

Photonische Bloch-Oszillationen in thermisch verstimmtten Wellenleiterarrays

Photonen in Nanostrukturen dienen als Modellsystem der Festkörperphysik

Thomas Zentgraf

Quantenprozesse, wie z. B. die Echtzeit-Dynamik von Elektronen in einem Festkörper, sind meist subtil und nur schwer zu vermessen. Viele Effekte in der Festkörperphysik wurden schon vor langer Zeit vorhergesagt, konnten aber erst in den letzten Jahren experimentell verifiziert werden. Ein fundamentales Problem war dabei die Oszillation von Elektronen im periodischen Potential eines Festkörpers, an den ein äußeres elektrisches Gleichfeld angelegt wird. Diese Oszillationen haben zwar Bloch und Zener schon Anfang des letzten Jahrhunderts in ihren Arbeiten beschrieben, aber erst vor wenigen Jahren gelang es, diese so genannten Bloch-Oszillationen zu beobachten. Dies gibt Anlass, um nach neuen Modellsystemen für die Erforschung von Quantenphänomenen zu suchen, mit denen sich die Experimente der Festkörperphysik ergänzen lassen.

Als 1826 Georg Simon Ohm den grundsätzlichen Zusammenhang zwischen Stromstärke, Spannung und Widerstand eines elektrischen Leiters entdeckt, ahnt zuerst niemand, welche Bedeutung seine experimentellen und theoretischen Arbeiten auf dem Gebiet der Elektrodynamik haben werden. Erst fast 40 Jahre nach seinem Tod erlangte Ohm zu seiner „größten“ Ehrung durch den „Elektrischen Welt-Kongress“ in Chicago, auf dem die Maßeinheit des elektrischen Widerstandes seinen Namen erhielt. Inzwischen ist das nach ihm benannte Ohmsche Gesetz fester Bestandteil unserer Alltagserfahrung geworden.

In den dreißiger Jahren des letzten Jahrhunderts begannen dann Felix Bloch und Clarence Zener, die Ideen der gerade etablierten Quantenmechanik auf die Bewegung von Elektronen in periodischen Potentialen anzuwenden. Sie zeigten, dass aus der in Kristallen vorhandenen Translationssymmetrie die Existenz stationärer Zustände in Form von periodisch modulierten ebenen Wellen folgt. Normalerweise delokalisieren die freien Elektronen der Einzelatome über den gesamten Kristall und die Energieniveaus verbreitern sich zu Energiebändern.

Wird dem periodischen Gitterpotential durch das Anlegen eines äußeren elektrischen Gleichfeldes eine Verkipfung überlagert, bricht dies die ursprüngliche Translationssymmetrie (Ordnung-Unordnung-Übergang) und die Elektronen lokalisieren. Der Grad der



Abb. 1: Ein Wellenleiterarray, wie es in dieser rund 150 μm breiten REM-Aufnahme zu sehen ist, eignet sich als optisches Modellsystem für Quantenphänomene.

Lokalisierung der Elektronen steigt dabei mit der Stärke der Verkipfung. Innerhalb des lokalisierten Raumbereiches kommt es zu einer periodischen Bewegung der Elektronen, sodass der Aufenthaltsort der Elektronen zeitlich periodisch wird, was zum Phänomen der Bloch-Oszillationen führt [1].

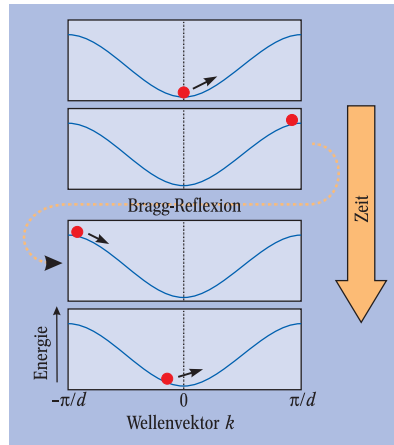
Diese Oszillationen können sich über mehrere Elementarzellen des Gitters erstrecken und entbehren jeder klassischen Analogie. Für nicht wechselwirkende Elektronen in einem idealen Kristall bedeutet dies, dass das Anlegen einer externen Gleichspannung einen den Bloch-Oszillationen analogen Wechselstrom ohne jeden Gleichanteil bewirkt. Dieser Quanteneffekt steht allerdings im krassen Widerspruch zum Ohmschen Gesetz.

Bloch-Oszillationen in natürlichen kristallinen Festkörpern konnten bisher nicht experimentell nachgewiesen werden, weil die Wechselwirkung der Elektronen untereinander und mit Löchern, Fehlstellen und Gitterschwingungen nicht einmal die Vollendung einer einzigen Periode der Bloch-Oszillationen gestattet [2]. Ein weiteres Problem sind die geringen Gitterperioden ($< 1 \text{ nm}$) natürlicher Kristalle, welche ein enormes externes Feld zur Realisierung einer für kurze Bloch-Perioden erforderlichen großen Potentialverkipfungen erfordern würden.

Zu Beginn der siebziger Jahre erweckten die ersten so genannten Halbleiter-Supergitter und deren kontinuierliche Weiterentwicklung neues Interesse an dem experimentellen Nachweis dieses bis dahin nicht messbaren Effektes [3]. Sich abwechselnde Regionen von epitaktisch gewachsenem GaAs und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ generieren in Halbleiter-Supergittern ein effektives periodisches Potential für die Elektronen. Die Gitterkonstante dieser künstlichen „Kristalle“ lässt sich beliebig wählen (es entsteht eine so genannte „Mini-Brillouin-Zone“), wodurch sich bei gleichem elektrischen Feld viel kürzere Bloch-Perioden realisieren lassen als bei natürlichen Kristallen. Die Existenz von Bloch-Oszillationen im Zeitbereich ließ sich durch die Technik der Vier-

Dipl.-Ing. Thomas Zentgraf, TU Clausthal, Institut für Physik und Physikalische Technologien, Leibnizstraße 4, 38678 Clausthal-Zellerfeld – Festvortrag anlässlich der Verleihung des Georg-Simon-Ohm-Preises 2002 auf der 66. Physikertagung in Leipzig

Abb. 2: Die Bewegung eines Elektrons im Festkörper unterscheidet sich von der eines freien Elektrons. Ein im Festkörper durch ein äußeres elektrisches Feld beschleunigtes Elektron wird an der Gitterebene Bragg-reflektiert, falls der Wellenvektor k den Rand der Brillouin-Zone erreicht. Dies führt zur so genannten Bloch-Oszillation.



Wellen-Mischung mit Pikosekunden-Lasern bestätigen – später auch durch direkte Messung emittierter Terahertzstrahlung [4]. Insbesondere die Erwartung, solche „Bloch-Oszillatoren“ als Quellen elektromagnetischer Strahlung im Terahertzbereich einzusetzen, stimulierte die Forschung der folgenden Jahre. Die bisherigen Arbeiten repräsentieren zwar einen Durchbruch in der Erforschung des Quantentransports von Elektronen, lassen aber noch viele Fragen offen. Die kurze Lebensdauer dieses kohärenten Effektes (bewirkt z. B. durch elastische Streuung an Fehlstellen) stellt weiterhin ein zentrales Problem dar. Eine direkte Beobachtung der Elektronenbewegung ist sogar unmöglich. Diese Schwierigkeiten motivieren die Suche nach neuen Modellsystemen für Quantenphänomene, um die Experimente in Halbleitergittern zu ergänzen. Wie später zu sehen ist, lassen sich in thermisch verstimmten Wellen-

leiterarrays photonische Bloch-Oszillationen erzeugen (Abb. 1).

Bloch-Oszillationen

Elektronische Eigenzustände (Bloch-Wellen) in einem periodischen Potential eines Kristallgitters besitzen einen gitterperiodischen Anteil. Mithilfe der Dispersionsrelation der Einelektronenzustände $E(\mathbf{k})$ im reziproken Raum lässt sich die Bewegung des Elektrons analog zu den klassischen Bewegungsgleichungen einer punktförmigen Ladung im elektrischen Feld beschreiben. Durch die Periodizität des Kristallgitters unterscheidet sich jedoch die Dynamik eines Elektrons im Festkörper erheblich von der eines freien Elektrons. Legt man z. B. an den Festkörper ein äußeres elektrisches Gleichfeld F an, so werden die Elektronen darin beschleunigt und ihr Impuls p wächst linear mit der Zeit.

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} = \hbar \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial t} = -e\mathbf{F}$$

Erreicht bei dieser Beschleunigung der Wellenvektor k den Rand der Brillouin-Zone in der Bandstruktur, kommt es zur Bragg-Reflexion des Elektrons an den Gitterebenen. Für ein periodisches Potential der Form $E(k) \propto \cos(kd)$ (wobei d die Gitterperiode ist) lässt sich die Dynamik des Elektrons aus der Dispersionsrelation ableiten:

$$v = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E(k)}{\partial k} \propto \sin(kd)$$

Diese Gleichung beschreibt einen zeitlich periodischen Aufenthaltsort der Elektronen, was zum Phänomen der Bloch-Oszillationen führt (Abb. 2). Die Oszillationsperiode T hängt dabei nur von der Stärke des äußeren elektrischen Gleichfeldes ab

$$T = \frac{h}{eFd}$$

und ist somit kontinuierlich abstimmbar.

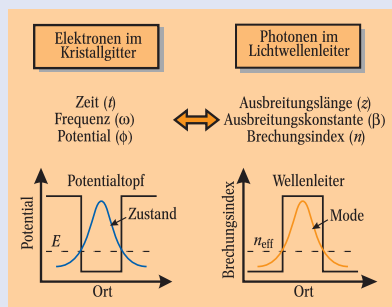
Ein Anzeichen für eine solche oszillatorische Bewegung der Elektronen sollte die Aussendung von elektromagnetischer Strahlung sein. Zugleich würde man aber auch eine starke Beeinflussung der elektrischen Leitfähigkeit bei Metallen erwarten. So sollte trotz eines elektrischen Gleichfeldes kein Gleichstrom fließen. Es existiert ein einfacher Grund, warum diese Effekte nicht zu beobachten sind. Bevor die Elektronen im Festkörper auf die entsprechend hohen Geschwindigkeiten beschleunigt werden können, tritt eine Streuung an Fehlstellen oder Gitteratomen auf. Diese Streuungen verhindern das Erreichen der benötigten Wellenvektoren für die Bragg-Reflexion. Im Jahre 1970 schlugen deshalb Esaki und Tsu vor, künstliche Kristalle mit einer größeren Gitterperiode zu verwenden, so genannte Halbleiter-Supergitter [3]. Doch erst viele Jahre später war es möglich, solche Strukturen in ausreichender Qualität herzustellen und so die Bloch-Oszillationen nachzuweisen.

Ein neues Modellsystem

Aufgrund dieser großen Schwierigkeiten bietet es sich an, nach neuen Modellsystemen zu suchen, mit denen sich solche Quantentransportphänomene in analogen Systemen untersuchen lassen. Eine Möglichkeit ist die Untersuchung von Vorgängen in optischen Systemen (siehe Infokasten „Analogien: Optik versus

Analogien: Optik versus Quantenmechanik

Zwischen den physikalischen Größen im Bild der Optik und dem Bild der Quantenmechanik existieren interessante Analogien. Eine anschauliche Darstellung dieser Analogien erhält man bei der Betrachtung von Photonen in einem optischen dielektrischen Medium im Vergleich zu quasifreien Elektronen in einem Festkörper. Bringt man z. B. Elektronen an einer bestimmten Position in ein Kristallgitter, so werden sie sich aufgrund der sich ausbildenden Eigenzustände im Verlauf der Zeit über den ganzen Kristall verteilen. Ganz analog verhält sich ein begrenzter Strahl von Photonen bei seiner Ausbreitung in einem optischen Medium. Hier kommt es durch Beugungseffekte zu einer Verbreiterung des Strahlprofils und die Photonen verteilen sich nach einer bestimmten Ausbreitungsentfernung über einen größeren Raumbereich. Man kann also eine Analogie zwischen der vergangenen quantenmechanischen Zeit und der Ausbreitungsentfernung von Photonen erkennen.



Vergleich der Modellsysteme

Ein weiteres Beispiel für die Analogien erhält man bei der Betrachtung des Potentials, in dem sich die Elektronen bewegen. So werden sich die Elektronen mit höherer Wahrscheinlichkeit in einem Gebiet niedrigsten Potentials aufhalten. Dies kann z. B. ein Potentialtopf sein. Man spricht dann auch von gebundenen Zuständen. Bei den Photonen ist die Situation in Bere-

ichen unterschiedlicher Brechungsindizes analog. Bekannt ist dieser Effekt bei optischen Wellenleitern. Dort bleiben die Photonen bei ihrer Ausbreitung auf ein Gebiet erhöhter Brechzahlen beschränkt. Es existiert also eine Analogie zwischen dem Potential in der Quantenmechanik und dem Brechungsindex in der Optik.

Es gibt noch weitere Analogien zwischen physikalischen Größen in diesen beiden Modellsystemen. Sie alle zusammen führen dazu, dass sich viele quantenmechanische Effekte in analogen Erscheinungen in der Optik widerspiegeln.

Quantenmechanik“). Gemeinsamkeiten zwischen den Gleichungen der Quantenmechanik und der Elektrodynamik wurden inzwischen schon für viele Phänomene aufgezeigt [5, 6]. Die Analogien zwischen Elektronen in einem Kristallgitter und Photonen in dielektrischen Medien lassen ähnliche Effekte, wie z. B. die photonische Bloch-Oszillation, auch in periodischen optischen Systemen erwarten [7]. Optische Systeme scheinen den aus der Quantenmechanik stammenden Modellvorstel-

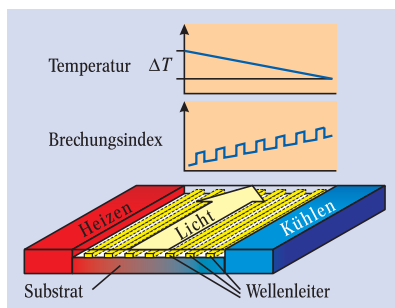


Abb. 3: Mithilfe eines Temperaturgradienten ΔT lässt sich aufgrund des thermo-optischen Effekts ein zusätzlicher linearer Brechzahlverlauf quer zur Ausbreitungsrichtung des Lichts erzeugen.

lungen in vielen Fällen sehr nahe zu kommen. Einfache Beschreibungsweisen, die aus der Festkörperphysik stammen und wesentlich zum Verständnis komplizierter quantenmechanischer Phänomene beigetragen haben, werden in der Optik nahezu perfekt realisiert. Ein Beispiel hierfür ist das „Tight Binding Model“, in dem der Festkörper als eine Ansammlung von Atomen, die durch Elektronenaustausch schwach wechselwirken, beschrieben wird. Dieses Modell eignet sich hervorragend zur Modellierung der Feldausbreitung in Wellenleiterarrays, wo es als „Gekoppelte Modentheorie“ bekannt ist und zu einer kompakten analytischen Beschreibung führt.

Außerdem können die optischen Experimente unter stationären Bedingungen durchgeführt werden, wobei die Ausbreitungsrichtung die Rolle der quantenmechanischen Zeit übernimmt. Dieser „Rollentausch“ vereinfacht die Beobachtung erheblich, da Prozesse, die sich in Halbleitern im Femtosekundenbereich abspielen, in der Optik unter stationären Bedingungen über Ausbreitungslängen von mehreren Millimetern verfolgt werden können. Bei den photonischen Bloch-Oszillationen ist es z. B. möglich, eine stationäre Lichtausbreitung über eine größere Entfernung zu untersuchen, anstatt sich mit der Dynamik bei Elektronen im Pikosekundenbereich zu beschäftigen.

Die präzise Präparation der Anfangsbedingungen und die genaue Messung des Endzustandes sowie die vernachlässigbare Streuung an Defekten und die Möglichkeit zur zeit- und orts aufgelösten Messung sind nur einige weitere Vorteile. Photonen als neutrale Teilchen bieten außerdem die Möglichkeit, durch eine Variation der Wellenlänge die optischen Eigenschaften der untersuchten Struktur zu verändern und so Photonen mit abstimmbarer „Trägheit“ zu verwenden. In Kristallgittern käme das einer frei wählbaren Elektronenmasse gleich.

Gefangenes Licht: Optische Wellenleiter

Mit dielektrischen Wellenleitern lässt sich Licht beugungsfrei und verlustarm über große Entfernungen transportieren. Die bekanntesten Wellenleiter sind „Glasfasern“, die in der optischen Nachrichtenübertragung verwendet werden. Die Ausbreitung von Licht in einem solchen Wellenleiter lässt sich am einfachsten durch die wiederholte Totalreflexion an seiner Grenz-

fläche verstehen. Dazu muss das Gebiet, in dem das Licht geführt werden soll, eine höhere Brechzahl als die Umgebung aufweisen.

Benutzen wir wieder unsere Analogien zur Quantenmechanik, so würde das periodische Potential im Festkörper im Modell der Optik einer modulierten Brechzahl eines dielektrischen Mediums entsprechen. Diese Modulation lässt sich leicht durch ein Array evaneszent gekoppelter Wellenleiter erreichen. Dazu werden normale Lichtwellenleiter dicht nebeneinander angeordnet (Abb. 1). Durch den geringen Abstand (in der Regel wenige μm) kann es zur Wechselwirkung der Wellenleiter untereinander und somit zu einem Energieaustausch kommen. Die Photonen können so bei ihrer Ausbreitung mit einer geringen Wahrscheinlichkeit in einen benachbarten Wellenleiter gelangen. Dieser Effekt ist analog dem Tunneleffekt der Quantenmechanik.

Photonische Bloch-Oszillationen

Zur Erzeugung der Bloch-Oszillationen im Festkörper ist ein statisches elektrisches Feld erforderlich. Im Wellenleiterarray benötigt man, unter Berücksichtigung der Analogien, transversal zu den Wellenleitern eine zusätzliche lineare Veränderung des Brechungsindex [9]. Diese lässt sich auf unterschiedliche Arten erzeugen. Viele optische Materialien verändern ihren Brechungsindex bei einer Temperaturänderung (thermo-optischer Effekt). Erzeugt man nun innerhalb des Wellenleiterarrays transversal zur Ausbreitungsrichtung

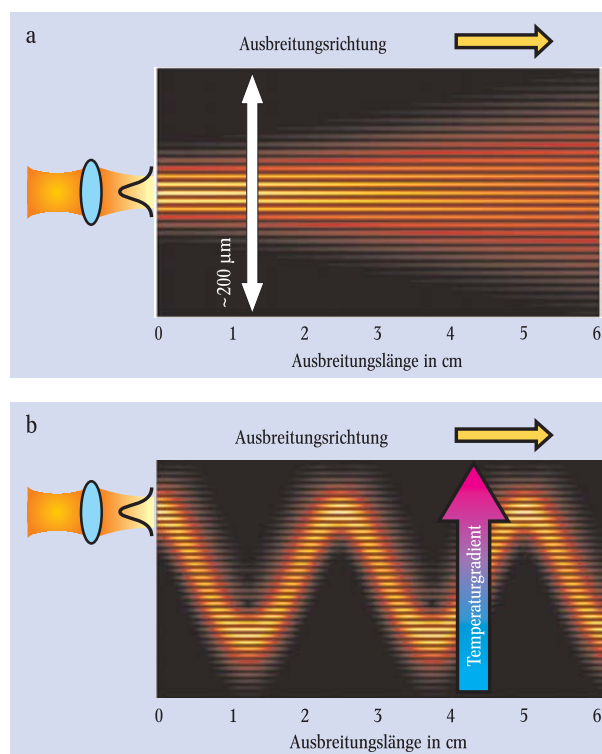


Abb. 4: Der Intensitätsverlauf eines gaußförmigen Strahlprofils, das auf ein Wellenleiterarray trifft, lässt sich berechnen.
 ► a) Handelt es sich um ein homogenes Array, findet bei der Ausbreitung eine diskrete Beugung statt – analog zur Beugungsverbreiterung eines Strahls, der sich in einem homogenen Medium ausbreitet.
 ► b) Wird die Brechzahl der Wellenleiter von einem zusätzlichen linearen Brechzahlverlauf transversal zur Ausbreitungsrichtung überlagert, so breitet sich das Licht beugungsfrei in einer oszillierenden Bewegung aus – einer photonischen Bloch-Oszillation.

einen Temperaturgradienten, so lässt sich dadurch eine Variation der Brechzahl erreichen. Bei den üblichen Polymeren, die in der integrierten Optik Anwendung finden, liegt die Änderung in der Größenordnung von -10^{-4}K^{-1} .

Durch einen von außen an das Wellenleiterarray angelegten Temperaturunterschied kann sich ein statischer Wärmefluss einstellen. Aufgrund des thermischen Widerstandes wird sich so ein nahezu linear abfallender Temperaturverlauf ausbilden (Abb. 3). Auf diese Weise lässt sich durch eine einfache Änderung des Temperaturunterschiedes der Brechungsindexgradient kontinuierlich abstimmen [8]. Im Festkörper entspricht dies der Stärke des externen elektrischen Feldes.

Koppelt man nun Licht in die Wellenleiter des Arrays ein, ohne die Brechzahl linear zu variieren, beobachtet man zuerst eine Art Beugungserscheinung (Abb. 4a). Das Licht wird auf benachbarte Wellenleiter übergreifen und so das ursprüngliche Strahlprofil vom Anfang des Wellenleiterarrays verbreitern. Dieser Effekt ist analog zur Beugungsverbreiterung eines Strahls bei Ausbreitung in einem homogenen Medium. Da sich

das Licht aber in diesem Fall nur in den Wellenleiter ausbreitet, spricht man hier von diskreter Beugung [11]. Überlagert man nun der Brechzahl der einzelnen Wellenleiter den zusätzlichen linearen Brechzahlverlauf, so wird sich das Licht in einer oszillierenden Bewegung beugungsfrei im Wellenleiterarray ausbreiten (Abb. 4b) [10]. Wie lässt sich diese Bewegung im optischen Bild anschaulich erklären? Der Brechzahlgradient führt zu einer kontinuierlich ansteigenden Verkipfung der Phasenfront der Welle. Erreicht dabei die Phasendifferenz zwischen benachbarten Wellenleitern einen Wert von π , so kommt es zur Bragg-Reflexion der Welle und der transversale Wellenvektor kehrt seine Richtung um.

Die Bewegung des Intensitätsschwerpunktes ist dabei völlig analog zur Bloch-Oszillation von Elektronen im Festkörper. Bei den Elektronen ist die Frequenz $\nu = 1/T$ der Oszillation proportional zum elektrischen Feld F . Übertragen auf das Modell der Optik bedeutet dies, dass man durch eine Änderung des Temperaturgradienten in der Lage ist, die Periode und Amplitude dieser Oszillation zu verändern. Diese Eigenschaft ist bei der Messung solcher photonischer Bloch-Oszillationen sehr hilfreich. Durch die geringen Verluste und das hohe Aspektverhältnis von Länge zu Breite ($\sim 2 \times 10^4$) der Wellenleiter gestaltet sich eine direkte Messung der optischen Intensität entlang der Wellenleiter als schwierig, da nur das Streulicht an zufälligen Defekten die Wellenleiter verlässt. Die so erhaltbaren Intensitäten für die Messung sind äußerst gering. Sehr leicht lässt sich dagegen die Stärke des optischen Feldes am Ausgang des Arrays messen. Bei Veränderung des Temperaturgradienten kommt es zur Änderung der Periodendauer und folglich bewegt sich das Strahlprofil am Ausgang des Wellenleiterarrays. Diese Veränderung ist mit einfachen Mitteln zu messen (Abb. 5).

Das optische Analogon zu Bloch-Oszillationen von Elektronen in Gitterstrukturen lässt sich also relativ einfach realisieren. Ein weiterer Vorteil des optischen Modells ist die präzise Präparation der Anfangsbedingungen. So ist es z. B. möglich, am Eingang des Wellenleiterarrays nur Licht in einen einzigen Wellenleiter einzukoppeln. Im Festkörper würde dies bedeuten, dass das Elektron an einem ganz bestimmten Gitteratom lokalisiert ist und deshalb eine große Impulsunschärfe besitzt. Im optischen Experiment lässt sich dieser Fall sehr leicht realisieren. Auch diesmal erhält man wieder eine oszillierende Bewegung des Strahlprofils, nur das jetzt die Position des Strahlschwerpunktes fest bleibt, und sich nur die Breite periodisch ändert (Abb. 6). Das Besondere bei dieser Art der Oszillation ist, dass sich die gesamte optische Intensität nach einer gewissen Ausbreitungsentfernung wieder in einem Wellenleiter sammelt.

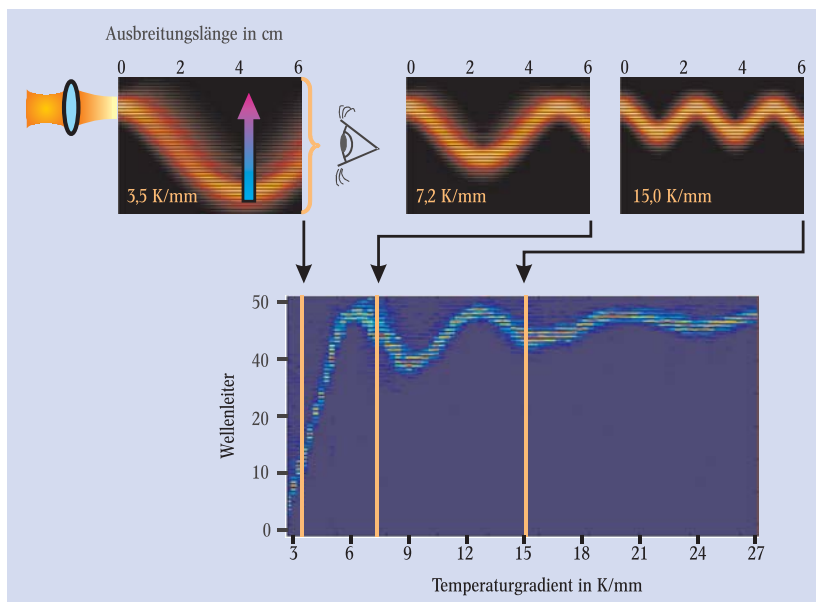


Abb. 5: Prinzip der Messung: Da sich entlang der Wellenleiter die optische Intensität nur über das Streulicht an zufälligen Defekten messen lässt und diese sehr gering sind, wird stattdessen das optische Feld am Ausgang des Arrays gemessen (unten). Oben ist der berechnete Intensitätsverlauf innerhalb des Wellenleiterarrays für unterschiedliche Temperaturgradienten dargestellt.

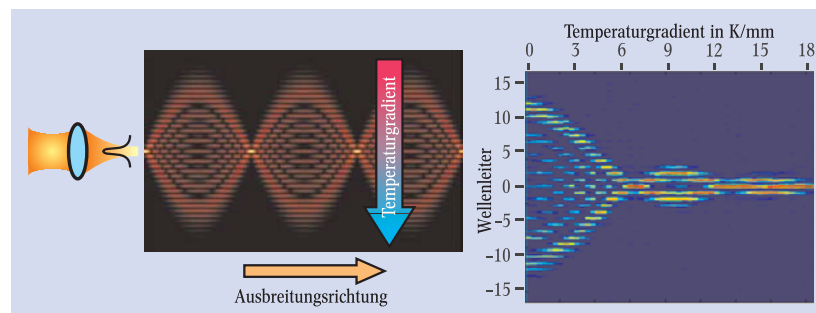


Abb. 6: Koppelt das Licht nur in einen einzigen Wellenleiter ein, führt auch dies zu einer oszillierenden Bewegung des Strahlprofils. Allerdings bleibt die Position des Strahlschwerpunktes konstant, wie eine Rechnung zeigt; nur die Breite ändert sich (links). Rechts ist die gemessene Ausgangsintensität für verschiedene Temperaturgradienten dargestellt.

Ausblick

Viele von der Quantenmechanik vorhergesagten Effekte sind durch Festkörperexperimente nur schwer zugänglich. Durch die Analogien der Modellsysteme der Quantenmechanik und der Optik ist es jedoch möglich, auf ein optisches Experiment auszuweichen. Damit lassen sich einige Grundlagen des Quantentransportes in analogen optischen Vorgängen erforschen. Durch seine vernachlässigbaren Einflüsse von Störungen bietet das optische Experiment dazu ideale Voraussetzungen. Wie mit dieser Arbeit gezeigt wurde, lassen sich Modelle für quantenmechanische Phänomene, wie die Bloch-Oszil-

lation, in einem optischen Experiment auf einfache Weise visualisieren.

Gleichzeitig ergeben sich aus den optischen Experimenten neue Anwendungsmöglichkeiten z. B. für Wellenleiterarrays. Zwei Fälle von Lichtausbreitung in einem Wellenleiterarray mit einem zusätzlichen linearen transversalen Brechungsindexverlauf wurden untersucht: zum einen die Anregung eines Einzelwellenleiters und zum anderen die Anregung von mehreren

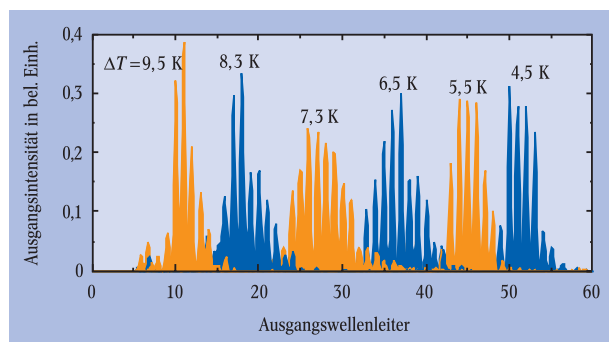


Abb. 7:

Eine möglich Anwendung für ein Wellenleiterarray ist z. B. ein thermo-optischer Schalter mit sechs Stufen. Je nach Temperaturdifferenz wird das Maximum der Ausgangsintensität bei unterschiedlichen Wellenleitern gemessen.

Wellenleitern. Eine Variation des Brechungsindexgradienten bewirkte eine Verlagerung des optischen Feldes am Ausgang der Probe. Nutzt man diese Verlagerung, ist es z. B. möglich, Licht auf verschiedene Kanäle am Ausgang des Wellenleiterarrays zu lenken. Das Schalten von einem Kanal auf einen anderen lässt sich durch eine Veränderung des Indexgradienten durch einen thermo- oder elektro-optischen Effekt erzeugen. Auf diese Weise ließe sich ein diskreter Schalter für die optische Signalverarbeitung realisieren (Abb. 7) [12].

Offensichtlich ist es nur bei der Anregung von mehreren Wellenleitern möglich, den Eingang auf verschiedene Ausgänge umzuleiten. Andererseits bietet auch die Einzelwellenleiteranregung eine interessante Eigenschaft, die sich für Anwendungen ausnutzen lässt. Halbleiter-Wellenleiterarrays werden seit einigen Jahren für Dioden-Laser-Arrays benutzt. Es gibt auch Bestrebungen, Halbleiterverstärker in Kommunikationsnetzwerken einzusetzen. Halbleiter-Wellenleiterarrays mit einem transversalen Temperaturgradienten könnten Datenkanäle sättigungsfrei verstärken. Dabei verteilt sich das Eingangsfeld eines einzelnen Wellenleiters über eine große Anzahl von Wellenleitern und lokalisiert wieder im ursprünglich angeregten Wellenleiter. Wird nun das Gebiet, über das sich das Licht verteilt, für die Verstärkung benutzt, lassen sich Sättigungseffekte minimieren, da die Lichtintensität in den einzelnen Wellenleitern gering ist. Nach der Verstärkung würde sich das optische Feld wieder in einem einzigen Wellenleiter sammeln und eine hohe Ausgangsintensität erzeugen. In der Lasertechnik wird ein ähnliches Prinzip für die Verstärkung von kurzen Pulsen im Zeitbereich angewendet (die sog. CPA-chirped pulse amplification).

Danksagung

Die hier beschriebene Arbeit wäre ohne Unterstützung durch die Gruppen von Andreas Bräuer vom Fraunhofer Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik und von Falk Lederer vom Institut für Fest-

körpertheorie und Theoretische Optik der Friedrich Schiller Universität Jena nicht möglich gewesen. Besonderer Dank gilt jedoch Thomas Pertsch, der mich bei Fragen zu Wellenleitern und der Berechnung fachkundig unterstützte. Durch seine zahlreichen Ideen trägt er großen Anteil an dieser Arbeit.

Literatur

- [1] F. Bloch, Z. Phys. **52**, 555 (1928)
- [2] G. Wannier, Phys. Rev. **117**, 432 (1960)
- [3] L. Esaki und R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970)
- [4] C. Waschke et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 3319 (1993)
- [5] S. John, Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987)
- [6] W. Chen und D. Mills, Phys. Rev. Lett. **58**, 160 (1987)
- [7] D. Dunlap und V. Kenkre, Phys. Rev. B **34**, 3625 (1986)
- [8] T. Pertsch et al., SPIE **4106**, 86 (2000)
- [9] U. Peschel, T. Pertsch und F. Lederer, Opt. Lett. **23**, 1701 (1998)
- [10] T. Pertsch, P. Dannberg, W. Elflein, A. Bräuer und F. Lederer, Phys. Rev. Lett. **83**, 4752 (1999)
- [11] T. Pertsch, T. Zentgraf, U. Peschel, A. Bräuer und F. Lederer, Phys. Rev. Lett. **88**, (2002)
- [12] T. Pertsch, T. Zentgraf, U. Peschel, A. Bräuer und F. Lederer, Appl. Phys. Lett. **80**, 3247 (2002)

Der Autor

Thomas Zentgraf wurde 1976 in Arnstadt geboren. Nach dem Abitur im Jahre 1995 begann er 1996 Physikalische Technik an der Fachhochschule Jena zu studieren. Schon sehr früh im Studium stellte er seine experimentellen Fähigkeiten und sein fundiertes physikalisches sowie ingenieurtechnisches Wissen unter Beweis – vor allem bei einem Praxissemester im Forschungsbereich der Robert Bosch GmbH in Gerlingen. Seine mit dem Georg-Simon-Ohm-Preis ausgezeichnete Diplomarbeit fertigte Zentgraf am Fraunhofer Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik in Jena an. Kein Wunder, dass er gerne fotografiert.

