

Neue Entwicklungen in der Atomoptik

Einleitung

Die Atomoptik beschäftigt sich wie die Elektronen- und Neutronenoptik mit der Manipulation von de Broglie-Wellen. Zur Demonstration dieser Wellennatur der Materie wurden in den zwanziger Jahren erste Experimente zur Beugung von Elektronen und Atomen an Kristalloberflächen durchgeführt. Aufgrund der Verfügbarkeit von Elektronenquellen und der einfachen Beeinflussung von Elektronentrajektorien mit statischen elektromagnetischen Feldern wurde zunächst die Elektronenoptik entwickelt. In der Lithographie und Mikroskopie lassen sich dank dieser Entwicklung heute Auflösungen im nm-Bereich erzielen. Ausgelöst durch die Verfügbarkeit von Quellen für langsame Neutronen entstand in den siebziger Jahren das Gebiet der Neutronenoptik. Die mittlerweile gut etablierte Interferometrie mit Elektronen und insbesondere Neutronen ermöglichte fundamentale Tests der Quantenmechanik, wie zum Beispiel den Nachweis der Berry-Phase, des Aharonov-Bohm- und des Aharonov-Casher-Effekts. Durch die Rückstreuung von Neutronen von Silizium-Einkristallen konnte eine Präzisionsmessung von \hbar/m_n durchgeführt werden.

Ähnlich wie bei der Elektronen- oder Neutronenoptik ist auch die Bedeutung der Atomoptik auf den Gebieten der Lithographie, der Mikroskopie sowie der interferometrischen Präzisionsmessungen zu finden. Im Moment befindet sich die Optik mit Atomen in einem Stadium schnellen Fortschritts. Langsame oder nahezu ruhende Atome mit de Broglie-Wellenlängen im Bereich der optischen Wellenlänge lassen sich mit Hilfe von Laserkühlmechanismen in hohen Dichten zur Verfügung stellen [1]. Zudem bieten Atome

Klassische refraktive Optik beschäftigt sich mit der Beeinflussung von Lichtstrahlen mit Hilfe von dielektrischer Materie. In der refraktiven Atomoptik werden „dielektrische“ Atomstrahlen mit Hilfe von Lichtfeldern fokussiert, reflektiert und kohärent geteilt. Mit Hilfe dieser atomoptischen Elemente lassen sich optische Systeme realisieren, die vielfältige Anwendung finden können, beispielsweise als hochempfindliche interferometrische Präzisionsmeßgeräte, in der Atomlithographie oder in Grundlagenexperimenten der Quantenmechanik.

eine reiche interne Struktur, die eine Vielzahl verschiedener Wechselwirkungen mit externen Feldern ermöglicht.

Die Lithographie mit Atomen verspricht zum Beispiel die Möglichkeit, unterschiedliche atomare Spezies mit einer räumlichen Auflösung von etwa 10 nm direkt auf eine Oberfläche aufzutragen. Außerdem könnten Oberflächen mit niedrigerenergetischen neutralen Atomen mit einer ähnlichen räumlichen Auflösung mikroskopisch untersucht werden, wie sie mit hochenergetischen Elektronen erreicht wird. Dazu benötigt man Linsen für neutrale Atome, die in ihrer Auflösung vergleichbar sind mit den Elektronenlinsen.

Verschiedene Atominterferometer wurden demonstriert und schon erfolgreich für Messungen von atomaren Eigenschaften (Polarisierbarkeiten, Streuphasen und Streuamplituden in Atom-Atom-Stößen), als hochsensitive Inertialsensoren (Gyroskop bzw. Gravimeter), sowie für die Präzisionsmessung von \hbar/m_n erfolgreich eingesetzt. Schließlich ist die Entwicklung auf dem Gebiet der Atomspiegel soweit fortgeschritten, daß man über den Aufbau von Resonatoren für atomare de Broglie-Wellen ernsthaft nachdenken kann.

Für den jeweiligen Einsatz eines atomoptischen Systems müssen optimierte optische Elemente zur Verfügung gestellt werden. In diesem Artikel soll daher ein Überblick über die neuesten Entwicklungen auf dem Gebiet der atomoptischen Elemente (Linsen, Spiegel, Strahlteiler) gegeben werden.

Optik mit Atomen

Ähnlich wie in der klassischen Optik läßt sich zwischen Beugung und Brechung von Materiewellen unterscheiden [2].

Die *diffraktive* Atomoptik benutzt die Beugung von de Broglie-Wellen an periodisch modulierten Amplituden- oder Phasenobjekten. Die ersten Objekte, an denen Beugung von atomaren de Broglie-Wellen beobachtet wurde, sind Kristalloberflächen. Die Beugung von Atomstrahlen an Kristalloberflächen hat eine lange Tradition als Instrument zur Oberflächenanalyse, zeichnet sich jedoch durch experimentelle Schwierigkeiten (Oberflächenqualität) sowie schwer kontrollierbare inelastische Streuprozesse aus, wenn man an einen Einsatz dieser Technik zur kohärenten Strahlaufspaltung denkt.

Dagegen ist der Einsatz von mikrofabrizierten, freitragenden Beugungsstrukturen experimentell einfach und nicht an eine spezielle atomare Spezies gebunden. Die Beugung an diesen Strukturen konnte zum Beispiel in einem Youngschen Doppelspaltversuch zur ersten Realisierung eines Atominterferometers genutzt werden. Weiterhin konnten mit einer Fresnelschen Zonenplatte Strukturen mit einer Auflösung im Bereich von 10 μm abgebildet werden [3]. Abb. 1 ist ein Ausschnitt aus der hierfür eingesetzten freitragenden Zonenplatte, wie sie üblicherweise in der Röntgen-Optik verwendet wird.

Die Beugung von Atomen an einem Gitter fand als Strahlteiler in einem Interferometer aus drei aufeinanderfolgenden Gittern Verwendung [4]. Durch die klare

räumliche Separation der Partialwellen nach der Aufspaltung ließ sich eine Metallfolie zwischen die Interferometerarme einbringen. Mit einer dadurch erzeugten elektrischen Feldkonfiguration wurde kürzlich die Polarisierbarkeit von Natriumatomen mit einer Genauigkeit von unter 1% gemessen. Weiterhin gelang es, Streuphasen und Amplituden der Stöße zwischen Natriumatomen und verschiedenen, in einen Interferometerarm injizierten Edelgasatomen zu bestimmen [4].

In ihrer Leistungsfähigkeit wird die diffraktive Atomoptik hauptsächlich durch die vorhandenen Lithographietechniken zur Herstellung freitragender Strukturen begrenzt. Außerdem ist die Transmission in eine bestimmte Beugungsordnung limitiert.

Die *refraktive* Optik mit Atomen hat den Vorteil, daß die verwendeten Elemente eine hohe Transmission besitzen und Atomstrahlen durch sie stark abgelenkt werden können. Bei der Entwicklung solcher Elemente gab es in jüngster Zeit große Fortschritte. Hierbei liefern intensive durchstimmbare Laser (quasi-) resonante Potentiale für die Bewegung der Atome, die sich durch einen Brechungsindex für Materiewellen beschreiben lassen.

Ein Atomstrahl wird quantenmechanisch beschrieben als

$$|\psi\rangle = \sum_i \psi_i(\vec{r}, t) |\varphi_i\rangle,$$

wobei die $\psi_i(\vec{r}, t)$ die Wellenfunktionen für die Schwerpunktsbewegung und die $|\varphi_i\rangle$ die stationären internen Zustände sind. Werden äußere Felder adiabatisch eingeschaltet, so befindet sich der interne elektronische Zustand immer in einem Eigenzustand der Wechselwirkung mit den äußeren und inneren Feldern. In diesem Fall läßt sich die Entwicklung des internen Zustands von dem der externen Bewegung separieren (Born-Oppenheimer-Näherung) und liefert für diese ein sog. *optisches Potential*. Der Begriff *Atomoptik* ist gerechtfertigt, weil es eine Analogie zwischen den Propagationsgleichungen für de Broglie-Wellen und für elektromagnetische Wellen auf dem Niveau der Kirchhoffschen Beugungstheorie gibt. Unter der Annahme eines zeitunabhängigen Potentials für den internen Eigenzustand der Wechselwirkung $|\varphi_i\rangle$ läßt sich die Schrödinger-Gleichung in Form einer Helmholtz-Gleichung schreiben:

$$(\nabla^2 + \vec{k}_i^2(\vec{r}))\psi_i(\vec{r}) = 0$$

In Analogie zur klassischen Optik wird dabei ein Wellenvektor der Länge

$$|\vec{k}_i(\vec{r})| = \sqrt{2m[E_i - V_i(\vec{r})]/\hbar^2}$$

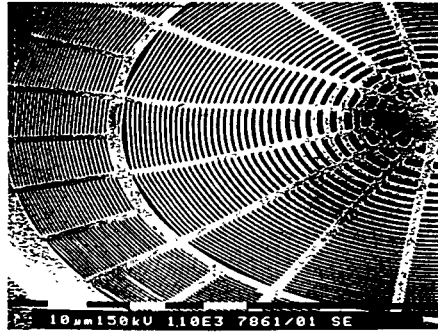


Abb. 1: Eine Fresnelsche Zonenplatte, wie sie in der Röntgenoptik eingesetzt wird, kann auch benutzt werden, um atomare de Broglie-Wellen zu fokussieren.

eingeführt. Dabei ist m die Masse des Atoms und $E_i = T_i + V_i$ als Summe der kinetischen und der potentiellen Energie eine Konstante. Das Potential in einer Wechselwirkungszone mit äußeren Feldern läßt sich auch als Medium mit einem effektiven *Brechungsindex*

$$n_i(\vec{r}) = k_i(\vec{r})/k_{i0} = \sqrt{1 - V_i(\vec{r})/E_i}$$

beschreiben. Dabei ist k_{i0} die Länge des Wellenvektors im feldfreien Raum. In diesem Zusammenhang ist die WKB-Näherung im Fall der auf der Skala der Wellenlänge langsam veränderlichen Potentiale vergleichbar zur geometrischen Optik. Die Brechung von atomaren Materiewellen an einem Potential ist also in vielen Punkten äquivalent zur Brechung von Licht an einem Medium mit dem Brechungsindex n . Sind nur zwei interne Zustände an der Wechselwirkung mit den äußeren Feldern beteiligt, so ist das Potential für die zwei orthogonalen Eigenzu-

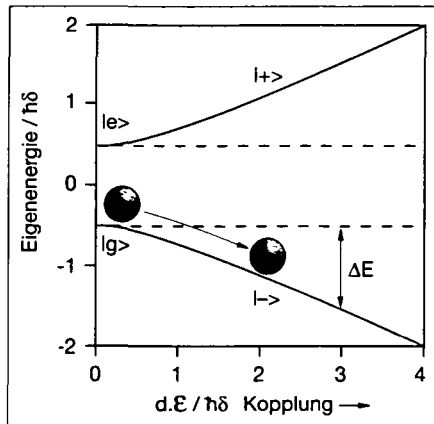


Abb. 2: Änderung der potentiellen Energie eines Atoms als Funktion der Kopplungsstärke $d \cdot e\hbar$ in einem quasiresonanten Laserfeld. Ein Atom im Grundzustand $|g\rangle$ wird in Regionen hoher Lichtintensität gezogen, falls die Laserfrequenz niedriger ist als die Übergangsfrequenz. Der interne Zustand entwickelt sich dabei in den Eigenzustand $|-\rangle$. Das Atom erfährt dabei eine konservative Dipolkraft. Spontane Emissionen lassen sich durch kurze Wechselwirkungszeiten oder große Resonanzverstimmungen vermeiden.

stände analog zu einem *doppelbrechenden Medium*, und die zwei Eigenzustände entsprechen den zwei orthogonalen Polarisationen.

Potentiale für Materiewellen

Ein Atom ist zunächst gekennzeichnet durch eine Vielzahl von Energieniveaus, welche die interne elektronische Struktur der Atome beschreiben. Wird ein atomarer Zustand durch externe Felder adiabatisch gestört, so verschiebt sich das Eigenenergiespektrum. Eine atomare Wellenfunktion im Eigenzustand $|\varphi_i\rangle$ erfährt im Vergleich zum ungestörten Zustand $|\varphi_i\rangle$ für den Fall eines statischen Wechselwirkungspotentials $V(\vec{r})$ eine dispersive Phasenverschiebung:

$$\Delta\Phi = -\int_{\vec{r}} (\vec{k}_i(\vec{r}) - \vec{k}_{i0}) d\vec{r}$$

Da in vielen Situationen die kinetische Energie eines Atoms in einem Atomstrahl viel größer ist als die Wechselwirkungsenergie, kann man eine räumliche Abhängigkeit des Potentials in Propagationsrichtung durch eine explizite Zeitabhängigkeit ersetzen:

$$\Delta\Phi = \int_{\vec{r}} V_i(\vec{r}(t)) dt/\hbar.$$

Solche Potentiale lassen sich durch statische elektrische und magnetische Felder realisieren. Über eine räumliche Abhängigkeit der Potentiale konnten schon früh optische Elemente für Atomstrahlen verwirklicht werden (z.B. Stern-Gerlach-Effekt, Fokussierung durch eine magnetische Hexapollinse).

Durch die Entwicklung von intensiven schmalbandigen Lasern eröffnen sich jedoch neue Möglichkeiten, feinstrukturierte Phasenobjekte für Materiewellen zu realisieren. Wechselwirken zum Beispiel Zwei-Niveau-Atome über einen Dipolübergang mit einem fast resonanten Laserfeld, so erfahren die neuen Eigenzustände eine Energieverschiebung von $\Delta E = \pm \hbar(\sqrt{\delta^2 + \omega_R^2} - \delta)/2$ (s. Abb. 2). Dabei ist δ die Verstimmung des Lasers gegenüber der Resonanzfrequenz und $\omega_R = d \cdot e\hbar/h$ die Rabi-Frequenz, d. h. das Produkt aus elektrischem Dipolmoment d und elektrischer Feldstärke e . Abb. 2 zeigt diese Energieaufspaltung als Funktion der Kopplungsstärke. Zum Beispiel werden für einen rotverstimten Laser diejenigen Grundzustandsatome, deren interner Zustand sich adiabatisch im äußeren Feld entwickelt, in Regionen höherer Lichtintensität gezogen. Befindet sich ein solches Atom in einem Intensitätsgradienten, so erfährt es eine sogenannte Dipolkraft, die vergleichbar ist mit

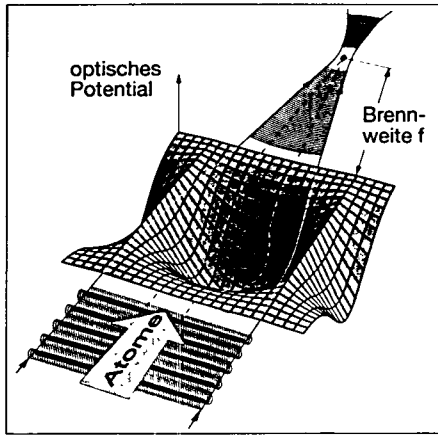


Abb. 3: Atome, die als ebene de Broglie-Wellen in ein transversales Stehwellenfeld einlaufen, erfahren in einem rotverstimmten Stehwellenbauch ein in erster Näherung parabolisches Potential und werden fokussiert, d. h. in ein Segment einer konzentrischen Welle überführt. Die endliche Größe des Segmentes führt zur Beugungsbegrenzung der Auflösung.

der Kraft auf einen elektrischen Dipol in einem statischen inhomogenen elektrischen Feld.

Bei optischen Übergängen, die resonant angeregt werden, können störende spontane Emissionen auftreten, deren Einfluß aufgrund der ungerichteten Photonenrückstöße einer diffusen Streuung vergleichbar ist. Um spontane Emissionen zu vermeiden, wählt man entweder die Resonanzverstimmlung der Laserlichts groß genug, so daß die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands klein bleibt, oder man benutzt Wechselwirkungszeiten zwischen Atomen und dem Lichtfeld, die wesentlich kleiner als die Lebensdauer der beteiligten angeregten Zustände sind.

Im folgenden werden nun einige atomoptische Elemente und Systeme beschrieben, die mit Hilfe von maßgeschneiderten optischen Potentialen basierend auf dieser Dipolwechselwirkung realisiert werden konnten.

Linsen

Atomoptische Linsen, die auf der Dipolkraft basieren, sind mit den Gradientenindexlinsen der klassischen Optik vergleichbar. Zur Fokussierung eines Atomstrahls benötigt man ein näherungsweise parabolisches optisches Potential transversal zur Strahlrichtung. Dadurch wird wie in der klassischen Optik eine einlaufende ebene Welle in ein Segment einer Kugelwelle transformiert, die im Brennpunkt zusammenläuft. Ein solches Potential findet sich in erster Näherung zum Beispiel im Bauch einer stehenden Licht-

welle oder im Zentrum einer Gaußschen Transversalmode eines Lasers.

Im Jahr 1978 wurde ein Natriumstrahl mit einem kopropagierenden Gaußschen Laserstrahl zum ersten Mal auf eine Fleckgröße von $28 \mu\text{m}$ fokussiert [5]. Der minimale Durchmesser des Laserstrahls und damit die effektive Größe der Atomlinse war dabei $100 \mu\text{m}$, während die Dicke der Linse einige Millimeter betrug. Die Auflösung war in diesem Experiment begrenzt durch eine große Zahl von spontanen Emissionen.

Dieses Problem läßt sich z. B. durch die Fokussierung durch eine transversale, stehende Lichtwelle umgehen, da hier die Wechselwirkungszeiten wesentlich kürzer gewählt werden können. In Abb. 3 ist der prinzipielle Aufbau eines Experiments gezeigt, in dem ein metastabiler Heliumstrahl durch einen Bauch einer stehenden Lichtwelle mit einer Periode von $45 \mu\text{m}$ zylindrisch fokussiert wurde [6]. Die entsprechende Stehwelle großer räumlicher Periode wurde durch die Überlagerung zweier Laserstrahlen unter sehr kleinem Winkel erzeugt. Die Wechselwirkungszeit (40 ns) war hier kürzer als die Lebensdauer des angeregten Zustands (100 ns). Eine einlaufende ebene Welle wurde durch das Potential um einen Stehwellenbauch bis auf Abweichungen kleiner als $\lambda/4$ in eine Kugelwelle transformiert (Rayleigh-Kriterium), d. h. die sphärischen und chromatischen Aberrationen spielten gegenüber der Beugungsbegrenzung keine Rolle. Die Auflösung von $4 \mu\text{m}$ in diesem Experiment war also hauptsächlich beugungsbegrenzt. Durch die Veränderung der Laserleistung ließ sich der effektive Brechungsindex der Atomlinse und damit ihre Brennweite variieren. In Abb. 4 ist die 1:1-Abbildung eines $2 \mu\text{m}$ breiten Objekts bei verschiedenen Laserleistungen gezeigt. Bei einer Leistung von $2,7 \text{ mW}$ beträgt die Brennweite der Atomlinse gerade ein Viertel des Objekt-Bild-Abstands, d. h. das Bild ist scharf. Mit dieser atomaren Zylinderlinse gelang auch erstmals die Abbildung eines Gitters der Periode $8 \mu\text{m}$ [6]. Das Prinzip dieser $40 \mu\text{m}$ dünnen Zylinderlinse kann einerseits durch die Überlagerung zweier orthogonaler Stehwellen auf zwei Dimensionen erweitert werden; andererseits läßt sich durch eine Reduktion der Stehwellenperiode auf eine halbe optische Wellenlänge die Auflösung in den Bereich von etwa 10 nm steigern.

Erste Experimente in dieser Richtung haben kürzlich zwei amerikanische Gruppen durchgeführt [7, 8]. In einem Experiment mit einem Chromstrahl [8] wurden transversal kollimierte Atome durch eine

transversale Stehwelle der Periode 213 nm fokussiert und auf eine Siliziumoberfläche aufgetragen. Dabei wurde das Substrat direkt hinter dem Lichtfeld plaziert. Die Stehwelle stellt hier also eine Kette von zylindrischen Gradientenindexlinsen dar, hinter denen der Atomstrahl periodisch fokussiert wird. Abb. 5 ist eine kraftmikroskopische Aufnahme einer durch eine Stehwelle hindurch bedampften Probe. Da die Stehwelle transversal über mehrere Millimeter ausgedehnt war, konnten etwa 10^4 Linien mit einer Breite von 65 nm und einer Höhe von 34 nm aufgetragen werden. Prinzipiell sollte es jedoch möglich sein, mit der gegenwärtigen Technologie die Auflösung auf beugungsbegrenzte 10 nm zu steigern. Die Überlagerung zweier orthogonaler Steh-

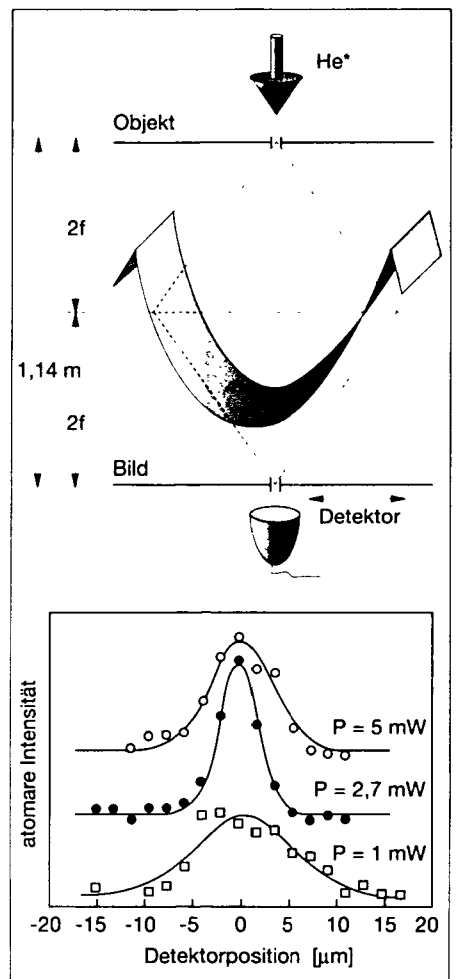


Abb. 4: Heliumatome im metastabilen Triplettzustand beleuchten einen $2 \mu\text{m}$ breiten Objektschlitz und werden durch eine Stehwelle der Periode $45 \mu\text{m}$ fokussiert (Schema oben). Das Bild des Objektes wird dann mit einem transversal verschiebbaren Detektor aufgenommen. Die Messung (unten) zeigt dieses Bild für verschiedene Laserleistungen. Durch die Laserleistung wird der Brechungsindex der Atomlinse und damit die Brennweite verändert. Für $P = 2,7 \text{ mW}$ gilt $f = 28 \text{ cm}$, d. h. das Bild ist scharf. Die Auflösung betrug in diesem Experiment etwa $4 \mu\text{m}$ und war hauptsächlich beugungsbegrenzt.

wellen würde dann ein Feld von etwa 10^8 Punkten/mm² auf einem Gitter liefern, mit denen sich dann Strukturen synchron auf eine Oberfläche schreiben lassen. Der Vorteil gegenüber herkömmlichen Lithographietechniken liegt also vor allem im periodischen und synchronen Schreiben. Über die stehende Lichtwelle hinaus sind auch allgemeinere lichtinduzierte Phasenobjekte realisierbar, mit denen die Holographie mit Atomen möglich wird.

Spiegel

Maßgeblich für einen möglichst effizienten Atomspiegel sind seine *Kohärenz* und seine *Bandbreite*. Dabei versteht man unter kohärenter Reflexion einen elastischen Prozeß, bei dem keine diffuse Ausschmierung der Wellenfront aufgrund inelastischer Prozesse auftritt. Die Bandbreite ist der Bereich der einfallenden kinetischen Energien (de Broglie-Wellenlängen), die von einem Spiegel reflektiert werden können.

Die Reflexion von Atomen an reinen Oberflächen ist aufgrund von Adhäsion und inelastischer Streuung von Phononen problematisch. Daher wurde schon vor längerer Zeit eine „Beschichtung“ der Oberfläche eines Dielektrikums mit einem abstoßenden evaneszenten Lichtfeldpotential vorgeschlagen [9]. Dieser Ansatz hat mehrere Vorteile: Ein blauerstimmtes Lichtpotential ist bei adiabatischer Entwicklung des internen atomaren Zustands rein abstoßend; im Gegensatz dazu enthalten Atom/Oberflächen-Potentiale immer anziehende van-der-Waals-Anteile, die zur Adhäsion führen. Weiterhin sind die Anforderungen an die Qualität der Oberfläche bei einer „Beschichtung“ mit einer evaneszenten Welle vergleichsweise gering. Außerdem kann man evaneszente Felder auch verwenden, um Atome zu reflektieren, die sich nicht im Grundzustand befinden, zum Beispiel metastabile Edelgasatome.

Einsatzgebiete solcher kohärenter Atomspiegel sind die Fokussierung von Atomen mittels eines konkaven Hohlspiegels und die Rekombination von geteilten Atomstrahlen in einem Mach-Zehnder-Interferometer.

Die Reflexion eines thermischen Natriumstrahls an einer evaneszenten Welle wurde 1987 erstmals demonstriert. Der maximale Reflexionswinkel betrug damals $0,4^\circ$. Im Jahr 1990 wurde ein Ensemble kalter Atome von einer evaneszenten Welle zweimal reflektiert [10]. Den schematischen Aufbau eines solchen atomaren Trampolins zeigt Abb. 6. Atome werden

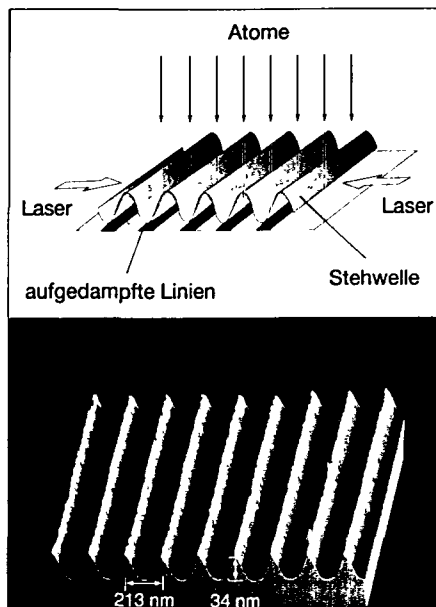


Abb. 5: Chromatome werden durch eine normale Lichtstehwelle, die eine Kette von Gradientenindexlinsen darstellt, fokussiert und als Linien auf ein Siliziumsubstrat aufgedampft (Schema oben). Die Periode der Stehwelle betrug 213 nm. Der kraftmikroskopischen Aufnahme (unten) entnimmt man eine Höhe der aufgedampften Linien von 34 nm. Ihre Breite beträgt 65 nm.

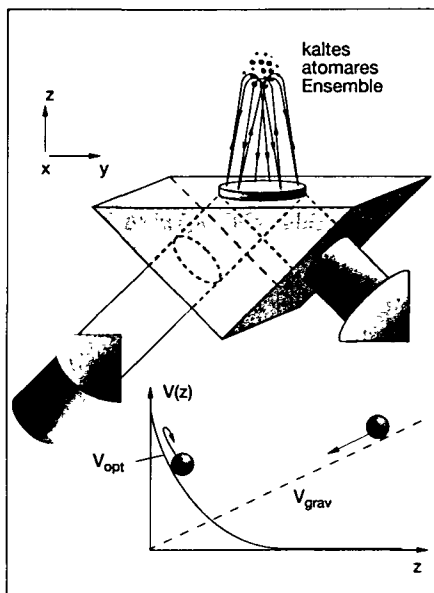


Abb. 6: Schema des Aufbaus eines Resonators für Atome. Ein blauerstimmtes evaneszentes Feld stellt für die Atome ein abstoßendes optisches Potential dar. Dadurch entsteht der eine Spiegel, der zweite Spiegel wird durch die Steigung des Gravitationspotentials stark vergrößert dargestellt. Die Atome werden in einer magnetooptischen Falle eingefangen und gekühlt. Nach dem Abschalten der Falle über dem Prisma fallen die einzelnen Atome zunächst auf klassischen Trajektorien. Quantenstatistische Effekte sollten in Erscheinung treten, wenn zum Beispiel mehrere Atome die gleiche Resonator-mode besetzen.

in einer magnetooptischen Falle angesammelt und gekühlt. Nach dem Abschalten der Falle fallen die Atome auf den Spiegel und werden mehrfach reflektiert. Kürzlich gelang es in einem derartigen Experiment mit Cäsiumatomen, bis zu zehn Reflexionen zu beobachten [11]. Die Fallhöhe der Atome betrug 3 mm. In Abb. 7 ist als Ergebnis die Anzahl der fluoreszierenden Atome am Ort des Fallzentrums logarithmisch gegen die Fallzeit aufgetragen. Die periodische Fluoreszenz am Umkehrpunkt läßt sich bis zur zehnten Reflexion verfolgen. Für die Verluste von 39 % pro Reflexion sind hauptsächlich Stöße mit dem Hintergrundgas und Streulicht verantwortlich.

Zur weiteren Steigerung der Leistungsfähigkeit eines solchen Spiegels wurden kürzlich verschiedene Verfahren zur resonanten Überhöhung der evaneszenten Feldstärken demonstriert [12]. Für einfallende metastabile Argonatomatome ließ sich die Höhe der Potentialbarriere mit einer aufgedampften Lichtwellenleiterstruktur gegenüber dem unbeschichteten Substrat vervierfachen. Die Gestaltung der Wellenleiterstruktur kann zusätzlich so gewählt werden, daß die Abfalllänge der evaneszenten Welle sehr kurz ist. Ein solches „hartes“ Potential hat den Vorteil, daß die Wechselwirkungszeit bzw. die Zahl der spontanen Emissionen stark vermindert wird. In einem weiteren Schritt konnte in einem ähnlichen Experiment direkt gezeigt werden, daß bei einfallenden kinetischen Energien, die dem obigen Mehrfachreflexionsexperiment entsprechen, der Anteil der durch spontane Emission inelastisch reflektierten Atome unter 15 % lag. Das heißt, daß eine weitgehend kohärente Reflexion bei niedrigen einfallenden Energien möglich ist.

Die jüngsten Ergebnisse lassen somit den Bau von Resonatoren für Atome in nächster Zukunft realistisch erscheinen. Solche Anordnungen werden jedoch solange klassisch zu beschreiben sein, wie die atomaren Quellen diffus bzw. die Resonatorabmessungen groß gegen die de Broglie-Wellenlänge sind.

Strahlteiler

Kohärente Strahlteiler sind als Ein/Ausgangelemente in einem Mach-Zehnder-Interferometer die Schlüsselemente für den Aufbau von Interferometern. Da die Empfindlichkeit von Atominterferometern für viele Anwendungen proportional zur eingeschlossenen Fläche ist, sind kohärente atomare Strahlteiler mit großem Aufspaltwinkel Voraussetzung zur Steigerung ihrer Leistungsfähigkeit.

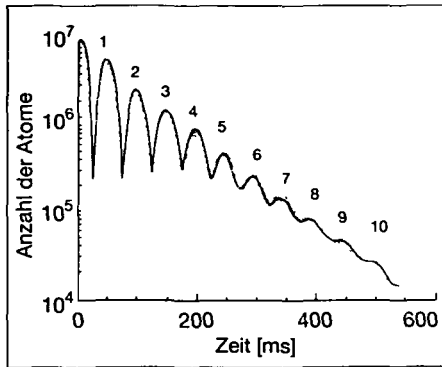


Abb. 7: Ergebnis eines Reflexionsexperiments einer Pariser Gruppe mit Cäsiumatomen. Als Funktion der Zeit ist die Zahl der fluoreszierenden Atome im klassischen Umkehrpunkt der Trajektorien gezeigt. Bis zu zehn Reflexionen konnten identifiziert werden. Die Verluste pro Reflexion betragen 39 %.

Strahlteiler transformieren einen einlaufenden Impulszustand in eine lineare Superposition von auslaufenden Impulszuständen. In bisherigen Atominterferometern wurden freistehende Beugungsgitter, longitudinale statische elektrische bzw. magnetische Feldgradienten, sowie sogenannte $\pi/2$ -Pulse eingesetzt. Eine Übersicht über die verschiedenen Atominterferometer findet sich in [2].

Eine in den achtziger Jahren intensiv experimentell und theoretisch studierte, aber bis heute nicht in Interferometern eingesetzte Methode der Strahlaufspaltung ist die Beugung von Zwei-Niveau-Atomen an einem resonanten stehenden Lichtfeld [2]. Wird bei der Atom-Licht-Wechselwirkung spontane Emission durch kurze Wechselwirkungszeit oder große Verstimmung der Laserfrequenz von der atomaren Resonanz vermieden, so ist die Situation im Fall der adiabatischen Entwicklung des internen atomaren Zustands direkt vergleichbar mit der Beugung von Licht an einem Phasengitter mit sinusförmig modulierten Phasengittern (z. B. Beugung von Licht an einer Schallwelle in einem Wasserbad). Im Phasengitter wird die Phasenfront einer einlaufenden ebenen Welle mit der Modulation des Gitters deformiert. Die dazugehörige Impulsverteilung berechnet man über die Fourier-Transformation dieser Phasenmodulation. Diese Situation ist schematisch in Abb. 8a skizziert. Im Fall eines sinusförmig modulierten Phasengitters ist die Einhüllende der verschiedenen Beugungsordnungen gegeben durch das Quadrat von Bessel-Funktionen. Für eine große Amplitude der Phasenmodulation werden hohe Beugungsordnungen besetzt, d. h. das Atom erhält einen hohen transversalen Impulsübertrag. Jedoch ist der absolute Anteil der Atome in diesen hohen Beugungsordnungen klein, da alle Beugungs-

ordnungen ähnlich stark besetzt werden. Möchte man dagegen ausschließlich hohe Beugungsordnungen besetzen, verwendet man in der klassischen Optik Gitter, die eine dreieckige Phasenmodulation aufweisen („blazed gratings“), d. h. zum Beispiel eine Kette von kleinen Prismen.

Durch die Verwendung von Drei-Niveau-Atomen und deren Wechselwirkung mit einem Lichtfeld mit periodisch veränderlicher Polarisation in einem magnetischen Feld wurde ein solches Phasengitter mit annähernd dreieckförmiger Modulation kürzlich experimentell realisiert [13]. Die experimentelle Konfiguration entspricht Abb. 8a. Es konnte eine Aufspaltung im Impulsraum von 42 Photonenrückstößen nachgewiesen werden; das entspricht bei einem Heliumstrahl mit einer Geschwindigkeit von 2000 m/s einem Aufspaltwinkel von etwa 2 mrad. In Abb. 8b ist die Beugung von metastabilen Heliumatomen an diesem sog. magneto-optischen Phasengitter in direktem Vergleich zur Beugung an einer stehenden Lichtwelle in Abb. 8c gezeigt (s. hierzu auch den Artikel von R. Grimm, Phys. Bl., Oktober-Heft 1993, S.888). In Abb. 8c sind die niedrigen Beugungsordnungen noch einzeln aufgelöst, während die höheren Beugungsordnungen durch die endliche Breite der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung auswaschen. Die gestrichelte Linie in Abb. 8b zeigt die Erwartung für einen monochromatischen Atomstrahl. Die Abweichung des Experiments (durchgezogene Linie) von dieser Vorhersage liegt auch hier vor allem in der breiten longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung. Die erzielte Aufspaltung ist prinzipiell nur durch die vorhandene Laserleistung limitiert. Da die Konfiguration auf einem $m=0$ -Grundzustand basiert, ist keine Empfindlichkeit gegenüber magnetischen Streufeldern zu erwarten. Das macht diesen Strahlteiler zu einem interessanten Kandidaten für die Anwendung in einem Atominterferometer mit Drei-Niveau-Atomen.

Andere vorgeschlagene Verfahren zur kohärenten Strahlaufspaltung basieren auf dem Prinzip des adiabatischen Populationstransfers zwischen magnetischen Unterebenen [14]. Dazu werden Atome in einen magnetischen Unterebene präpariert und dann mit zwei überlappenden Lichtpulsen kohärent in einen anderen Zustand überführt. Die Polarisation der Pulse wird dabei so gewählt, daß der atomare Zustand adiabatisch in einem nicht ans Lichtfeld gekoppelten Dunkelzustand verharrt. Deswegen findet der Prozeß praktisch ohne eine Besetzung des angeregten Zustandes statt und wird nicht durch spontane Emissionsprozesse beein-

trächtigt. Mit dieser Technik ließ sich bisher eine Ablenkung von bis zu acht Photonenrückstößen in eine Richtung erreichen [14]. Prinzipiell kann man jedoch auch eine kohärente Aufspaltung mit diesem Verfahren erreichen, indem man die Atome zunächst in einen Überlagerungszustand zweier (Hyperfein-) Niveaus präpariert und dann nur einen der beiden Zustände ablenkt.

In einer weiteren gepulsten Strahlerteilertechnik wird ein einlaufender Grundzustand in eine kohärente Überlagerung von angeregtem und Grundzustand überführt, wobei der im angeregten Zustand befindliche Teil einen Rückstoß durch die Absorption eines Photons erfährt [15]. Für Mehr-Niveau-Atome wird diese Technik auch für einen stimulierten Zwei-Photonen-Raman-Übergang zwischen zwei Hyperfeinniveaus eingesetzt. Folgt dem ersten $\pi/2$ -Puls eine Reihe von weiteren π -Pulsen, so lassen sich mit Hilfe dieser stimulierten Raman-Prozesse Aufspaltungen im Impulsraum von sechzig Photonenrückstößen erzielen [16]. Da jedoch

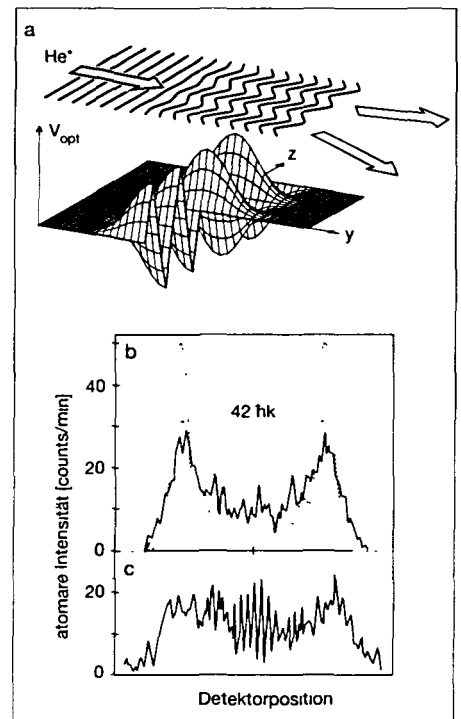


Abb. 8: Ergebnis eines Experiments, in dem die Broglie-Wellen metastabiler Heliumatome an einem Phasengitter gebeugt werden. In a) ist das Experiment skizziert. In b) wurde ein annähernd dreieckförmig moduliertes Gitter („blazed grating“) benutzt, was zu einer Aufspaltung von umgerechnet 42 Photonenrückstößen führte. Es basiert auf einer Kombination aus Magnet- und Lichtfeld mit periodischer Polarisationsvariation. In c) wurde dagegen ein sinusförmig moduliertes Gitter aus einer normalen stehenden Lichtwelle verwendet. Einzelne niedrige Beugungsordnungen sind dabei gut aufgelöst zu sehen.

die Effektivität eines solchen Pulses nur bei etwa 85 % liegt, befinden sich nach dieser Serie von dreißig Pulsen nur noch 1 % der Atome in den hohen Impulszuständen.

Das Prinzip eines Atominterferometers, das auf solchen stimulierten Raman-Übergängen basiert, ist in Abb. 9 dargestellt. Ein Strahl ultrakalter Atome aus einem sog. atomaren Springbrunnen wird im Impulsraum zunächst mit einem $\pi/2$ -Puls kohärent aufgespalten, mit einem π -Puls rekombiniert und dann mit einem weiteren $\pi/2$ -Puls wieder überlagert. Das Interferenzmuster wird dann durch eine zustandsselektive Photoionisation nach der Überlagerung nachgewiesen. Eine solche Anordnung erlaubt es, die Erdbeschleunigung in ca. 30 Minuten mit einer Präzision von $3 \cdot 10^{-8}$ zu messen [16]. Diese Präzision ist vergleichbar mit „falling corner cube“-Experimenten, birgt jedoch noch die Möglichkeit für Verbesserungen um mehrere Größenordnungen. Diese Empfindlichkeit auf Inertialbewegungen eröffnet der Atominterferometrie ein neues Feld für Anwendungen in der Untersuchung von geologischen Formationen, der Ozeanspiegel u.v.a.m.

Ein ähnlicher Aufbau fand kürzlich bei einer Präzisionsmessung von \hbar/m mit einer Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-7}$ Verwendung [17]. Da die Masse der verwendeten Cäsiumatome mit einer höheren Präzision mit der Elektronenmasse verglichen werden kann, liefert die Messung von \hbar/m_{Cs} die Möglichkeit einer von der Quantenelektrodynamik unabhängigen Bestimmung von \hbar/m_e . Diese Größe läßt sich wiederum mit der Rydberg-Konstanten verknüpfen, um die Feinstrukturkonstante zu erhalten.

Diese Beispiele machen die bedeutenden Möglichkeiten in atominterferometrischen Meßverfahren zur Präzisionsbestimmung von Naturkonstanten und als Inertialsensoren deutlich. Durch verbesserte Strahlteiler wird es möglich sein, diese Präzision noch zu steigern. Darüber hinaus sind Strahlteiler für Atome natürlich auch in anderen atomoptischen Systemen, wie zum Beispiel als Ein/Auskoppler in atomaren Resonatoren, einsetzbar.

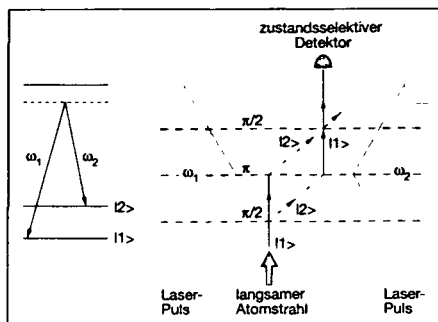


Abb. 9: Schematischer Aufbau eines Atominterferometers, das auf stimulierten Raman-Übergängen beruht. In einem Drei-Niveau-System werden die Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ über Laser der Frequenz ω_1 und ω_2 gekoppelt. Eine Sequenz aus einem $\pi/2$ -, einem π - und einem $\pi/2$ -Puls spaltet, rekombiniert und überlagert einen einlaufenden Atomstrahl. Mit einem solchen Atominterferometer wurde die lokale Erdbeschleunigung mit einer Präzision von $3 \cdot 10^{-8}$ gemessen.

Ausblick

Atomoptische Systeme haben in ihren ersten Anwendungen zur Messung von atomaren Eigenschaften sowie als hochsensitive Sensoren ihr Potential für zukünftige Einsätze demonstriert. In zukünftigen Experimenten zu den Grundlagen der Quantenmechanik sollten sich zum Beispiel auch quantenstatistische Effekte mit Hilfe von Korrelationsmessungen untersuchen lassen. Zur Verbesserung der Strahlqualität werden zunehmend Laserkühltechniken eingesetzt. Für einen breiten Einsatz bietet sich auch die Möglichkeit der Miniaturisierung durch den Einsatz von immer leistungsfähigeren Laserdioden und kleinen Hintergrundgasfallen für Atome. Verbesserte, insbesondere mit Laserlicht realisierte optische Elemente werden die Leistungsfähigkeit dieser Systeme erhöhen und neue Anwendungen erschließen. Dazu gehören Fortschritte in der Atomlithographie, auf dem Gebiet der Atomresonatoren und der Atominterferometrie.

Danksagung

An dieser Stelle möchten wir uns bei der DFG für die finanzielle Unterstützung der in diesem Artikel erwähnten Konstanzer Experimente bedanken.

Literatur

- [1] H. Wallis u. W. Ertmer, Phys. Bl. 48 (1992) 447.
- [2] Für einen aktuellen Überblick siehe: C. S. Adams, M. Sigel u. J. Mlynek, Phys. Rep. (in Druck).
- [3] O. Carnal u. J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2689; O. Carnal et al., Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3231.
- [4] D. W. Keith et al., Phys. Rev. Lett. 60 (1991) 2693; D. E. Pritchard in T. W. Hänsch, H. Walther u. B. Neizert (Hrsg.): Proc. 13th Int. Conf. on Atomic Physics, München 1992.
- [5] J. E. Bjorkholm et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1361.
- [6] T. Sleator et al., Appl. Phys. B54 (1992) 375.
- [7] G. Timp et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 1636.
- [8] J. J. McClelland et al., Science (im Druck).
- [9] R. J. Cook u. R. K. Hill, Opt. Comm. 43 (1982) 258.
- [10] M. A. Kasevich et al., Opt. Lett. 15 (1990) 607.
- [11] C. G. Aminoff et al., Phys. Rev. Lett 71 (1993) 3083.
- [12] W. Seifert, C. S. Adams, V. I. Balykin, C. Heine, Yu. Ovchinnikov u. J. Mlynek, Phys. Rev. A (im Druck); M. Sigel et al., Proc. Fifth Meeting on Laser Phenomena, Kühtai (1993).
- [13] T. Pfau et al., Phys. Rev. Lett 71 (1993) 3427.
- [14] P. Marte et al., Phys. Rev. A44 (1991) R4118; L. S. Goldner, C. Gerz, R. J. C. Spreeuw, S. L. Rolston, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. Marte u. P. Zolner, eingereicht bei Phys. Rev. Lett.
- [15] F. Riehle et al., Phys. Bl. 47 (1991) 839.
- [16] M. A. Kasevich u. S. Chu, Appl. Phys B54 (1991) 321.
- [17] D. S. Weiss et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 2706.