

Vorwort

Es gibt eine große Zahl hervorragender Lehrbücher über Quantenmechanik und Quantenphysik. Fast all diesen Büchern ist gemeinsam, dass die Quantenmechanik dort als eine der wichtigsten und erfolgreichsten Theorien zur Lösung von Problemen dargestellt wird. Dies ist ganz im Sinne der meisten Physiker, die bis in die 70er Jahre des 20. Jahrhunderts in einer „ersten Revolution“ die Quantenmechanik mit überwältigendem Erfolg nicht nur auf die Atomphysik sondern auf fast alle Wissenschaftszweige bis in die Chemie, Biologie oder die Astrophysik hinein anwendeten, ohne über grundsätzliche, offene Fragen innerhalb der Theorie selbst nachzudenken.

Diese Situation hat sich seit den letzten Jahrzehnten des 20. Jahrhunderts geändert. Seitdem gibt es in der Quantenoptik, in der Atom- und Ionenphysik sowie in der Nanoelektronik Experimente, die Entscheidungen über Grundannahmen der Quantenmechanik zulassen, die also die Quantentheorie an sich berühren und auf den Prüfstand stellen. Solche Fragestellungen, wie z. B. nach der Bedeutung des Begriffs der Verschränkung sind darüber hinaus grundlegend für sich rasant entwickelnde Gebiete wie Quantenteleportation, Quantenkryptographie oder Quanteninformation allgemein.

Von dieser „zweiten Quantenrevolution“, wie Alain Aspect, einer der Pioniere des Gebiets, diese Weiterentwicklung des quantenphysikalischen Denkens nennt, erwartet man nicht nur ein tieferes Verständnis der Quantenphysik selbst, sondern auch eine ingenieurmäßige Anwendung der Grundprinzipien wie Teilchen-Welle-Dualismus oder Verschränkung u. ä. Man spricht in diesem Zusammenhang manchmal schon von Quantum-Engineering.

Vor diesem Hintergrund habe ich das vorliegende Buch geschrieben. Die speziellen Quantenphänomene an sich stehen mehr im Vordergrund des Interesses als der mathematische Formalismus. Dabei bevorzuge ich eine mehr anschauliche und oft intuitive Beschreibung dieser Phänomene, und dies gestützt auf neueste experimentelle Befunde und Ergebnisse aus der Forschung an nanoelektronischen Systemen. Auch die Verbindungen zu anderen Gebieten wie der Elementarteilchenphysik, der Quantenelektronik, der Quanteninformation oder Anwendungen der Kernspinresonanz in der Medizin werden gestreift.

Beim Formalismus beschränke ich mich im Wesentlichen auf die ersten Näherungsschritte, die für Experimentalphysiker oder Ingenieure bei der An-

wendung der Theorie oder einer größenordnungsmäßigen Abschätzung experimenteller Ergebnisse von Interesse sind. Andererseits wird die Diracsche Bra-Ket-Formulierung quantenmechanischer Ausdrücke anschaulich in Analogie zu dreidimensionalen Vektoren eingeführt und verwendet. Ähnliches gilt für die Kommutator-Algebra, die im Grunde nur einfaches Addieren und Subtrahieren von Symbolen (Operatoren) verlangt. Demnach werden an mathematischer Kenntnis nur einfachste Funktionen und Differentialgleichungen sowie Grundkenntnisse der Matrizenalgebra vorausgesetzt. Ich entschuldige mich bei meinen mehr mathematisch interessierten Kollegen für manchmal fehlende mathematische Schärfe.

Statt einer axiomatischen Einführung wesentlicher Begriffe und Gleichungen habe ich es vorgezogen, die „Erfindung“ wichtiger Grundgleichungen wie der Schrödinger-Gleichung oder der mathematischen Ansätze zur Quantisierung von Feldern durch physikalisch naheliegende Gedankengänge plausibel zu machen.

Das Buch ist aus Manuskripten zu Vorlesungen entstanden, die ich vor Physik- und Elektrotechnikstudenten über Quantenphysik und Nanoelektronik gehalten habe. Dabei sind natürlich wesentliche Erweiterungen durch meine eigene wissenschaftliche Tätigkeit im Bereich der Quantenelektronik miteingeflossen. Hierbei hat vor allem die Betreuung von Doktoranden in diesem Arbeitsgebiet und die vielen Gespräche mit ihnen großen Einfluss auf die Art der Darstellung gehabt; ihnen muss ich danken für diese Diskussionen, die mir selbst eine tiefere Einsicht in dieses faszinierende Gebiet der Quantenphysik ermöglichten.

Mein Dank gilt weiterhin meinen früheren Mitarbeitern Arno Förster, Michel Marso, Michael Indlekofer und Thomas Schäpers, die in vielen „heißen“ Auseinandersetzungen zur Klärung mancher Fragen beigetragen haben.

Für Hilfe bei der Fertigstellung der Abbildungen danke ich Wolfgang Albrecht und für das Schreiben des Manuskriptes und manchen klugen Hinweis auf zu behebende Inkonsistenzen Beate Feldmann. Sie beide haben in der Endphase der Fertigstellung des Buches vor allem ermutigend auf mich eingewirkt.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Roswitha, die mich nicht nur in jeder Weise bei der Arbeit am Buch unterstützt hat, sondern auch den Untertitel „Schrödingers Katze bei den Zwergen“ erfunden hat. Dieser Titel bringt treffend zum Ausdruck, dass das Buch sich bemüht, die tieferen physikalischen und auch philosophischen Zusammenhänge (Paradigma: Schrödingers Katze) darzulegen, und dies vor allem im Zusammenhang mit der Nanowelt, den „Zwergen“. Sie konnte diesen Aspekt des Buches nach einigen Diskussionen anschaulich in Worte fassen, die mir fehlten.

2 Einige grundlegende Experimente

Es ist sehr interessant, die Entwicklung der heutigen Quantenmechanik historisch anhand von Interpretationsschwierigkeiten wichtiger experimenteller Befunde zu verfolgen. Vor allem gegen Ende des 19. und Anfang des 20. Jahrhunderts häuften sich empirische Fakten, die bei ihrer Interpretation die Unzulänglichkeit der klassischen Physik, der Newtonschen Mechanik und auch der Theorie elektromagnetischer Felder (Maxwell Theorie) aufzeigten. Ein solcher historischer Zugang ist jedoch nicht im Sinne des vorliegenden Buches; wir wollen statt dessen einige wenige grundlegende Experimente herausgreifen, die unmittelbar auf die Eigentümlichkeiten atomarer Systeme hinweisen. Die Experimente sind so ausgewählt, dass sie wesentliche Grundannahmen der Quantenmechanik direkt begründen.

2.1 Photoelektrischer Effekt

Bestrahlt man eine Metalloberfläche mit Licht der Frequenz ω (ultraviolett oder auch sichtbares Licht bei Alkalimetallen), so werden Elektronen aus dem Metall emittiert. Für die Durchführung des Experiments kann das elektronenemittierende Metall als Kathode in einer Elektronenröhre ausgebildet sein und die Elektronen werden über eine positiv vorgespannte Anode abgesaugt (Abb. 2.1). Diese Anordnung ist der Grundbaustein jedes Sekundärelektronenvervielfachers, bei dem durch eine Reihe von Zusatzanoden der Elektronenstrahl um ein Vielfaches kaskadenartig verstärkt wird, bevor er an der letzten Anode gemessen wird.

Man beobachtet bei Beleuchtung, auch bei verschwindender Zugspannung, schon einen Photostrom, ja selbst bei Anliegen einer Bremsspannung (beleuchtetes elektronenemittierendes Metall positiv) treten noch Elektronen aus. Der emittierte Strom verschwindet erst oberhalb einer maximalen Bremsspannung U_{\max} (Abb. 2.1c). Diese Messung erlaubt also die Messung der Energie der austretenden Elektronen, nämlich mittels der Energiedifferenz eU_{\max} , gegen die sie noch anlaufen können. Hierbei gilt natürlich $eU_{\max} = mv^2/2$. Nach der klassischen Elektrodynamik, wo die Energiestromdichte im Lichtstrahl durch den Poynting-Vektor $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ gegeben ist, würde man bei kleiner Lichtintensität erwarten, dass erst nach einer gewissen Zeit genügend Energie übertragen worden ist, um Elektronen herauszulösen.

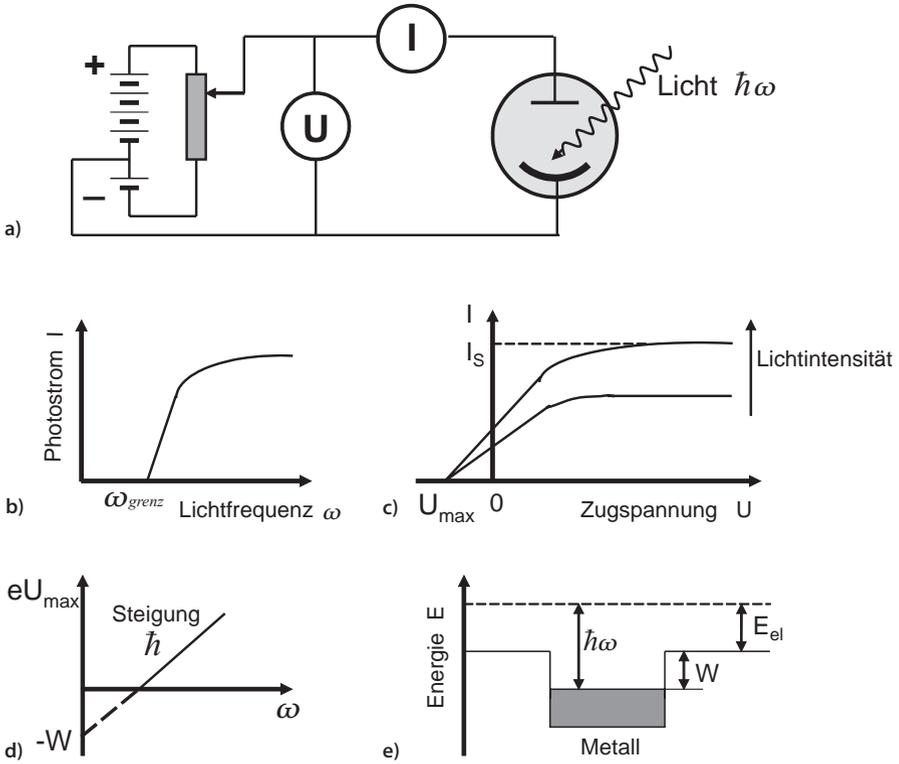


Abb. 2.1a–e. Der Photoeffekt. **a** Experimentelle Anordnung, bei der durch Licht einer Photonenenergie $\hbar\omega$ aus einer Photokathode Elektronen befreit werden, die durch eine Vorspannung U einen Photostrom I erzeugen. **b** Photostrom I als Funktion der Lichtfrequenz ω . **c** Photostrom I als Funktion der angelegten Spannung U . Positives U bedeutet, dass die belichtete Elektrode die Kathode ist. U_{\max} ist die größte negative Vorspannung, gegen die die Elektronen noch anlaufen können. Der Sättigungsstrom I_s hängt in seiner Stärke von der Lichtintensität ab. **d** Maximale Bremsenergie eU_{\max} als Funktion der Lichtfrequenz ω . Aus dieser Auftragung lassen sich die Naturkonstante \hbar als Steigung und die Austrittsarbeit W der Elektronen aus dem Kathodenmetall als Achsenabschnitt bestimmen. **e** Erklärung des Photoeffekts durch das Potentialtopfmodell freier Elektronen (*schattiert*) im Metall. Die eingestrahelte Photonenenergie $\hbar\omega$ reicht aus, um ein Metallelektron über die Austrittsarbeit W hinaus anzuregen, sodass es dann noch die kinetische Energie E_{el} besitzt

Die Energie eU_{\max} der Photoelektronen, gemessen über die Bremsspannung sollte mit zunehmender Strahlungsleistung zunehmen. Dies ist nicht der Fall. Man findet, dass die Energie der Photoelektronen nicht von der Lichtintensität, d. h. der Strahlungsleistung abhängt. Stattdessen beobachtet man eine charakteristische Abhängigkeit des Effektes von der Frequenz ω des Lichtes. Es existiert eine Grenzfrequenz $\omega_{\text{grenz}} = 2\pi\nu_{\text{grenz}}$, unterhalb derer keine

Emission von Elektronen beobachtet wird (Abb. 2.1b). Diese Grenzfrequenz ist materialspezifisch. Ferner setzt die Elektronenemission schon bei geringer Strahlungsintensität des Lichtes ein, wenn auch mit kleinen Stromstärken, d. h. geringer Anzahl austretender Elektronen. Trägt man die Energie E_{el} der emittierten Elektronen ($= eU_{\text{max}}$, gemessen über Bremsspannung) gegen die Frequenz des Lichtes auf, so findet man einen linearen Zusammenhang

$$E_{\text{el}} = eU_{\text{max}} = \frac{1}{2}mv^2 = \hbar\omega - W. \quad (2.1a)$$

Hierbei ist W die sog. Austrittsarbeit des Metalls, die überwunden werden muss, bevor ein Elektron das Metall verlassen kann. Die Konstante

$$\hbar = h/2\pi = 6,6 \cdot 10^{-16} \text{ eV sec} \quad (2.1b)$$

ist die Plancksche Konstante, die experimentell auf die beschriebene Weise bestimmt wird.

Eine Erklärung all dieser Phänomene wurde erst möglich durch die Einsteinsche Lichtquantenhypothese [1] (1905, Nobelpreis an Einstein 1921). Einsteins entscheidende Grundannahme ist, dass das Lichtfeld aus kleinsten Partikeln, den Photonen besteht, deren Energie gerade gleich $\hbar\omega = h\nu$ ist. Nur in solchen Quanten kann das Licht Energie an das Metall übertragen und Elektronen herauslösen. Jeweils ein Elektron, das mit der Energie (2.1a) das Metall verlässt, hat die Energie eines Photons übernommen. Die Intensität eines Lichtstrahls, d. h. die Energiestromdichte bei einer festen Photonenenergie $\hbar\omega$ ist dann proportional zur Anzahl der Photonen $\hbar\omega$, die im Strahl sind.

Wir können noch weitere Aussagen über diese Photonen machen. Aus der Relativitätstheorie wissen wir, dass die Lichtgeschwindigkeit c die größte überhaupt denkbare Geschwindigkeit und dies für alle sich relativ zueinander bewegenden Inertialsysteme ist. Photonen, die kleinsten Lichtquanten (Partikel), bewegen sich also mit der Geschwindigkeit c in Fortpflanzungsrichtung des Lichtes (Wellenvektor \mathbf{k}). Aus der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit folgt in der Relativitätstheorie für die Energie einer Masse m die sich mit dem Impuls p bewegt

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}. \quad (2.2)$$

Licht und damit auch seine charakteristischen Partikel, die Photonen, sind masselos. Weiterhin kennen wir die Dispersionsbeziehung für Lichtwellen $\omega = ck$; damit folgt aus (2.2):

$$E = \hbar\omega = \hbar ck = pc. \quad (2.3)$$

Wir müssen also diesen masselosen Lichtpartikeln, den Photonen, einen Impuls $p = \hbar k$ zuordnen. Damit kommt man zu dem Schluss, dass das auf makroskopischer Skala kontinuierlich erscheinende elektromagnetische Feld aus Partikeln, den Photonen, aufgebaut ist, denen wir die

$$\text{Energie } E = \hbar\omega = h\nu \quad \text{und den} \quad (2.4a)$$

$$\text{Impuls } \mathbf{p} = \hbar\mathbf{k} \quad (2.4b)$$

zuordnen müssen. Das in der klassischen Maxwell'schen Feldtheorie kontinuierliche Lichtfeld hat offenbar einen „körnigen“ Charakter; es kann mit Materie nur Energie in Quanten der Energie $\hbar\omega$ austauschen.

2.2 Compton-Effekt

Ganz deutlich zeigt sich der Teilchencharakter des Lichtes auch im Compton-Effekt, der von Compton und Simon 1925 entdeckt wurde [2]. Streut man Röntgenstrahlung, z. B. mit einer Photonenenergie $h\nu$ zwischen 10^3 und 10^6 eV an freien oder schwach gebundenen Elektronen, so tritt neben der Rayleigh-Streuung (gleiche Wellenlänge λ wie einfallende Strahlung) noch ein zweiter um $\Delta\lambda$ verschobener Anteil von Streustrahlung auf, der unabhängig vom Streumaterial ist (Abb. 2.2). Rayleigh-Streuung entsteht, weil Elektronen ihrerseits Strahlung mit der Frequenz aussenden, mit der sie zu Schwingungen angeregt wurden (z. B. im Feld der positiven Kerne). Die zusätzliche in ihrer Wellenlänge verschobene Streustrahlung zeigt nun eine Abhängigkeit der Wellenlängenverschiebung $\Delta\lambda$ vom Streuwinkel ϑ (Abb. 2.2). Dieser Effekt kann quantitativ nur erklärt werden, wenn man einen elastischen Stoß mit Energie- und Impulserhaltung zwischen Elektronen und

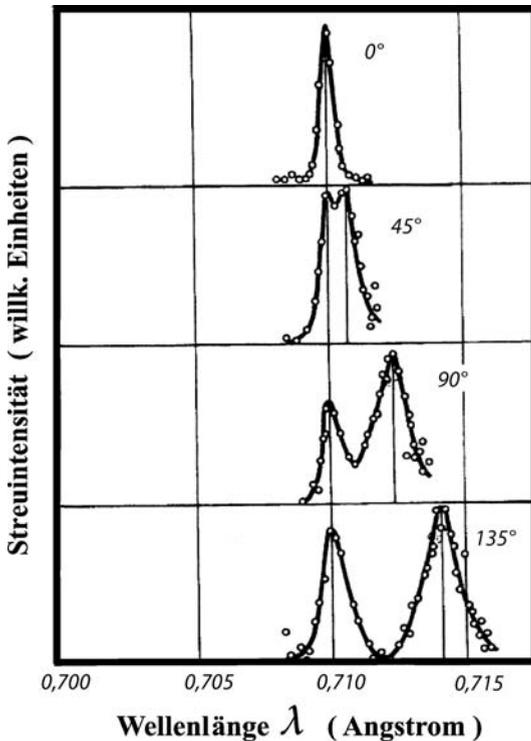
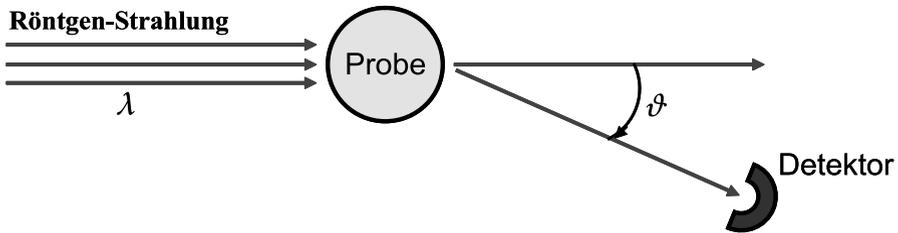


Abb. 2.2. Originalmesskurven des Compton-Effektes [2]. K_α -Strahlung von Mo fällt auf Graphit und wird unter verschiedenen Winkeln ϑ zur Einfallsrichtung (0° bis 135°) teils elastisch ($\lambda = 0,71 \text{ \AA}$) ohne λ -Verschiebung, teils inelastisch mit λ -Erhöhung gestreut

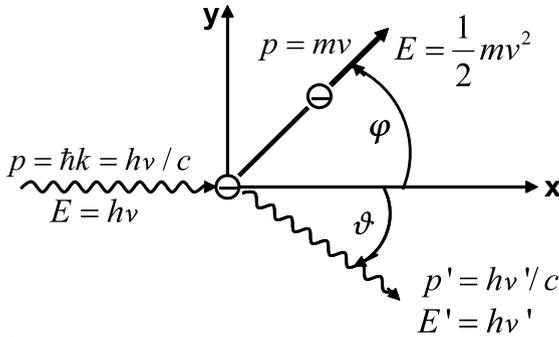
Lichtpartikeln, den Photonen, als zugrundeliegenden Mechanismus fordert. Versuchen wir diesen Ansatz und schreiben entsprechend Abb. 2.3b die Impulserhaltung in x und y -Richtung hin:

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \vartheta + mv \cos \varphi, \tag{2.5a}$$

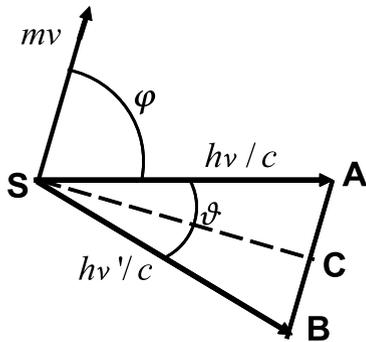
$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \vartheta - mv \sin \varphi. \tag{2.5b}$$



a)



b)



c)

Abb. 2.3a–c. Schema des Compton-Effektes. **a** Experimentelle Anordnung. **b** Erklärung der Streuparameter und der Teilchenparameter für das Röntgenlicht ($h\nu$ Energie, $h\nu/c$ Impuls) und das gestreute Elektron ($mv^2/2$ Energie, mv Impuls). **c** Impulserhaltung beim Compton-Effekt

Hierbei ist natürlich m die bewegte Masse des Elektrons, die nach der Relativitätstheorie wie folgt mit der Ruhemasse m_o zusammenhängt.

$$m = m_o(1 - v^2/c^2)^{-1/2} . \quad (2.6)$$

Weiterhin haben wir wie schon bei der Interpretation des Photoeffekts (2.4b) dem Photon den Impulsbetrag $p = \hbar k = h/\lambda = h\nu/c$ zugeordnet. Der Impulsänderung des Photons bei der Streuung Δp entspricht damit eine Frequenzänderung $\Delta\nu = \nu - \nu'$ des Röntgenlichts.

Neben der Impulserhaltung (2.5) muss die relativistische Energieerhaltung für die Teilchen gelten, d. h. mit $E = h\nu$ (2.4a) für die Energie des Photons muss gelten

$$h\nu + m_o c^2 = h\nu' + mc^2 . \quad (2.7)$$

Hierbei wurde das Elektron zu Beginn als ruhend (Ruhemasse m_o) angenommen. Durch Quadrieren von (2.7) und mithilfe von (2.6) erhält man nach Umschreiben auf die Frequenzänderung $\Delta\nu$:

$$h^2 (\Delta\nu)^2 + 2m_o c^2 h \Delta\nu = m_o^2 c^4 \frac{v^2}{c^2 - v^2} . \quad (2.8)$$

Aus (2.5) lassen sich $\sin \varphi$ und $\cos \varphi$ eliminieren, indem man $\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi = 1$ benutzt. Man erhält nach Umformung:

$$h^2 [(\Delta\nu)^2 + 2\nu(\nu + \Delta\nu)(1 - \cos \vartheta)] = m_o^2 c^4 \frac{v^2}{c^2 - v^2} . \quad (2.9)$$

Aus (2.8) und (2.9) ergibt sich durch Gleichsetzen der linken Seiten:

$$m_o c^2 h \Delta\nu = h^2 \nu (\nu + \Delta\nu) (1 - \cos \vartheta) . \quad (2.10)$$

Mit

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\nu} - \frac{c}{\nu + \Delta\nu} = \frac{c\Delta\nu}{\nu(\nu + \Delta\nu)} \quad (2.11a)$$

folgt aus (2.10)

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_o c} (1 - \cos \vartheta) = \lambda_c (1 - \cos \vartheta) . \quad (2.11b)$$

Hierbei ist

$$\lambda_c = \frac{h}{m_o c} = 3,86 \cdot 10^{-11} \text{ cm} \quad (2.12)$$

die sogenannte Compton-Wellenlänge, die nur noch Naturkonstanten enthält. Dies ist eine interessante Größe, da die Quantenenergie einer Strahlung mit der Wellenlänge λ_c gerade gleich der Ruheenergie des Elektrons ist:

$$\frac{hc}{\lambda_c} = h\nu = m_o c^2 = 511 \text{ keV} \quad (2.13)$$

Gleichung (2.11) beschreibt quantitativ die bei der Streuung beobachtete Frequenzverschiebung $\Delta\nu$, bzw. $\Delta\lambda$ in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel ϑ .

Wem die relativistische Rechnung (2.5–2.12) zu aufwendig ist, der überzeuge sich mittels einer nichtrelativistischen Rechnung (Abb. 2.3c) für den Grenzfall kleiner Frequenzänderungen und $m \approx m_0$ von der Richtigkeit des Ergebnisses (2.11) auch im nichtrelativistischen Grenzfall. Für den Grenzfall $\nu \approx \nu'$ ergeben sich in Abb. 2.3c fast gleich lange Impulsvektoren $h\nu/c \approx h\nu'/c$ für das einfallende und das gestreute Photon, sodass man aus den beiden rechtwinkligen Dreiecken SCB und SCA mittels der Impulserhaltung ($m\mathbf{v} = \vec{A}\vec{B}$) abliest:

$$\frac{1}{2}mv = \frac{h\nu}{c} \sin \frac{\vartheta}{2}. \quad (2.14)$$

Damit schreibt sich die Änderung der kinetischen Energie des Elektrons (zu Beginn ruhend), an dem die Photonen gestreut werden, als Änderung der Photonenenergie ($h\nu - h\nu'$):

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} \frac{(mv)^2}{m} = \frac{4h^2\nu^2 \sin^2 \vartheta/2}{2mc^2} = h\nu - h\nu'. \quad (2.15)$$

Mit $\nu' \approx \nu$ und Kürzen durch $h\nu^2$ folgt:

$$\frac{2h}{mc^2} \sin^2 \frac{\vartheta}{2} = \frac{\nu - \nu'}{\nu^2} \approx \frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu}. \quad (2.16)$$

Umgeschrieben in eine Änderung der Wellenlänge $\Delta\lambda$ ergibt sich:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\vartheta}{2} = \frac{h}{mc} (1 - \cos \vartheta). \quad (2.17)$$

Für den nichtrelativistischen Grenzfall ($m \approx m_0$) ist diese Gleichung identisch mit der allgemeineren relativistischen Beziehung (2.11).

2.3 Beugung von Materieteilchen

Während die experimentellen Befunde zum Photoeffekt und zum Compton-Effekt nur durch den Partikelcharakter (Photon) der elektromagnetischen Strahlung erklärt werden können, gibt es mittlerweile Beugungsexperimente mit Strahlen von fast allen Materieteilchen, z. B. Elektronen, Neutronen, Atomen, Molekülen usw. die zweifelsfrei zeigen, dass die Ausbreitung dieser Teilchen im Wellenbild beschrieben werden muss.

Schon 1919 beobachteten Davisson und Germer bei der Reflexion langsamer Elektronen an Kristalloberflächen Intensitätsmodulationen im reflektierten Elektronenstrahl als Funktion des Beobachtungswinkels [3]. Die Erklärung wurde durch die De Brogliesche Hypothese möglich, dass die Bewegung der Elektronen mit Wellenausbreitung verknüpft ist [4]. Analog zum

Lichtteilchen, dem Photon, forderte De Broglie auch für Materieteilchen die fundamentale Beziehung (2.4b) $p = h/\lambda$ zwischen Impuls und Wellenlänge. Drückt man den Impuls $p = mv$ durch die kinetische Energie $E_{\text{kin}} = \frac{1}{2}mv^2$ des Teilchens aus, so folgt für die Wellenlänge der Elektronenwelle

$$\lambda = h(2mE_{\text{kin}})^{-\frac{1}{2}}, \tag{2.18a}$$

d. h. Elektronen, die eine Beschleunigungsspannung von U Volt durchlaufen haben, entspricht eine Wellenlänge

$$\lambda = 12,3 \text{ \AA} / \sqrt{U}. \tag{2.18b}$$

Aus dem Experiment von Davisson und Germer hat sich eine Standardcharakterisierungsmethode für die atomare Struktur von Festkörperoberflächen entwickelt, das LEED (low energy electron diffraction), das in jedem oberflächenphysikalischen Laboratorium heute anzutreffen ist. Die experimentelle Anordnung eines LEED-Experiments ist schematisch in Abb. 2.4 dargestellt. In einer Vakuumkammer (Druck üblicherweise $\lesssim 10^{-10}$ Torr) ist die Kristalloberfläche vor einem gekrümmten Leuchtschirm angeordnet. Durch eine Öffnung im Schirm fällt der Elektronenstrahl mit einer wohldefinierten kinetischen Teilchenenergie $E_{\text{kin}} = eU$, die durch eine Beschleunigungsspannung U in der Größenordnung 30 V bis 200 V eingestellt wird. Damit die von der Kristalloberfläche zurück gestreuten Elektronen auf dem Leuchtschirm sichtbar gemacht werden können, müssen sie durch eine Spannung von einigen 1000 V am Beschleunigungsgitter vor Auftreffen auf den Schirm beschleunigt werden. Bei kristallinen Proben beobachtet man immer mehr oder weniger scharfe helle Intensitätsmaxima auf dem Leuchtschirm, sog. LEED-Reflexe. Die an einer ZnO-Kristalloberfläche beobachteten Reflexe sind in Abb. 2.5 abgebildet.

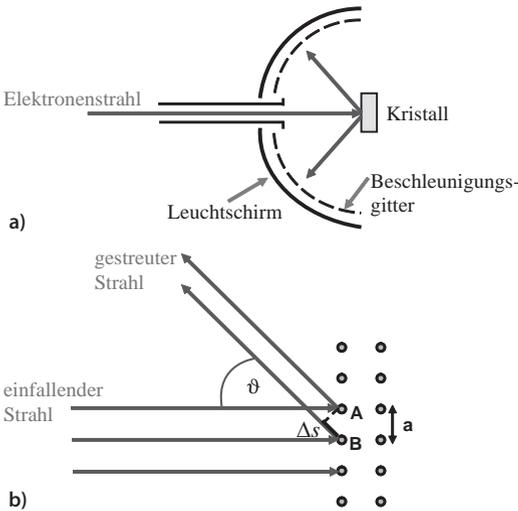


Abb. 2.4a,b. Schema eines LEED (low energy electron diffraction)-Beugungsexperimentes mit langsamen Elektronen. **a** Experimentelle Anordnung im Ultrahochvakuum (UHV). **b** Darstellung der Beugung eines einfallenden Elektronenstrahls an der obersten Atomlage eines Kristalls. Von den Atomen A und B gehen Kugelwellen aus, die sich je nach Gangunterschied Δs entweder verstärken (Bragg-Reflex) oder auslöschen. a ist der Atomabstand

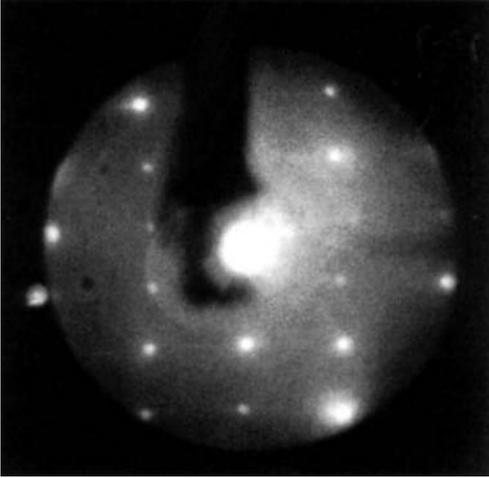


Abb. 2.5. LEED-Beugungsbild von Elektronen einer kinetischen Energie $eU = 140 \text{ eV}$ an einer $\text{ZnO}(10\bar{1}0)$ -Oberfläche. Die Elektronen fallen senkrecht auf die Kristalloberflächen und helle Punkte zeigen als Bragg-Reflexe die sich verstärkende Überlagerung der Wellen an. Der dunkle Schatten im Bild rührt vom Kristallhalter her

Die Erklärung des Reflexmusters ist nur möglich, indem man den Elektronen im Strahl eine Welle zuordnet. Trifft diese Elektronenwelle auf die Atome des Kristallgitters (Abb. 2.4), so gehen von diesen gestreute Kugelwellen aus, die sich in gewissen Raumrichtungen konstruktiv überlagern und sonst gegenseitig auslöschen.

Da Elektronen niedriger Energie ($\sim 100 \text{ eV}$) überwiegend an der ersten Atomlage gestreut werden, ergibt sich nach Abb. 2.4b für den Gangunterschied zweier Teilwellen, die von Streuung an den Atomen A und B berühren, $\Delta s = a \sin \vartheta$ mit a als Atomabstand. Für konstruktive Interferenz muss Δs einem Vielfachen der Wellenlänge der Elektronenwelle entsprechen; damit folgt als Bedingung

$$a \sin \vartheta = n\lambda . \quad (2.19)$$

Beugungsintensität würde man also auf einem Kegel mit dem Öffnungswinkel $(\frac{\pi}{2} - \vartheta)$ um die Atomreihe längs A und B erwarten. Die Kristalloberfläche ist jedoch zweidimensional, sodass eine zu (2.19) analoge Bedingung für konstruktive Interferenz auch für die Richtung senkrecht zu AB existiert. Dies schränkt die konstruktive Interferenz auf nur eine Richtung, d. h. einen speziellen LEED-Reflex ein. Die verschiedenen Beugungsreflexe in Abb. 2.5 resultieren aus höheren Ordnungen, d. h. verschiedenen n in (2.19) und der analogen zweiten Gleichung für die dazu senkrechte Richtung. Bei der quantitativen Auswertung des Beugungsbilds errechnet man aus der kinetischen Energie des einfallenden Elektronenstrahls (2.18a) bzw. der Beschleunigungsspannung U die Elektronenwellenlänge und kann aus dem Beugungswinkel ϑ Information über den Atomabstand bekommen. Dies ist mittlerweile eine Standardmethode in der Oberflächenphysik; jedes dieser Experimente, immer wieder „rund um den Erdball“ ausgeführt, belegt den Wellencharakter von Elektronen.

Nicht nur die Bewegung von Elektronen gehorcht Gesetzen der Wellenausbreitung. Schon 1930 wiesen Estermann und Stern [5] nach, dass He und H₂-Strahlen an Festkörperoberflächen Beugungsphänomenen unterliegen. Ein schönes Beispiel aus neuerer Zeit sind Beugungsexperimente mit He-Strahlen an Platinoberflächen [6], die durch einen präzisen Schräganschliff eine regelmäßige Abfolge von atomaren Stufen im Abstand $a = 20 \text{ \AA}$ aufweisen. Der für die Beugungsversuche verwendete He-Atomstrahl wird durch Überschall-expansion aus einer Düse hergestellt und in einer Vakuumkammer (Druck $p \lesssim 10^{-10}$ Torr) auf die gestufte Pt-Oberfläche geschossen. In Abb. 2.6 ist die gebeugte Intensität als Funktion des Streuwinkels ϑ_r bei einem festen Einfallswinkel $\vartheta_i = 85^\circ$ zur Oberflächennormalen dargestellt. Die beobachteten Beugungsmaxima im reflektierten Strahl rühren nicht von den Pt-Oberflächenatomen her, sondern von den in regelmäßigem Abstand angeordneten Stufen, von denen gestreute Wellen ausgehen, die miteinander interferieren. Da Stufen eindimensionale Streuzentren sind, lässt sich zur Beschreibung der Beugungsfigur unmittelbar Gleichung (2.19) anwenden, nur

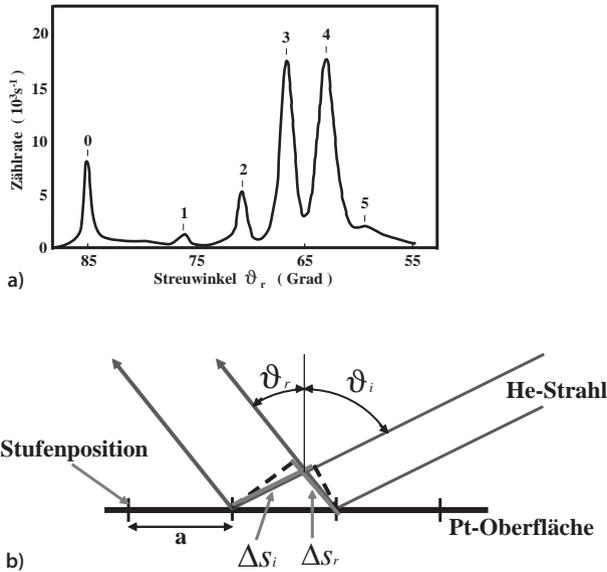


Abb. 2.6a,b. Beugung eines He-Atomstrahls an einer Pt-Oberfläche mit regelmäßig angeordneten Stufen im Abstand von $a = 2 \text{ nm}$ [6]. Wie bei einem Echelette-Gitter in der Lichtoptik erhält man maximale Intensität in den Beugungsordnungen, die in Richtung der Spiegelreflexion am Wechselwirkungspotential liegen. **a** Gebeugte Intensität als Funktion des Streuwinkels ϑ_r ; Einfallswinkel $\vartheta_i = 85^\circ$ zur Normalen der Pt-Oberfläche. Die mit $0, 1, \dots, 5$ gekennzeichneten Reflexwinkel sind aus dem Stufenabstand $a = 2 \text{ nm}$ errechnet. **b** Schema der Streugeometrie. Die Gangunterschiede ΔS_i und ΔS_r bestimmen die Reflexionswinkel, unter denen Beugungsreflexe erscheinen

dass sich der Gangunterschied zwischen zwei benachbarten Strahlen aus den Beträgen Δs_i und Δs_r in der einfallenden und reflektierten Welle zusammensetzt. Damit wird die Lage der Beugungsmaxima beschrieben durch

$$a (\sin \vartheta_i - \sin \vartheta_r) = n\lambda . \tag{2.20}$$

Aus der nach (2.18a) berechneten Wellenlänge λ der He-Strahlen von $0,56 \text{ \AA}$ und dem Stufenabstand $a = 20 \text{ \AA}$ ergeben sich die in Abb. 2.6a eingezeichneten und mit $n = 0, 1, 2, \dots$ durchnummerierten Maxima. Sie stimmen in ihrer Winkellage hervorragend mit den experimentellen Beugungsmaxima überein. Wie bei einem optischen Echelett-Gitter wird dabei die Richtung der Spiegelreflexion (Maxima 3 und 4) intensitätsmäßig bevorzugt.

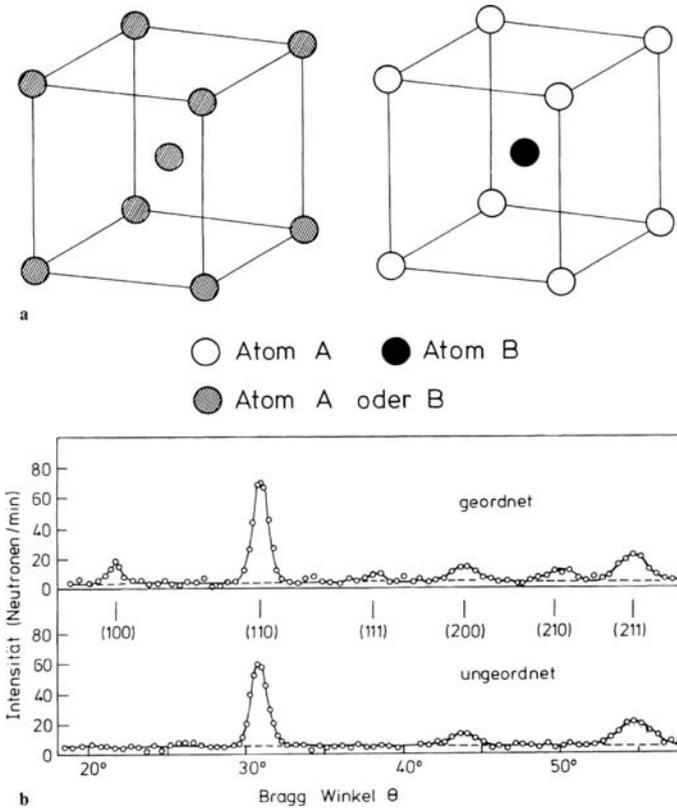


Abb. 2.7. Neutronenbeugung an einer FeCo-Legierung [7]. **a** Ungeordnete und geordnete Phase von FeCo. **b** Neutronendiffraktogramm der geordneten und der ungeordneten Phase von FeCo. Wegen der niedrigen Zählraten in der Neutronenstreuung sind lange Messzeiten erforderlich

Neutronen wechselwirken wegen ihrer fehlenden Ladung nur sehr schwach mit Materie. Sie durchdringen größere kristalline Proben fast ungeschwächt. Aber auch hier beobachtet man neben dem direkt durchgehenden Strahl eine Reihe von wohldefinierten scharfen Strahlen unter gewissen Beugungswinkeln, bezogen auf die Primärstrahlrichtung (Abb. 2.7). Die quantitative Auswertung der Experimente basiert wieder, ähnlich wie bei Elektronen und He-Atomen, auf der Beugung der dem Neutron zugeordnete Welle an den regelmäßig angeordneten Atomen, genauer den Atomkernen [7].

All diese Experimente zeigen, dass es eine allgemeine Eigenschaft aller Materieteilchen ist, dass sie bei ihrer Bewegung im Raum durch eine Wellenausbreitung beschrieben werden müssen. Anders könnte man die immer wieder beobachteten Beugungs- und Interferenzphänomene nicht verstehen, die mittlerweile in Standardcharakterisierungsverfahren der Festkörper- und Oberflächenphysik zur strukturellen Untersuchung von Festkörpern eingesetzt werden.

2.4 Teilcheninterferenz am „Doppelspalt“

Beugung am Doppelspalt und die hinter dem Spalt auf einem Schirm beobachtbaren hellen und dunklen Interferenzlinien führten schon in der Frühgeschichte der Physik Th. Young zur Welleninterpretation des Lichtes. Statt zweier Spalte benutzte A.J. Fresnel das sog. Biprisma (Abb. 2.8a) zur Demonstration der gleichen Art von Doppelspaltinterferenz.

In diesem experimentellen Aufbau fällt Licht einer festen Wellenlänge λ von einem Spalt S auf ein Doppelprisma mit geringen Prismenwinkeln. Das Biprisma vereinigt zwei Teilbündel auf einem dahinter stehenden Schirm. Infolge ihres geringen Gangunterschieds sind die Teilbündel kohärent. Wie aus Abb. 2.8a ersichtlich scheinen diese beiden Teilbündel von zwei eng benachbarten virtuellen Spalten S' , S'' zu kommen; auf dem Beobachtungsschirm erzeugen sie also das gleiche Interferenz-Streifenmuster, als ob sie von zwei realen Spalten wie im Youngschen Experiment kämen. Die Intensität I erreicht immer dann ein Maximum, wenn der Gangunterschied der von S' und S'' herkommenden Strahlen sich gerade um ein Vielfaches n der Lichtwellenlänge λ unterscheidet. Auslöschung resultiert aus Gangunterschieden eines ungeraden Vielfachen von $\lambda/2$. Solche Interferenzmuster (Abb. 2.8a) können nur durch Ausbreitung von Wellen erklärt werden; eine Interpretation im Teilchenbild ist ausgeschlossen.

2.4.1 Doppelspaltexperimente mit Elektronen

Ein Doppelspaltexperiment für Elektronen wurde schon 1956 von G. Möllenstedt und H. Dücker mittels eines Biprismas für Elektronen durchgeführt [8]. Das Biprisma bestand in diesem Fall aus einem positiv geladenen metallischen Faden zwischen zwei planaren Elektroden auf Erdpotential (Abb. 2.8b).

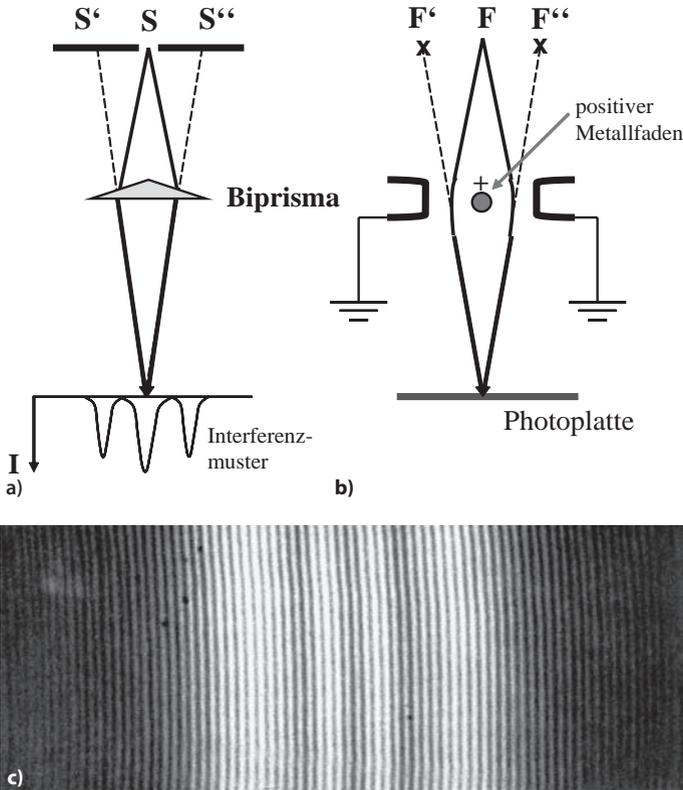


Abb. 2.8a–c. Doppelspaltbeugung von Licht und von Elektronen. **a** Anordnung zur Beobachtung optischer Zweistrahlinterferenz von monochromatischen Lichtwellen mittels eines optischen Biprismas. **b** Analoge Anordnung zur Zweistrahl-Elektronenbeugung. Das Biprisma wird durch einen positiv geladenen Metallfaden in einer Elektronenmikroskopsäule realisiert. **c** Elektronenbeugungsbild, das mittels der Biprisma-Anordnung in **(b)** erzeugt wurde [8]

Durch diese Anordnung wird ein Elektronenstrahl, der in einer Elektronenmikroskopsäule im Fokus F fokussiert wurde, in zwei Teilstrahlen getrennt. Die Elektronen fliegen an dem positiv aufgeladenen Metallfaden vorbei und werden von ihm zur Mitte hin abgelenkt. Das Feld eines solchen Drahtes ist proportional zu r^{-1} (r Abstand vom Draht). Ein Elektron, das nahe am Draht vorbei fliegt, erfährt eine starke seitliche Kraftkomponente, aber nur für kurze Zeit. Fliegt das Elektron in größerem Abstand vorbei, dann ist die seitlich ablenkende Kraft kleiner, aber wirkt längere Zeit. Im Feld des Drahtes hängt daher überraschenderweise der Gesamtablenkwinkel eines Elektrons nicht vom Abstand vom Draht ab, sondern nur von seiner Energie. Elektronen einer bestimmten Energie verhalten sich also genau so wie monochromatisches Licht am Fresnel-Biprisma oder beim Youngschen Doppelspaltexperiment.

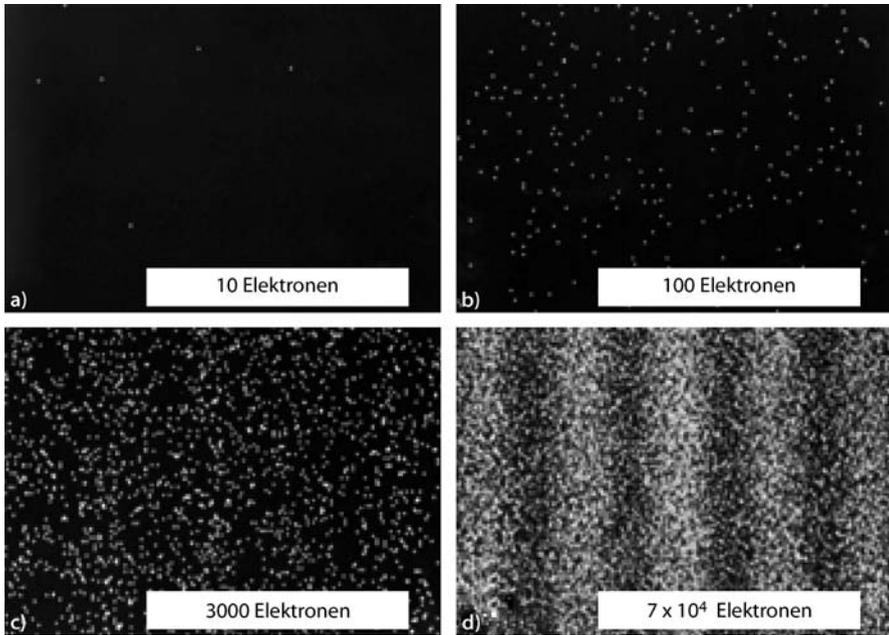


Abb. 2.9a–d. Sukzessive Ausbildung eines Zweistrahl-Elektronenbeugungsbilds, das mit einer Biprisma-Anordnung nach Abb. 2.8b erzeugt wurde [9]. Die Elektronendichte im Strahl ist so niedrig, dass jeweils nur ein einzelnes Elektron die Säule des Elektronenmikroskops passiert und jeweils nur einzelne Elektronen nacheinander auf dem 2-dimensionalen, örtlich auflösenden Detektorschirm als Pixel detektiert werden. Die Beugungsbilder (a) bis (d) wurden nach Passieren verschiedener Elektronenzahlen aufgenommen

ment. Sie erzeugen auf einer hinter dem Biprisma angeordneten Photoplatte ein Interferenzstreifenmuster (Abb. 2.8c), wiederum ein klarer Beweis für die wellenartige Ausbreitung der Elektronenstrahlen.

Das Experiment von Möllenstedt und Düker wurde 1989 von Tonomura et al. [9] mit verfeinerten technischen Mitteln wiederholt. Insbesondere verwendeten diese Autoren modernste ortsauflösende Halbleiterdetektoranordnungen zur bildhaften Aufzeichnung des Elektroneninterferenzmusters. Diese Halbleiterdetektoren besitzen eine so hohe Nachweismempfindlichkeit, dass das Auftreffen einzelner Elektronen registriert wird. Ein detektiertes Elektron erzeugt einen Stromimpuls im Detektor, der auf einem elektronisch angekopplten Bildschirm vergrößert einen Lichtblitz lokal aufgelöst erzeugt. Der Ort des Lichtblitzes auf dem Schirm entspricht dem Ansprechen eines gewissen lokal definierten Detektors (Pixel) in der Gesamtanordnung von Detektoren. Das Ergebnis der Experimente (Abb. 2.9) zeigt ganz klar das unerwartete und anschaulich nicht zu verstehende Verhalten von Elektronen bei ihrer Bewegung durch den Raum.

Elektronen breiten sich gemäß den Gesetzen von Wellen aus, sie erzeugen Interferenzmuster. Diese werden aber nur sichtbar, wenn genügend viele Elektronen beobachtet wurden. Betrachtet man den Bildschirm, nachdem nur 10 Elektronen das Biprisma passiert haben (Abb. 2.9a), so sehen wir das statistisch verteilte Aufblitzen dieser 10 Elektronen auf dem Bildschirm. Ein Interferenzmuster ist nicht zu erkennen. Offenbar spricht irgendein Pixel-Detektor auf der Detektoranordnung irgendwo, irgendwann an. Sammelt man die Ereignisse, indem 100, 3000 oder gar 70 000 Elektronen die Anordnung passiert haben und detektiert wurden, so ist das Doppelspaltinterferenzmuster klar zu erkennen (Abb. 2.9d). In ihrer Gesamtheit gehorchen die Elektronen Gesetzen der Wellenausbreitung, aber das einzelne Elektron wird statistisch, völlig unvorhersehbar irgendwo auf der Detektoranordnung als „punktförmige Anregung“ registriert. Es hat dort die ihm zukommende kinetische Energie an den speziellen Pixel-Detektor abgegeben.

Es ist besonders hervorzuheben, dass in der betrachteten experimentellen Anordnung eine Elektron-Elektron Wechselwirkung ausgeschlossen werden kann, weil aufeinander folgende Elektronen sich zeitlich und räumlich nicht „sehen“ konnten. Während ein Elektron im Detektor gerade registriert wird, ist das darauf folgende Elektron noch nicht einmal aus der Kathode des Elektronenmikroskops emittiert worden, so gering ist die Intensität im Elektronenstrahl.

Einzelne Elektronen haben die Wahl, den einen oder den anderen Weg – durch den einen oder den anderen Spalt – zu gehen, sie werden als Teilchen punktförmig, statistisch verteilt auf dem Pixel-Detektor registriert. Wir wissen nicht, welchen Weg sie genommen haben, aber in ihrer Gesamtheit formen sie das Interferenzbild, ohne etwas „voneinander zu wissen“. Dieser Teilchen-Welle-Dualismus, der jeder Anschauung widerspricht, ist das „Herz“ der Quantenmechanik. Feynman [10] beschreibt dieses Verhalten, das sich im Doppelspaltexperiment zeigt als: „impossible, absolutely impossible to explain in any classical way, and has in it the heart of quantum mechanics“. Wir müssen uns also daran gewöhnen, dass auf atomarer Ebene und auf Größenskalen darunter die Natur sich völlig unanschaulich verhält, nach Gesetzen, an die wir Menschen mit einer „natürlichen“ Längenskala von Zentimeter bis Meter nicht gewöhnt sind. Es wäre auf der anderen Seite aber auch erstaunlich, wenn unsere Wahrnehmungsorgane und unser Gehirn, das sich in mehr als 100 Millionen Jahren biologischer Evolution in Anpassung an die uns mit unseren Augen und Händen zugängliche Umwelt entwickelt hat, die Realität des Gesamtkosmos, des sehr Kleinen und sehr Großen erfassen könnte. In diesen Phasen der überlebensnotwendigen Anpassung von Lebewesen an eine Umwelt im Mikrometer, Zentimeter und Metermaßstab war es für das Überleben wichtiger, den Abstand zwischen Ästen eines Baumes und die Breite eines Wassergrabens abschätzen zu können als den Weg einzelner Elektronen auf einer Skala im Nanometerbereich verfolgen zu können. Wir sollten uns also nicht darüber wundern, dass das atomare und subatomare Geschehen, wie

es sich in der Quantenmechanik zeigt, unserer begrenzten Vorstellungswelt nicht zugänglich ist. Wundern sollten wir uns allerdings, dass wir mithilfe der Mathematik – und sei es nur in der Beschreibung statistischen Geschehens – in der Lage sind, uns ein abstraktes Abbild dieses unanschaulichen Geschehens auf subatomarer Skala zu machen, das auch noch nachprüfbar und nachmessbare Ergebnisse vorherzusagen gestattet. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass es offensichtlich eine wohlstrukturierte Realität außerhalb und über unsere Wahrnehmung hinaus gibt, die logischen Gesetzen gehorcht. Mathematik und Logik reichen offenbar über die unseren Sinnen zugängliche Welt hinaus und gestatten die Erstellung theoretischer Systeme, wie das der Quantenmechanik, die weitere Bereiche der Realität beschreiben als unsere Zentimeter- und Meter-Umwelt.

2.4.2 Teilcheninterferenz und „Welcher Weg“-Information

Noch „verrückter“ wird das Verhalten von atomaren oder subatomaren Teilchen im Doppelspaltexperiment, wenn wir die Frage stellen, durch welchen Spalt ist das Teilchen nun wirklich geflogen, falls wir die in Abschn. 2.4.1 beschriebene Interferenz beobachten. Schon in den frühen Jahren der Quantenmechanik um 1920 wurde diese Frage ausführlich von Heisenberg, Einstein und anderen sowie später von Feynman [10] anhand von Gedankenexperimenten diskutiert. Die wesentliche Schlussfolgerung aller Diskussionen war immer, dass die Interferenz nur beobachtbar ist, wenn wir auf die Information, durch welchen Spalt das Teilchen geflogen ist („Welcher Weg“-Information) verzichten. Jede denkbare Messung des detaillierten Weges, zum Beispiel über Streuung an einem Photon vor einem der beiden Spalte (siehe Compton-Streuung, Abschn. 2.2) überträgt an das Elektron soviel Impuls $p = \hbar k$, dass das Interferenzbild verwischt wird. In der Argumentation von Heisenberg und Feynman können wir zwar die Photonenenergie des Messlichts so gering machen, dass der Einfluss auf das Elektron vernachlässigt werden kann; dann muss man jedoch die Wellenlänge λ des Messlichts wegen $p = \hbar k = h/\lambda$ so groß machen, dass der räumliche Abstand zwischen den beiden Spalten nicht mehr aufgelöst werden kann (mikroskopische Abbildung einer Strukturgröße d verlangt $\lambda \ll d$).

Und schon ist eine Ortsbestimmung, der Elektrontrajektorie (durch welchen Spalt?) nicht mehr möglich. In diesem Gedankenexperiment wird aber das Auftreten der Elektronen-Doppelspaltinterferenz damit verknüpft, dass die Bewegung des Teilchens nicht durch den Einfluss, d. h. den Impulsübertrag eines Messteilchens gestört wird. Eine Messung der genauen Trajektorie verlangt eine Lichtwellenlänge $\lambda <$ Spaltabstand, die mit einem merklichen Impulsübertrag an das Teilchen verbunden ist, der zu einer Auslöschung des Interferenzmusters führt.

In jüngster Zeit nun sind wirkliche Experimente möglich geworden, bei denen die Auslesung der „Welcher Weg“-Information ohne merklichen Übertrag von Impuls an das gebeugte Teilchen im Doppelspaltexperiment gelingt.

Und siehe da! Das Interferenzmuster verschwindet. Es ist nur zu sehen, wenn man auf die Information verzichtet, durch welchen Spalt, d. h. über welchen Weg das Teilchen gelaufen ist. S. Dürr, T. Nonn und G. Rempe [11, 12] haben ein Experiment mit Rb-Atomen durchgeführt, bei dem ein Strahl dieser Atome an stehenden Laserlichtwellen gebeugt wird. Wie wir später in Kap. 8 sehen werden, stellen hochintensive stehende Lichtwellen mit ihren räumlich konstanten Knoten (Intensität = 0) und Bäuchen für einen Atomstrahl ein Beugungsgitter mit einem Gitterabstand der halben Lichtwellenlänge dar, so wie in Abschn. 2.3 die periodische Anordnung von Atomen im Kristall. Gemäß Abb. 2.10a führt die Beugung der Rb-Atome an einer ersten stehenden Welle zu einem durchlaufenden Strahl C (0. Beugungsordnung) und einem in erste Ordnung abgebeugten Strahl B . Diese Atomstrahlen treffen auf eine zweite stehende Laser-Lichtwelle und werden durch Beugung in die Atomstrahlen D , E und F , G zerlegt, die paarweise miteinander interferieren und die beiden phasenmäßig gegeneinander verschobenen Interferenzmuster in einem ortsauflösenden Detektor dahinter erzeugen. Abbildung 2.10b zeigt die wirklich gemessenen Interferenzintensitäten für zwei verschiedene Laser-Lichtwellenlängen mit Knotenabstand (Gitterperiode) $d = 1,3$ und $3,1 \mu\text{m}$.

Das Besondere an diesem Experiment besteht nun darin, dass es sich um gebeugte Atome handelt, die außer durch ihre „Ortskoordinate“, d. h. die Wahrscheinlichkeit für ihr Vorhandensein an einem gewissen Ort, auch noch durch innere Freiheitsgrade, zum Beispiel die Anregung in gewisse Anregungszustände (Spineinstellung etc.) charakterisiert werden können. Die Details dieses Experiments werden wir erst viel später in diesem Buch (Abschn. 8.2.4), nachdem wir viel über Quantenmechanik gelernt haben, verstehen können. Dennoch sei hier vorweggenommen, dass man durch Einstrahlung von Mikrowellenstrahlung der Frequenz 3 GHz die Rb-Atome vor ihrem Eintritt in das erste Beugungsgitter (1. Laserwellenfeld) in einen inneren angeregten Zustand versetzen kann, sodass nach der Aufspaltung in die zwei Teilbündel B und C ein weiterer Mikrowellenimpuls die Unterscheidung möglich macht, ob das in den Interferenzfiguren (Strahlen D und E bzw. F und G) beteiligte Atom, aus dem Teilbündel B oder C herrührte.

In diesem Experiment sind die Teilchenstrahlen aus den beiden Spalten also durch die Teilbündel B und C realisiert und mittels Mikrowellenimpulsen vor und nach Durchlaufen des ersten Beugungsgitters (1. stehende Laserwelle) kann zwischen dem Weg über B oder C unterschieden werden. Man kann leicht abschätzen, dass mit den Mikrowellenimpulsen einer Frequenz von 3 GHz kein Impulsübertragung auf die schweren Rb-Atome übertragen werden kann, der zu einer Verschmierung des Interferenzbilds führen könnte. Dennoch führt das Einschalten der Mikrowellenstrahlung zur völligen Auslöschung des Interferenzbilds (Abb. 2.10c). Nur ein monotoner Intensitätsuntergrund, der dem Mittelwert der ankommenden Rb-Atomdichte in den Strahlen D und E bzw. F und G entspricht, wird detektiert. Dieses Messresultat wird gefunden, unabhängig davon, ob die Information über den

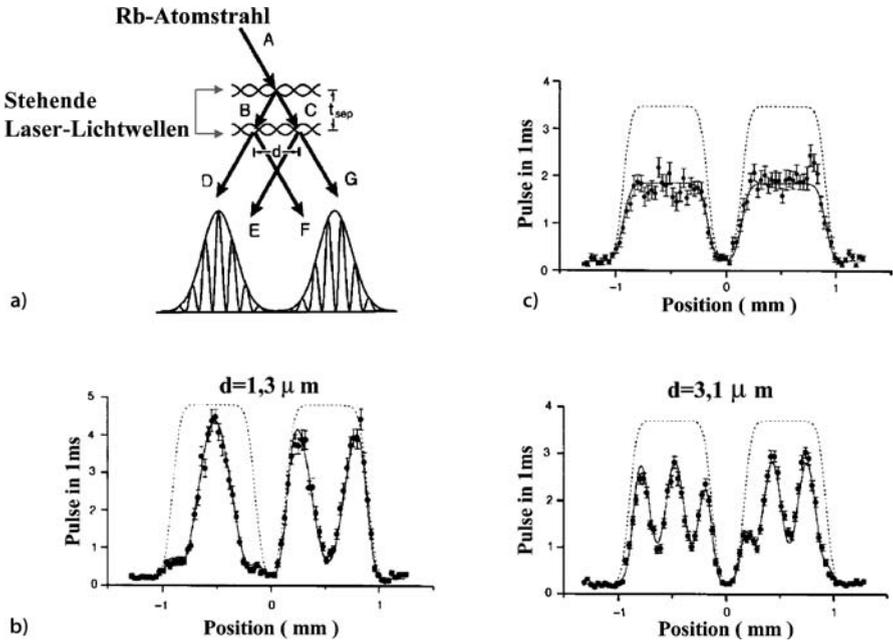


Abb. 2.10a–c. Zweistrahl-Interferenz zweier Rb-Atomstrahlen, bei denen ein innerer Freiheitsgrad der Atome (Spineinstellung) eine Information darüber ermöglicht, welchen Weg ein einzelnes Atom genommen hat [11, 12]. **a** Schema des Atom-Interferometers: Bragg-Reflexion an einer stehenden Laser-Lichtwelle teilt den einfallenden Strahl *A* in zwei Teilbündel *B* und *C*. Eine zweite stehende Lichtwelle spaltet diese Teilstrahlen in die Atomstrahlen *D* und *E* bzw. *F* und *G* auf, die paarweise miteinander interferieren. Einstrahlen von Mikrowellen kann die Rb-Atome vor Eintritt in das erste optische Gitter (Laser-Welle) anregen und ein zweiter Mikrowellenimpuls zwischen den beiden optischen Gittern (1. und 2. Laserwelle) dient dazu, die „Welcher Weg“-Information über die interferierenden Atomstrahlen auszulesen (siehe auch Abschn. 8.2.4 und Abb. 8.5). **b** Gemessene Atomstrahlinterferenzen aus den Bündeln *D* und *E* bzw. *F* und *G*, wenn die „Welcher Weg“-Information nicht abgefragt wurde (keine Mikrowellenimpulse); zwei verschiedene Gitterperioden (Knotenabstände der Laser-Wellen) $d = 1,3 \mu\text{m}$ und $d = 3,1 \mu\text{m}$ wurden eingestellt. Die durchgezogenen Kurve wurden theoretisch ermittelt. **c** Gemessene Strahlintensitäten in der Überlagerung von *D* und *E* bzw. *F* und *G* bei abfragen der „Welcher Weg“-Information

Weg, *B* oder *C* (welcher von den beiden Spalten?), ausgelesen wird, oder ob die Messung ohne Auslesung und Registrierung durch den Experimentator durchgeführt wurde.

Was können wir aus diesem Experiment lernen?

Einmal sehen wir, dass nicht der beobachtende Experimentator (Mensch) entscheidend ist, ob die Doppelspalt-Interferenz erscheint oder nicht. Allein die Funktion der Messordnung für die „Welcher Weg“-Information ist ent-

scheidend; ob sie an- oder ausgeschaltet ist, allein dies hat Einfluss auf das Erscheinen des Interferenzbilds.

Die „reale Welt“ schert sich nicht darum, ob ein Mensch sie beobachtet oder nicht. (Realismus statt Idealismus!) Weiterhin muss es eine Korrelation zwischen den zu beobachtenden Teilchen und der Messanordnung geben, die nicht auf Impuls- oder Energieübertrag vom Messsystem auf die Teilchen zurückzuführen ist. Dies ist ein Phänomen, das offenbar typisch für atomare und subatomare Teilchen ist und das jenseits unserer klassischen Vorstellung existiert. Wir werden dieses Phänomen, das man „Verschränkung“ (Entanglement) nennt, später im Rahmen der Quantenmechanik besser verstehen (Kap. 7).

Literaturverzeichnis

1. A. Einstein: *Ann. Phys.* **17**, 132 (1905)
2. A.H. Compton, A. Simon: *Phys. Rev.* **25**, 306 (1925)
3. C.J. Davisson, L.H. Germer: *Phys. Rev.* **30**, 705 (1927)
4. L. de Broglie: *Comptes Rendus Acad. Sci. Paris* **177**, 507, 548 (1923)
5. I. Estermann, O. Stern: *Z. Physik* **61**, 95 (1930)
6. G. Comsa, G. Mechttersheimer, B. Poelsema, S. Tomoda: *Surface Sci.* **89**, 123 (1979)
7. C.G. Shull, S. Siegel: *Phys. Rev.* **75**, 1008 (1949)
8. G. Möllenstedt, H. Dücker: *Z. Physik* **145**, 366 (1956), und C. Jönsson: *Z. Physik* **161**, 454 (1961)
9. A. Tonomura, J. Endo, T. Matsuda, T. Kaeasaki, E. Ezawa: *American Journ. of Physics* **57**, 157 (1989)
10. R.P. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands: „The Feynman Lectures on Physics – Quantum Mechanics“, Addison-Wesley Publishing Comp.; Reading, Massachusetts, 1965
11. S. Dürr, T. Nonn, G. Rempe: *Nature* **395**, 33 (1998)
12. S. Dürr, G. Rempe: *Adv. in Atomic, Molecular and Optical Physics* **42**, 29 (2000)