer erleichterten thermischen Emission der Elektronen und Löcher aus dem Film, weshalb die Dicke so gewählt werden muss, dass die Grundzustandsenergie ausreichend gering bleibt. Aber auch die für Licht-Materie-Wechselwirkung entscheidende Oszillatorstärke der Exzitonen wird beeinflusst, welche im Vergleich zum Volumenmaterial durch einen erhöhten Einschluss der Ladungsträger steigt [Den10]. Mit zunehmender Filmdicke nimmt die Oszillatorstärke des Systems, welche die Wechselwirkung mit dem Lichtfeld begünstigt und nachfolgend in diesem Zusammenhang kurz erläutert wird, ab [And90], gemäß numerischer Berechnungen proportional zu $1/d$ [Mas85]. Deshalb muss bei der Wahl der Quantenfilmdicke ein Optimum gefunden werden.

Wird der Grenzfall eines 2D Gases im Potentialtopf mit unendlich hohen Wänden betrachtet, halbiert sich der Bohrradius eines Exzitons bezüglich des 3D Wertes aus Gleichung (2.4), was zu einer Vergrößerung der Bindungsenergie um das Vierfache des 3D Wertes nach Gleichung (Gl.) (2.3) führt (vgl. [Kav07]). Die Gesamtenergie des 2D Exzitons lautet dann

$$E_X(\mathbf{k}, n) = \Delta E_{e,h}(d) - 4E_{Bind,n}^{(3D)} + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{\parallel}^2}{2m_{X,eff}}, \quad (2.6)$$

wobei $\Delta E_{e,h}(d)$ die Differenz der Energieniveaus der 2D Elektronen und Löcher, $E_{Bind,n}^{(3D)}$ die 3D Bindungsenergie und $m_{X,eff}$ die zuvor eingeführte effektive Exzitonmasse angibt. Unter Berücksichtigung der endlichen Quantenfilmdicke lassen sich genauere Werte für $a_B^{(2D)}$ und $E_{Bind,n}^{(2D)}$ ermitteln [Gre84, Pri84, Lea90].

Exzitonen können im Festkörper sowohl optisch, thermisch als auch elektrisch generiert werden. Ersteres geschieht durch Absorption eines Photons mit der Energie $E_{Photon} \geq E_X$ (= für resonante, $>$ für nicht-resonante Anregung). Optisch nichtresonant angeregte Elektronen und Löcher müssen aufgrund des Energieüberschusses jedoch zunächst über Phononenemission und Streuprozesse zu heißen Exzitonen ($k \gg 0$) relaxieren. Die elektrische Anregung von Exzitonen geschieht in Diodenstrukturen durch Injektion von Elektronen und Löchern in das System mittels einer externen elektrischen Spannung und wird in Kapitel (Kap.) 3.1 kurz erläutert. Wenn Exzitonen schließlich auf einer Zeitskala ihrer Lebensdauer spontan strahlend rekombinieren, wird dabei ein Photon emittiert, welches die Gesamtenergie des Exzitons E_X besitzt. Die mittlere, spontane Lebensdauer von Quantenfilm-Exzitonen liegt dabei typischerweise im Bereich von 0,1 bis 1 ns [Dre93, Dan98].

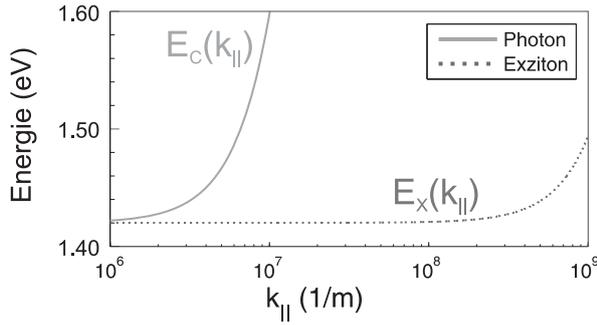


Abbildung 2.2: Theoretische Energiedispersion einer Photonmode in einer optischen Kavität (grün durchgezogene Kurve). Im Vergleich dazu besitzt die Dispersion des Quantenfilm-Exzitons aufgrund der größeren effektiven Masse eine geringere Krümmung (rot gestrichelte Kurve).

2.1.2 Photonischer Einschluss in einer planaren Kavität

Der räumliche Einschluss von Photonen in Kavitäten ist ein wesentlicher Bestandteil der Untersuchungen von Licht-Materie-Wechselwirkungen. Dies ermöglicht den lokalen Austausch von Energie zwischen einem elektromagnetischen Feld und einem Emittor über die Dipol-Wechselwirkung. Hierzu wird eine Resonatormode, eine stehende Welle mit der Resonanzwellenlänge $\lambda_C = \lambda_0/n_C$ in Abhängigkeit des effektiven Brechungsindex n_C des Kavitätsmaterials, zwischen zwei stark reflektierenden, sich gegenüberstehenden dielektrischen Spiegeln ausgebildet. Im Teilchenbild lässt sich der ideale optische Einschluss durch Kavitätsphotonen (C^1) veranschaulichen, welche zwischen den Spiegeln den Resonator durchlaufen. Die Wechselwirkung mit Materie ist in den elektrischen Feldmaxima am Größten.

In einer planaren Kavität bleibt die transversale Ausbreitung für Photonen uneingeschränkt möglich, jedoch werden Photonen longitudinal (z -Richtung \perp Spiegeloberfläche) eingeschlossen (siehe [Yam99, Kav07, Den10]). Dabei entsteht eine Winkelabhängigkeit der Emissionsenergie, da zusätzlich zur Einschlussenergie eine transversale Impulskomponente für Photonen berücksichtigt werden muss. Hierbei besteht zwischen dem Einfallswinkel $\theta_C = \arcsin\left(\frac{\sin(\theta_0)}{n_C}\right)$ (θ_0 : Emissionswinkel im Vakuum) auf die Spiegel im Resonator und der Kavitätsmode mit transversaler Wellenzahl k_{\parallel} folgende Beziehung:

$$k_{\parallel} = \frac{2\pi n_C}{\lambda_0} \tan\left(\arcsin\left(\frac{\sin(\theta_0)}{n_C}\right)\right), \quad (2.7)$$

$$k_{\parallel} \approx k_{\perp} \theta_0 \quad (\text{wenn } k_{\parallel} \ll k_{\perp}), \quad (2.8)$$

mit dem longitudinalen Wellenzahlanteil $k_{\perp} = \frac{2\pi}{\lambda_C}$. Daraus folgt für die Kavitätsmode (C) eine Energiedispersion gegenüber dem Wellenvektor in der Ebene k_{\parallel} , welche durch folgende Gleichung (c_0 : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum) beschrieben wird:

$$E_C(\mathbf{k}) = \left(\frac{hc_0}{\lambda_0(\theta_0)} = \frac{\hbar c_0}{n_C} |\mathbf{k}| = \right) \frac{\hbar c_0}{n_C} \sqrt{k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2}. \quad (2.9)$$

Als Näherung für die Energiedispersion im Bereich $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ gilt schließlich:

¹Aus dem Englischen für *cavity mode*

$$E_C(\mathbf{k}) \approx \frac{\hbar c_0}{n_C} k_\perp \left(1 + \frac{k_\parallel^2}{2k_\perp^2} \right) = E_C(k_\parallel = 0) + \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m_{C,eff}} = E_C(k_\parallel). \quad (2.10)$$

Hier ist die Grundzustandsenergie für Kavitätsphotonen $E_C(k_\parallel = 0) = \frac{\hbar c_0}{n_C} k_\perp$ für $|\mathbf{k}| = k_\perp$ und dem parabolischen Anteil $\frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m_{C,eff}}$ gegeben. Diese Dispersion im Resonator unterscheidet sich somit von der linearen Dispersion freier Photonen. In Analogie zu massebehafteten Teilchen kann dem Kavitätsphoton aus der quadratischen Dispersion eine effektive Masse $m_{C,eff}$ zugewiesen werden, welche typischerweise in der Größenordnung $10^{-5} \times m_e$ (m_e : freie Elektronenmasse) liegt:

$$m_{C,eff} = \frac{2\pi\hbar}{c_0\lambda_C} = E_C(k_\parallel = 0) \frac{n_C^2}{c_0^2}. \quad (2.11)$$

Diese Dispersionsrelation verdeutlicht die Winkel- beziehungsweise Wellenzahlabhängigkeit der Photonenenergie wie in Abb. 2.2 mit der Grundzustandsenergie von $E_{C,0} = 1,42 \text{ eV}$ (in grün) im Vergleich zur Exzitondispersion (in rot) gezeigt, welche aufgrund der wesentlich größeren Exzitonmasse und der damit verbundenen geringen Krümmung der Parabel im relevanten Impulsraumbereich quasi konstant ist.

Verschiedene Verlustkanäle, unter anderem aufgrund der endlichen Reflektivität der Spiegel, der Absorption im Resonator sowie in der aktiven Schicht (siehe Kap. 3) sorgen jedoch in der Realität für eine begrenzte Aufenthaltsdauer der Kavitätsphotonen im System. Aus der endlichen Photonenlebensdauer τ_C geht eine wichtige Kenngröße für Resonatoren hervor, die Resonatorgüte, welche auch Q -Faktor genannt wird. Diese ist ein Maß für die Aufenthaltsdauer des Photons im Resonator. Sie ist gegeben aus dem Verhältnis der Emissionsenergie E_C zur Linienbreite γ_C

$$Q = \frac{E_C}{\gamma_C} \quad (2.12)$$

und bestimmt maßgeblich die Dauer eines möglichen Energieaustausches zwischen Lichtfeld und Emitter. Ein $Q = 10000$ entspricht dabei für eine $\lambda/2$ -Kavität einer Umlaufzahl von 10000, bevor das Photon den Resonator verlässt [Den10]. Im nachfolgenden Abschnitt wird nun die starke Licht-Materie-Wechselwirkung beschrieben, wodurch bei starker Kopplung zwischen Kavitätsphoton und Quantenfilm-Exziton das Polariton hervorgeht.

2.2 Starke Licht-Materie-Kopplung in Quantenfilm-Mikroresonatoren

Bereits 1946 wurde durch E. Purcell vorhergesagt [Pur46], dass die spontane Emissionsrate eines Emitters stark erhöht werden kann, wenn dieser in einer Kavität räumlich und spektral mit der optischen Mode in Resonanz gebracht wird. Wird die Licht-Materie-Kopplungsrate im Vergleich zu Verlustraten stark genug, kann der Emissionsprozess sogar reversibel werden.