

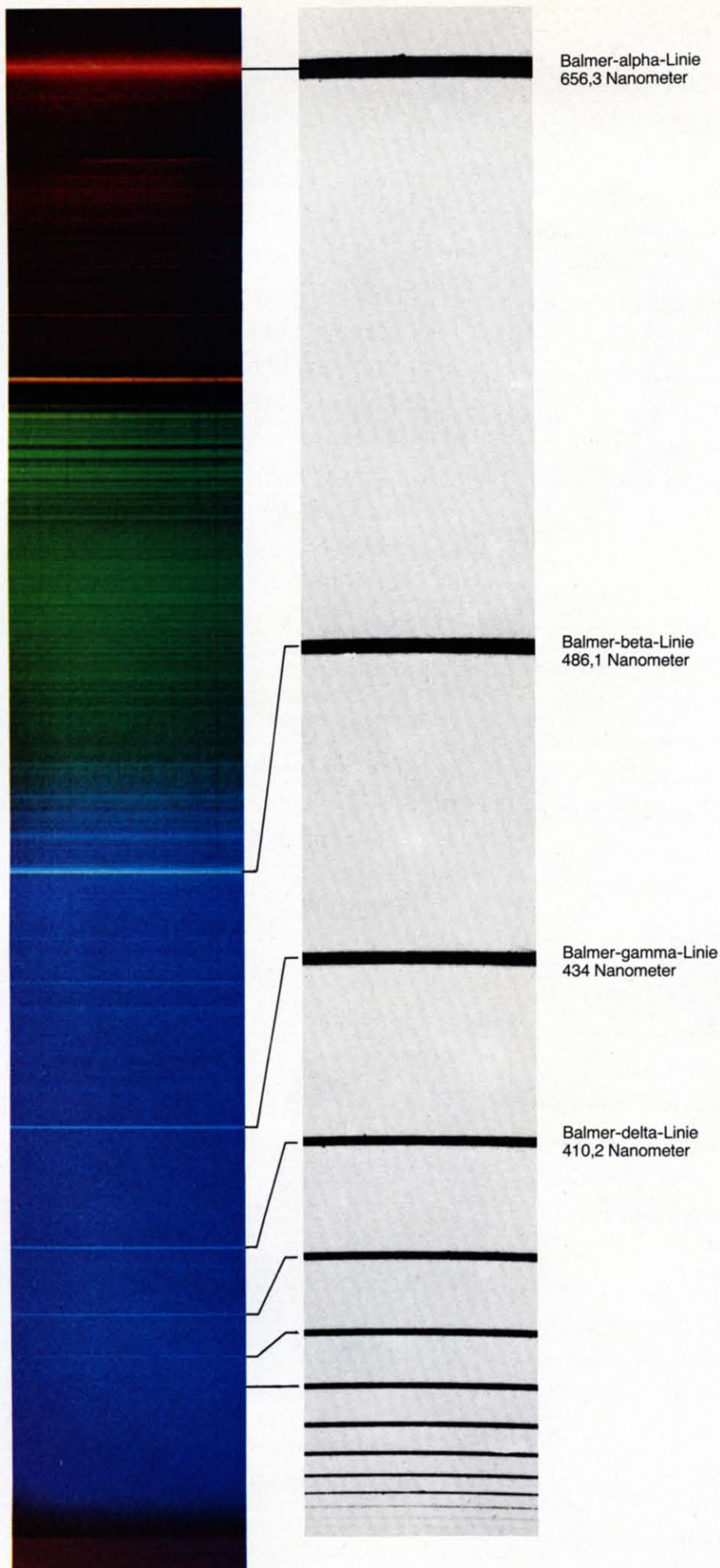


Bild 1: Das vom Wasserstoffatom ausgestrahlte Licht bildet ein Linienmuster. Das rechts im Bild gezeigte Schwarz-Weiß-Spektrum stammt aus dem Jahr 1927 und wurde von Gerhard Herzberg aufgenommen, der damals an der Technischen Hochschule Darmstadt arbeitete. Herzberg benutzte ein Glasprisma, um die Linien voneinander zu trennen. Da sich der Brechungsindex von Glas nicht linear mit der Wellenlänge ändert, liegen die Linien in Herzbergs Spektrum an anderen Stellen (aber natürlich bei denselben Wellenlängen) wie in dem links daneben farbig wiedergegebenen Spektrum, das die Autoren dieses Aufsatzes mit einem Beugungsgitter aufgenommen haben. In beiden Fällen stammt das Spektrum von Wasserstoffatomen, die in einer Gasentladungsröhre durch Zusammenstöße von Wasserstoffmolekülen mit Elektronen erzeugt wurden: die Elektronen wurden in einem elektrischen Feld beschleunigt, so daß ihre Bewegungsenergie ausreichte, um die Wasserstoffmoleküle in Wasserstoffatome zu spalten. Im farbig wiedergegebenen Spektrum gehen die gelben und grünen Linien sowie der kontinuierliche blaue Hintergrund am unteren Ende auf Verunreinigungen zurück. Herzberg vermied das Auftreten dieser Linien, indem er seine Gasentladungsröhre mit flüssigem Stickstoff kühlte. Beide Spektren zeigen die Linien der Balmer-Serie (siehe Bild 2). Die Zahlen geben die Wellenlängen der Linien in Nanometer an (ein Nanometer = ein Millionstel Millimeter).

Das Spektrum des atomaren Wasserstoffs

Von Theodor W. Hänsch,
Arthur L. Schawlow
und George W. Series

Das Spektrum des Wasserstoffatoms hat für die moderne Physik dieselbe Bedeutung wie sie der Stein von Rosette für die Archäologie hatte: nachdem das Muster seiner Linien entschlüsselt worden war, konnte man auch viele andere Dinge verstehen. So hat der Versuch, das vom Wasserstoffatom ausgestrahlte Linienspektrum (Bild 1) zu erklären, einen wesentlichen Beitrag zur Formulierung der Gesetze der Quantenmechanik geleistet. Diese Gesetze sind nicht nur auf das Wasserstoffatom anwendbar, sondern auch auf andere Atome, auf Moleküle und auf die Materie überhaupt. Sie bilden das Fundament der modernen Chemie, der Festkörperphysik und vieler angewandter Wissenschaften wie der Elektronik.

Die zentrale Rolle des Wasserstoffspektrums in der Geschichte der Physik des zwanzigsten Jahrhunderts könnte zu der Vorstellung verleiten, dieses Spektrum sei seit langem in allen Einzelheiten bekannt. In Wirklichkeit wurden einige seiner feineren Strukturen erst in den letzten Jahren deutlich. Heute beobachtet man sie mit einem neuen Hilfsmittel der Spektroskopie: dem Laser. Da die feinsten Strukturen im Spektrum sehr dicht beieinanderliegen, kann man sie nur mit Hilfe von Licht unterscheiden, das weitgehend monochromatisch (einfarbig), also auf einen schmalen Wellenlängenbereich beschränkt ist. Der Laser liefert derartiges Licht.

Das Linienspektrum

Zerlegt man das von einem Glühfaden ausgesandte Licht mit einem Prisma oder einem Beugungsgitter nach seinen Wellenlängen, so erhält man ein kontinuierliches Farbband. Dagegen besteht das Spektrum eines reinen, verdünnten Gases aus einzelnen getrennten (diskreten) Linien (Bild 1). Strahlt das Gas Licht ab, so er-

scheint eine Folge von leuchtenden Linien vor einem dunklen Hintergrund (Emissionsspektrum). Läßt man dagegen Licht durch das Gas hindurchgehen, so wird es bei bestimmten Wellenlängen absorbiert, und es erscheinen dunkle Linien vor einem hellen Hintergrund (Absorptionsspektrum).

Die Atome des Elementes Wasserstoff sind besonders einfach gebaut: sie bestehen aus einem Elektron und einem einzelnen Proton als Kern. Man kann also erwarten, daß sie auch das einfachste Spektrum liefern. Gleichwohl ist es schwierig, das Spektrum vollständig zu analysieren.

Die stärkste Linie im Spektrum des Wasserstoffatoms wurde 1853 von Anders Jonas Ångström entdeckt. Nach ihm wurde die früher übliche Einheit zur Messung von Wellenlängen benannt: eine Ångström-Einheit entspricht einem Zehnmillionstel Millimeter oder einem Zehntel Nanometer (10^{-8} Zentimeter). In den nächsten zwei Jahrzehnten konnten drei weitere Linien beobachtet werden. Die erste größere Gruppe von Linien entdeckte man jedoch nicht im Laboratorium, sondern in den Spektren der Sterne. Sir William Huggins fand 1881 in photographisch aufgenommenen Sternspektren zehn Linien, die von atomarem Wasserstoff ausgestrahlt werden.

Es mag überraschen, daß man diese Linien zuerst durch astronomische Beobachtungen entdeckte und nicht bei Experimenten auf der Erde. Der Grund liegt in der Schwierigkeit, reinen atomaren Wasserstoff herzustellen. Wasserstoffgas besteht gewöhnlich aus zweiatomigen Molekülen, deren Spektrum viel komplizierter ist als das des Wasserstoffatoms. Um die Moleküle in Atome zu zerlegen, braucht man verhältnismäßig viel Energie. Man erzeugt sie, indem man Elektronen in einer mit Wasserstoff gefüllten

Seit nahezu einem Jahrhundert hat die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen dem Licht und dem einfachsten aller Atome immer wieder Entscheidendes zu unserem Verständnis von der Struktur der Materie beigetragen. Trotzdem ist das Spektrum des Wasserstoffatoms noch immer nicht in allen Einzelheiten bekannt.

„Gasentladungsröhre“ durch Anlegen einer elektrischen Spannung so stark beschleunigt, daß sie die Wasserstoffmoleküle in Atome aufspalten, wenn sie mit ihnen zusammenstoßen.

Die Wellenlängen der von Huggins in Sternspektren entdeckten Linien verteilen sich über den ganzen Bereich des sichtbaren Spektrums. Die beiden ersten Linien liegen recht weit auseinander, die nächsten folgen in allmählich abnehmenden Intervallen, und bei den kürzesten Wellenlängen sind die Linien dicht zusammengedrängt. Von diesen astronomischen Beobachtungen ausgehend bemerkte Johann Jakob Balmer 1885, daß man die Lage aller damals bekannten Linien durch eine einfache Formel ausdrücken kann. Die Linienfolge, für die diese Formel gilt, ist heute als Balmer-Serie bekannt (Bild 1). Eine andere Gruppe von Linien, die Lyman-Serie, liegt im fernen Ultraviolett, und es gibt weitere Liniengruppen bei größeren Wellenlängen. Die Linien einer Serie bezeichnet man mit griechischen Buchstaben und beginnt jeweils bei der Linie mit der größten Wellenlänge. Die helle rote Linie, die Ångström zuerst gesehen hatte, ist also die Balmer-alpha-Linie (Bild 1), die nächste die Balmer-beta-Linie und so weiter. Die Balmer-alpha-Linie wird oft auch einfach als Wasserstoff-alpha-Linie oder $H\alpha$ -Linie bezeichnet.

Johannes Rydberg fand 1889, daß sich nicht nur die Lage der Linien im Spektrum des Wasserstoffatoms durch eine Formel beschreiben läßt, sondern daß es eine allgemeine Formel gibt, die für die Linienspektren vieler Elemente, besonders auch der Alkalimetalle, gilt. In ihrer heutigen Form lautet diese Gleichung:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[\frac{1}{(m+b)^2} - \frac{1}{(n+c)^2} \right]$$

Hier bezeichnet der griechische Buchstabe λ (lambda) die Wellenlänge einer Linie, m und n sind Zahlen, die aufeinanderfolgende ganzzahlige Werte annehmen (1, 2, 3, ...), und R , b und c sind Kon-

stanten. Die Werte von b und c hängen davon ab, welche Linienserie betrachtet wird; dagegen hat R für alle Spektrallinien aller Elemente denselben Wert ($1,097 \times 10^7 \text{ Meter}^{-1}$) und heißt heute

Rydberg-Konstante. Nachdem Rydberg seine Formel anhand zahlreicher Spektren überprüft hatte, las er Balmers Mitteilung über die Spektrallinien des Wasserstoffatoms und schrieb: „Zu meiner Freude stellte ich fest, daß seine Gleichung ein Spezialfall der meinigen ist, mit demselben Wert für R .“ Für das Wasserstoffatom vereinfacht sich die obenstehende Gleichung zu:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right]$$

Setzt man hier für n_1 und n_2 die passenden Zahlen ein, wobei n_2 immer größer oder gleich $n_1 + 1$ ist, so erhält man die Wellenlängen für alle Linien im Spektrum des Wasserstoffatoms.

Die Struktur des Wasserstoffatoms

Im neunzehnten Jahrhundert glaubten viele Forscher, man könnte das von den Atomen emittierte Licht ebenso erklären wie die Schwingungszustände eines festen Körpers. Danach sollte die erste Linie einer Linienserie der Grundschwingung entsprechen, und alle anderen Linien sollten „Obertöne“ sein. Allerdings ließ sich kein optisches Spektrum mit diesen Vor-

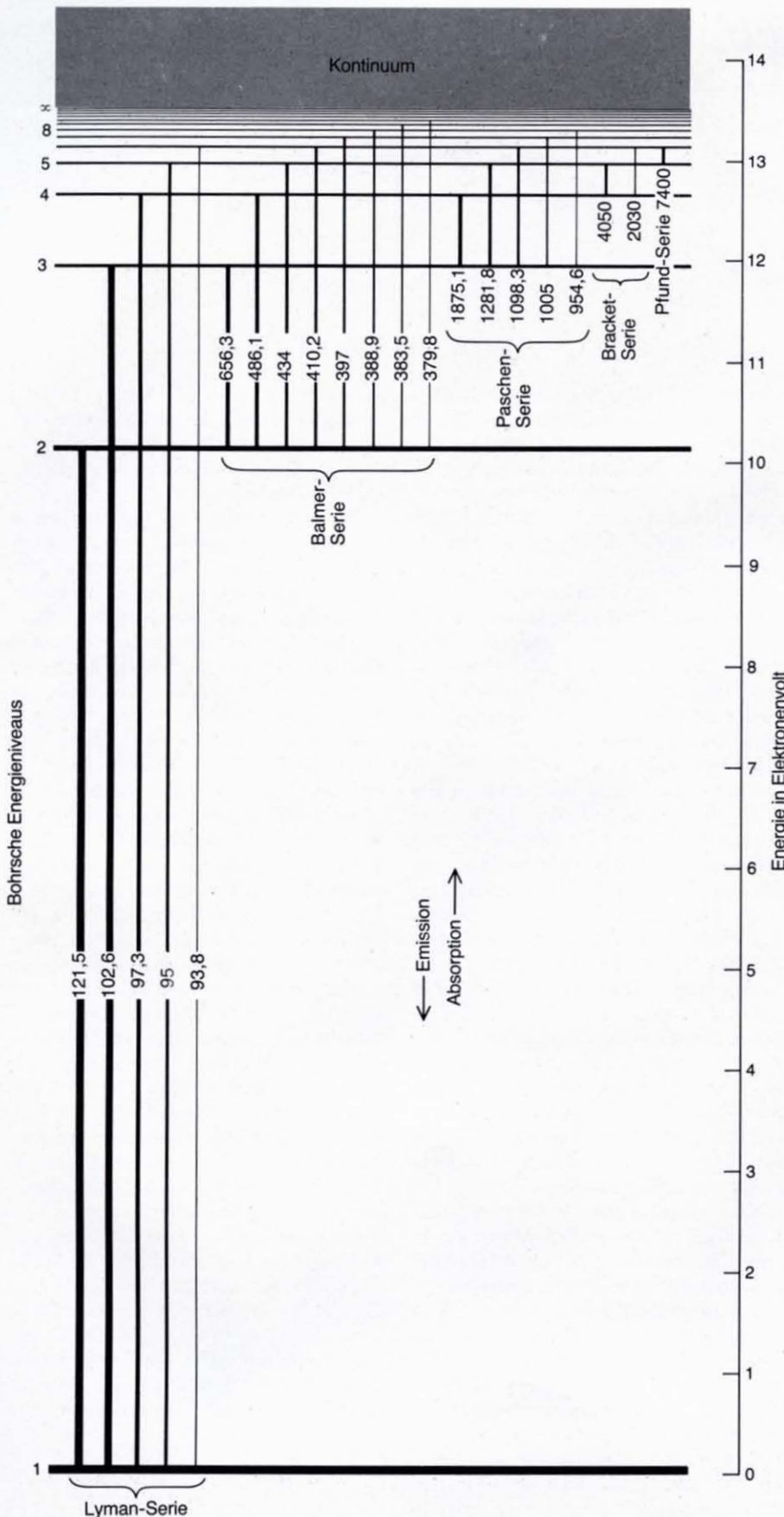


Bild 2: Ein Wasserstoffatom besteht aus dem positiv geladenen Atomkern und einem negativ geladenen Elektron, das den Kern umkreist. Dieses Elektron kann sich in verschiedenen Zuständen (auf verschiedenen Niveaus) befinden, die sich in ihrem Energieinhalt unterscheiden und die man durch ganze Zahlen 1, 2, 3 ... (die Hauptquantenzahlen) kennzeichnet. Dieses Modell des Wasserstoffatoms stammt von dem dänischen Physiker Niels Bohr. Die verschiedenen Energieniveaus sind im hier gezeigten Diagramm durch waagrechte Striche dargestellt. Führt man dem Wasserstoffatom Energie zu, beispielsweise indem man es mit Licht der passenden Wellenlänge bestrahlt, so wird das Elektron auf ein höher gelegenes Niveau gehoben, was hier durch die senkrechten Striche angedeutet ist. Für jeden Übergang zwischen zwei Niveaus (oder Zuständen) ist ein ganz bestimmter Energiebetrag erforderlich, der einer ganz bestimmten Wellenlänge entspricht. Diese Wellenlänge (in Nanometer) ist im Diagramm für jeden Übergang angegeben. In Zuständen, die energetisch höher liegen als der mit der Hauptquantenzahl 1 gekennzeichnete Grundzustand, hält sich das Elektron immer nur vorübergehend auf. Nach einiger Zeit, die man die Lebensdauer des Zustandes nennt, fällt es auf ein tieferes Niveau zurück. Dabei wird Energie frei, und diese strahlt das Atom als Licht ab. Auf diese Weise entstehen die in Bild 1 gezeigten Linienspektren. Übergänge mit einem gemeinsamen tiefsten Niveau und die zu ihnen gehörenden Spektrallinien faßt man als Serien zusammen. In jeder Serie bezeichnet man die Linien in der Reihenfolge abnehmender Wellenlänge mit den Buchstaben des griechischen Alphabetes. Die Stärke der senkrechten Striche in diesem Diagramm deutet die relativen Intensitäten der Spektrallinien an.

stellungen rekonstruieren, und so begann man, das Atom selbst genauer zu untersuchen.

Der englische Physiker Ernest Rutherford zeigte, daß ein Atom aus einem sehr kleinen, dichten, positiv geladenen Kern und aus einer passenden Zahl negativ geladener Elektronen besteht, so daß sich insgesamt ein stabiles, elektrisch neutrales System ergibt. Der dänische Physiker Niels Bohr erklärte die Atomspektren aufgrund dieses Modells mit der Annahme, daß sich die Elektronen in stationären Zuständen (Energieniveaus) befinden und daß ein Atom Licht emittiert oder absorbiert, wenn ein Elektron aus einem Zustand in einen anderen übergeht (Bild 2). Dabei erhält man die Frequenz des Lichtes, indem man den Energie-Unterschied zwischen den Zuständen durch die Plancksche Konstante, die man mit h bezeichnet, dividiert.

Die Formeln von Balmer und Rydberg fanden in diesem Modell ihre physikalische Erklärung: Der Ausdruck $(1/n_1^2 - 1/n_2^2)$ ist proportional zur Energiedifferenz zwischen zwei Zuständen des Atoms, die durch die ganzen Zahlen n_1 und n_2 bezeichnet werden. Bohr lieferte aber mehr als nur eine anschauliche Erklärung der empirischen Formeln: Er berechnete die Rydberg-Konstante R aus drei fundamentalen Größen: aus der elektrischen Ladung des Elektrons (e), der Lichtgeschwindigkeit (c), der Masse

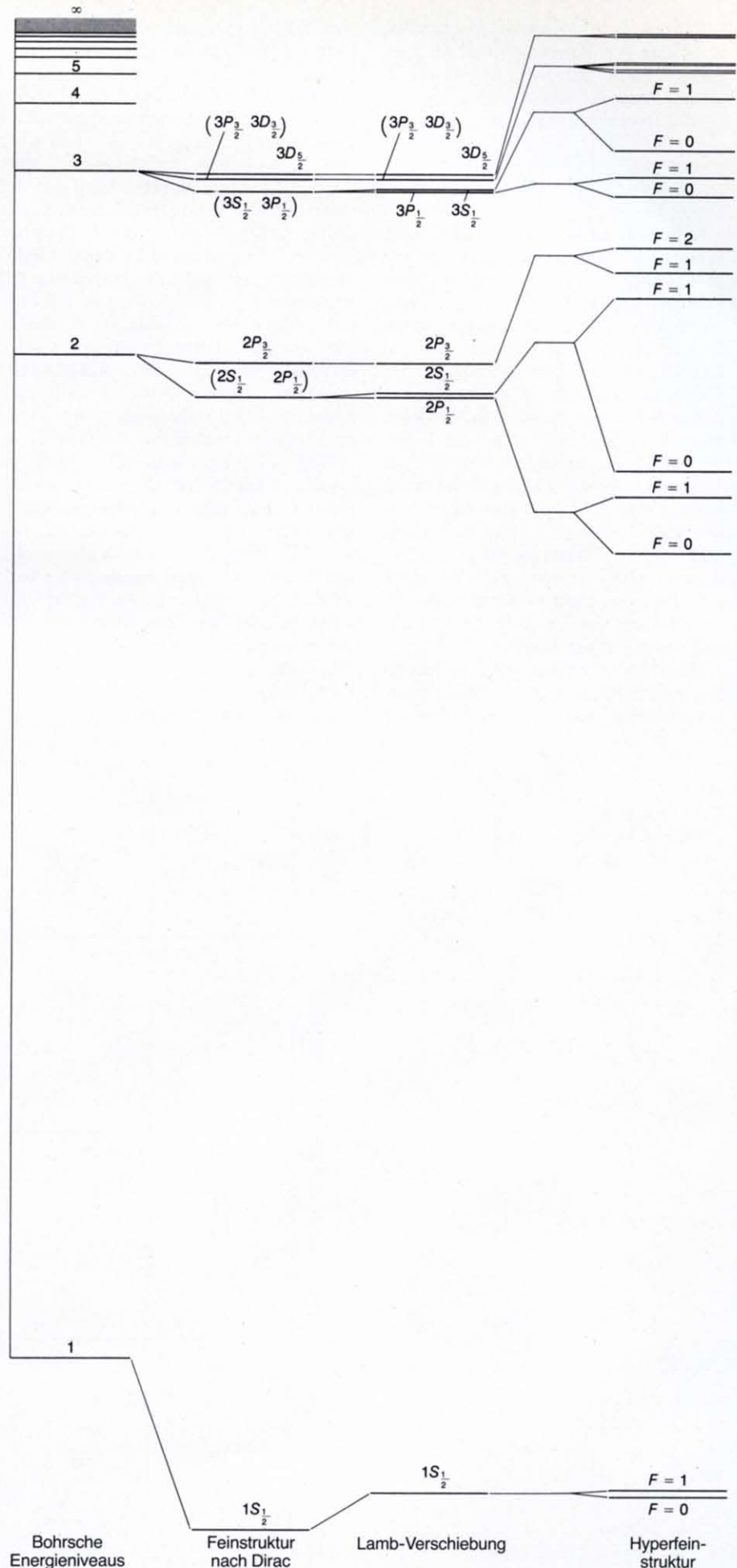


Bild 3: Die in Bild 2 gezeigten Bohrschen Energieniveaus geben nur die Grobstruktur des Wasserstoffatoms wieder. In Wirklichkeit kreist das Elektron nicht nur um den Atomkern (es hat nicht nur einen Bahndrehimpuls), sondern dreht sich auch um seine eigene Achse (es hat einen Spin oder Eigendrehimpuls). Verschiedene Kombinationen dieser Drehimpulse haben gewöhnlich verschiedene Energien. Dadurch spalten sich die Bohrschen Energieniveaus in Komponenten auf, deren Gesamtheit man als Feinstruktur bezeichnet. Weitere als Lamb-Verschiebungen bezeichnete Aufspaltungen ergeben sich durch die Wechselwirkung des Elektrons mit Fluktuationen des elektromagnetischen Feldes im Atom. Schließlich führt die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten des Elektrons und des Atomkerns zur abermaligen Aufspaltung der Feinstruktur-niveaus in Komponenten, die man zusammenfassend als Hyperfeinstruktur bezeichnet. Beim Übergang von den Bohrschen Energieniveaus zur Feinstruktur und von dieser zur Hyperfeinstruktur wurde in diesem Diagramm der Maßstab vergrößert, um die von links nach rechts immer kleiner werdenden Energieunterschiede noch darstellen zu können. In der Kennzeichnung der Feinstruktur-niveaus ist die an erster Stelle stehende Zahl gleich der Hauptquantenzahl des Bohrschen Energieniveaus. Der an zweiter Stelle stehende Buchstabe gibt die Größe des Bahndrehimpulses an ($S = 0$, $P = h/2\pi$, $D = 2h/2\pi$), und der an dritter Stelle stehende Index beschreibt die Summe aus Bahndrehimpuls und Eigendrehimpuls (Elektronenspin).

des Elektrons (m) und der Planckschen Konstante (h). Betrachtet man der Einfachheit halber den Kern des Atoms als unendlich schwer, so lautet die Gleichung für die Rydberg-Konstante:

$$R = \frac{2 \pi^2 m e^4}{h^3 c}$$

Bohr hatte die Vorstellung, daß sich die Elektronen in einem Atom auf Kreisbahnen bewegen. Um die Energien dieser Zustände berechnen zu können, nahm er an, daß die Frequenz des emittierten Lichtes bei Bahnen mit sehr großem Durchmesser der Umlauffrequenz des Elektrons entspricht. Dieses „Korrespondenz-Prinzip“ ergab, daß für einen mit n bezeichneten Zustand der Bahndrehimpuls des umlaufenden Elektrons gleich $nh/2\pi$ ist. Somit kann sich der Drehimpuls, ebenso wie die Energie, nur in diskreten Sprüngen ändern. Diese „Quantelung“ ist von grundlegender Bedeutung. Ohne sie könnte das Atom bei jeder Frequenz Licht aufnehmen oder abstrahlen, und die Zustände der Elektronen wären nicht stationär.

Das Bohrsche Atommodell bildete einen großen Fortschritt gegenüber früheren Theorien, und erwies sich dennoch

bald als unzureichend, denn es konnte nicht alle Eigenschaften der Atomspektren erklären. Das galt sogar für das besonders einfache Wasserstoffspektrum. Im Jahr 1892 hatte der amerikanische Physiker A.A. Michelson mit dem von ihm entwickelten Interferometer die Formen einzelner Spektrallinien untersucht, das heißt die Änderung ihrer Intensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Er hatte dabei entdeckt, daß die Balmer-alpha-Linie nicht eine einzelne Linie ist, sondern aus zwei Komponenten besteht (Bild 8, Mitte), die sich in der Wellenlänge um 1,4 Nanometer unterscheiden. Bohr versuchte, diese Aufspaltung zu erklären, indem er elliptische und nicht kreisförmige Elektronenbahnen im Wasserstoffatom annahm.

Eine wirklich befriedigende Erklärung ergab sich jedoch erst, als man erkannte, daß das Elektron einen Drehimpuls nicht nur aufgrund seiner Bahnbewegung um den Atomkern, sondern auch infolge einer Rotation um seine eigene Achse besitzt. Diese Vorstellung eines Eigendrehimpulses oder Spins der Elektronen ermöglichte es, nicht mehr nur die Wellenlängen der Spektrallinien zu berechnen, sondern auch die Intensitäten einigermaßen genau vorherzusagen.

Im Jahr 1928 erhielt das Konzept des Spins der Elektronen – ebenso der Protonen und Neutronen – ein sicheres Fundament, als es P.A.M. Dirac gelang, eine Theorie der Quantenmechanik zu formulieren, die mit der speziellen Relativitätstheorie vereinbar ist. In Diracs Theorie erscheint der Elektronenspin als natürliche Folgerung aus den grundlegenden Gleichungen und nicht als ein zusätzliches Postulat.

Die Feinstruktur

Auch in Diracs Theorie wird jedes Haupt-Energieniveau, auf dem sich ein Elektron befinden kann, durch eine ganze Zahl n bezeichnet, die den Namen Hauptquantenzahl trägt. Für das niedrigste Energieniveau (den Grundzustand des Atoms) ist n gleich eins, für den ersten angeregten Zustand ist n gleich zwei, und so fort. Diese ganzen Zahlen sind dieselben wie n_1 und n_2 in Rydbergs Formel für die Spektrallinien.

Sehen wir für den Augenblick von der Aufspaltung der Spektrallinien in mehrere Komponenten ab, dann entstehen die Hauptlinien des Spektrums durch Übergänge zwischen Zuständen mit verschiedener Hauptquantenzahl (Bild 2). Beispielsweise entspricht die Balmer-alpha-Linie dem Übergang zwischen den Zuständen mit $n = 2$ und $n = 3$: Geht ein Wasserstoffatom vom Zustand $n = 3$ in den Zustand $n = 2$ über, so sendet es Licht mit der Wellenlänge der Balmer-alpha-Linie aus. Macht es den umgekehrten Übergang, so absorbiert es Licht dieser Wellenlänge. Alle Linien einer Serie haben denselben unteren Zustand. Die Übergänge der Balmer-Serie verknüpfen also die Zustände mit den Hauptquantenzahlen 2 und 3, 2 und 4, 2 und 5 und so fort. Alle Übergänge der Lyman-Serie enden (oder beginnen) im Zustand $n = 1$.

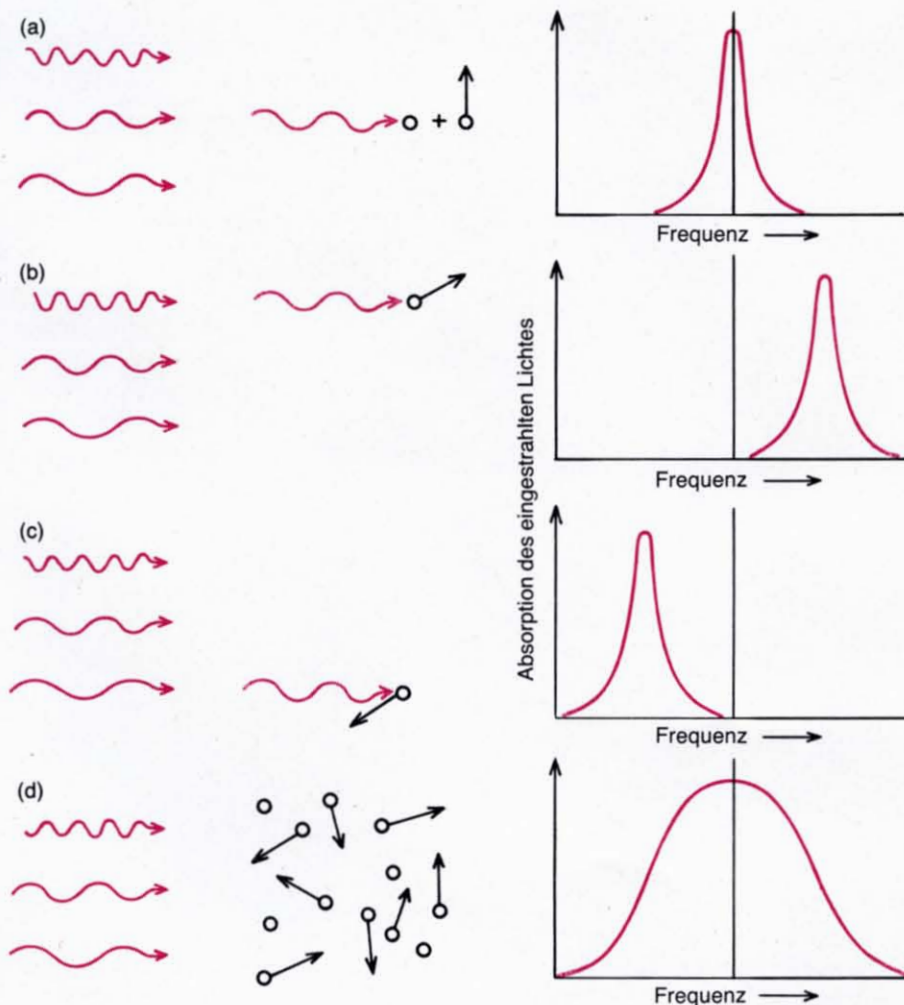


Bild 4: Der Doppler-Effekt führt zu einer Verbreiterung der Spektrallinien. Strahlt man in ein Gas Licht mehrerer benachbarter Wellenlängen ein (farbige Pfeile am linken Rand), von denen eine mittlere Wellenlänge einem Übergang der Gasatome aus einem energetisch niedrigen in ein energetisch höheres Niveau entspricht, so wird diese mittlere Wellenlänge nur von den Atomen absorbiert, die sich senkrecht zur Richtung des Lichtstrahls bewegen (a). Atome, die sich von der Lichtquelle entfernen (b), „sehen“ das eingestrahlte Licht langwelliger, das heißt, sie absorbieren die kurzwelligeren Anteile des eingestrahlichten Lichtes. Entsprechend erscheint Atomen, die sich zur Lichtquelle hinbewegen (c), das eingestrahlte Licht kurzwelliger, so daß sie nur dessen langwellige Anteile absorbieren können. Da sich die Atome eines Gases im Durchschnitt gleichmäßig auf alle Bewegungsrichtungen verteilen (d), hat die Absorptionslinie nicht die schmale, rechts in Zeile (a) gezeigte Form, sondern ist verbreitert (rechts in Zeile d).

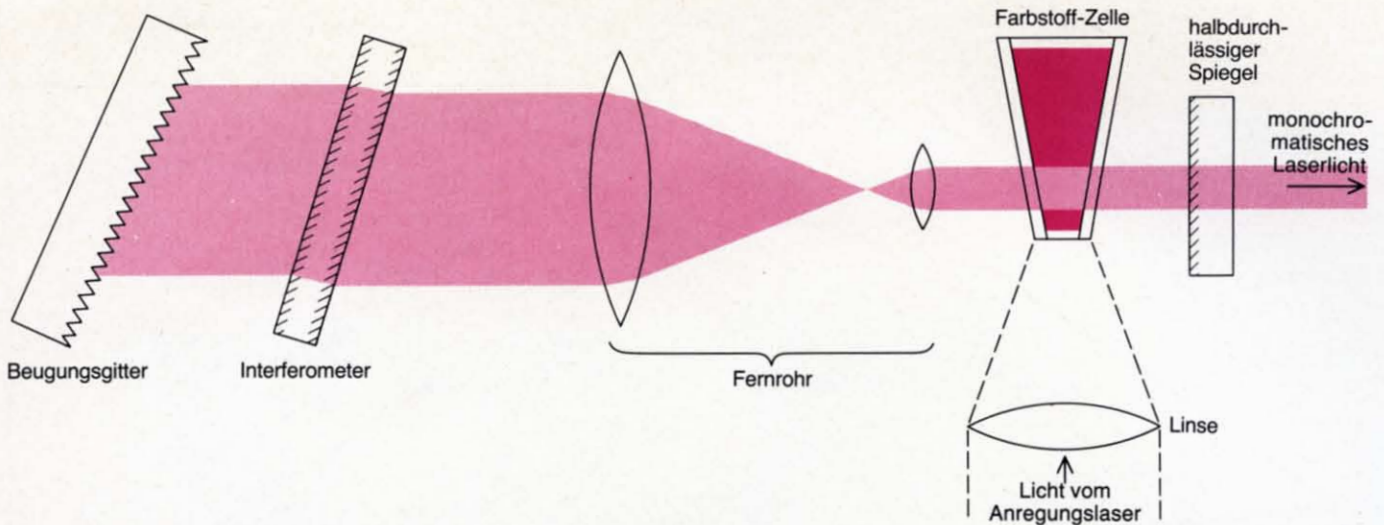


Bild 5: Farbstofflaser können Licht in einem breiten Wellenlängenbereich emittieren. Das Lasermedium ist ein fluoereszierender Farbstoff, der durch einen zweiten Laser angeregt wird. Aus dem vom Farbstoff emittierten Licht wird mit Hilfe eines Beugungsgitters und eines Interferometers ein schmaler Wellenlängenbereich

herausgefiltert. Das Beugungsgitter streut das Licht so, daß nur der ausgewählte Wellenlängenbereich in die Farbstoffzelle zurückkehrt. Das Interferometer verringert die Bandbreite weiter, indem es nur die eng benachbarten Wellenlängen passieren läßt, die sich im Verlauf zahlreicher innerer Reflexionen

so überlagern, daß sie sich verstärken. Ein Teleskop im Hohlraum des Lasers fächert den Strahl auf, so daß viele Rillen des Gitters beleuchtet werden. Die Wellenlänge des Lichtes, das der Laser abstrahlt, ändert sich mit dem Neigungswinkel von Beugungsgitter und Interferometer, der Laser ist „durchstimmbar“.

Diese Linien des Wasserstoffspektrums spiegeln die beherrschende Wechselwirkung im Wasserstoffatom: die elektrostatische Anziehung zwischen Kern und Elektron. Ihre Aufspaltung wird durch untergeordnete Wechselwirkungen verursacht: Das um seine eigene Achse rotierende Elektron verhält sich wie ein winziger Magnet. Es umkreist den Atomkern wie die Erde die Sonne. Aber so wie von der Erde aus betrachtet die Sonne eine scheinbare Bewegung um die Erde vollführt, umkreist auch der Atomkern scheinbar das Elektron. Da der Atomkern elektrisch geladen ist, erzeugt diese Bewegung ein Magnetfeld, mit dem das Elektron in Wechselwirkung tritt. Die Aufspaltung der Spektrallinien, die sich daraus und aus einem weiteren Effekt ergibt, bezeichnet man als die Feinstruktur des Spektrums (Bild 3).

Auch der Atomkern hat einen Spin, das heißt, er rotiert um seine eigene Achse und verhält sich daher wie ein kleiner Magnet. Er tritt in Wechselwirkung mit den Magnetfeldern, die das Elektron erzeugt, indem es ihn umkreist und indem es sich um seine eigene Achse dreht. Diese mit dem Kernspin verbundenen Wechselwirkungen sind besonders schwach. Sie führen zu Aufspaltungen der Spektrallinien, die man als die Hyperfeinstruktur des Spektrums bezeichnet (Bild 3).

Die Energieniveaus der Fein- und Hyperfeinstrukturen klassifiziert man, indem man die verschiedenen Drehimpulse angibt. Dabei nennt man zunächst die Hauptquantenzahl, die dem Bohrschen Energieniveau entspricht, also (wie oben dargelegt) eine ganze Zahl aus der Folge 1, 2, 3, ... Dieser Zahl fügt man einen der

Buchstaben *S*, *P*, *D*, oder *F* hinzu, der den Bahndrehimpuls kennzeichnet und für die Zahlen 0, 1, 2 oder 3 steht. Ein drittes Symbol, das dem Buchstaben als Index folgt, beschreibt die Summe aus Bahndrehimpuls und Elektronenspin. Im Fall des Wasserstoffatoms hat dieses Symbol immer einen halbzahlgigen Wert, also $1/2$, $3/2$, $5/2$, ... Analysiert man das Spektrum genügend genau, um auch die Hyperfeinstruktur aufzulösen, so benötigt man eine zusätzliche Kennzeichnung, die gleichfalls mit dem Symbol *F* bezeichnet wird (Bild 3). Es bezieht sich auf die Summe aus Bahndrehimpuls, Elektronenspin und Kernspin, ist also nicht mit dem Symbol *F* zu verwechseln, das in der Kennzeichnung der Feinstruktur bedeutet, daß der Bahndrehimpuls die Größe $3h/2\pi$ besitzt. Im allgemeinen haben stationäre Zustände, die sich in einem der genannten Symbole unterscheiden, unterschiedliche Energien, doch ist das nicht immer der Fall.

Beim Wasserstoffatom hat der Zustand mit der Hauptquantenzahl $n = 2$ in der Feinstruktur drei Unterniveaus und der Zustand mit $n = 3$ fünf Unterniveaus (Bild 3). Träten alle zwischen diesen Niveaus möglichen Übergänge auf, so hätte die Balmer-alpha-Linie 15 Komponenten. Mehrere Übergänge sind aber durch Erhaltungsgesetze verboten, und die Dirac-Theorie sagt daher voraus, daß die Linie nur 7 Komponenten haben sollte. Als Dirac seine Theorie aufstellte, konnten im Experiment nur zwei Komponenten sicher beobachtet werden. Eine dritte machte sich als Verbreiterung einer der beiden Komponenten bemerkbar.

Die Unterscheidbarkeit der Kompo-

nenten einer Linie wird durch die Doppler-Verbreiterung (Bild 4) begrenzt, die ihre Ursache in der thermischen Bewegung der Atome hat: Von einem Atom ausgestrahltes Licht erscheint bei einer größeren Frequenz, wenn sich das Atom dem Beobachter nähert, und bei einer kleineren Frequenz, wenn sich das Atom vom Beobachter entfernt. In einer gewöhnlichen Lichtquelle bewegen sich die Atome in alle Richtungen, wodurch sich die Wellenlänge des ausgesandten Lichts im Verhältnis v/c verbreitert. Dabei ist v die mittlere Geschwindigkeit des Atoms und c die Lichtgeschwindigkeit. Die Doppler-Verbreiterung ist beim Wasserstoffatom besonders stark, weil es leichter als alle anderen Atome ist und sich daher schneller bewegt. Die Geschwindigkeit der Atome und damit auch die Linienbreite wächst mit der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur. Die Linienbreite läßt sich daher um den Faktor drei bis vier verringern, indem man den Wasserstoff in einer Gasentladungsröhre von Zimmertemperatur (300 Kelvin) auf die Temperatur des flüssigen Wasserstoffs (20 Kelvin) kühlt.

Die Lamb-Verschiebung

Viele Forscher versuchten in den dreißiger Jahren, die Feinstruktur des Wasserstoffspektrums vollständig zu beobachten, um die Vorhersagen der Theorie von Dirac zu prüfen. Damals konnte man auch schon das Spektrum des Deuteriums untersuchen. Deuterium ist ein Isotop des Wasserstoffs, das heißt, es verhält sich chemisch wie Wasserstoff, aber sein Atomkern besteht aus einem Proton und

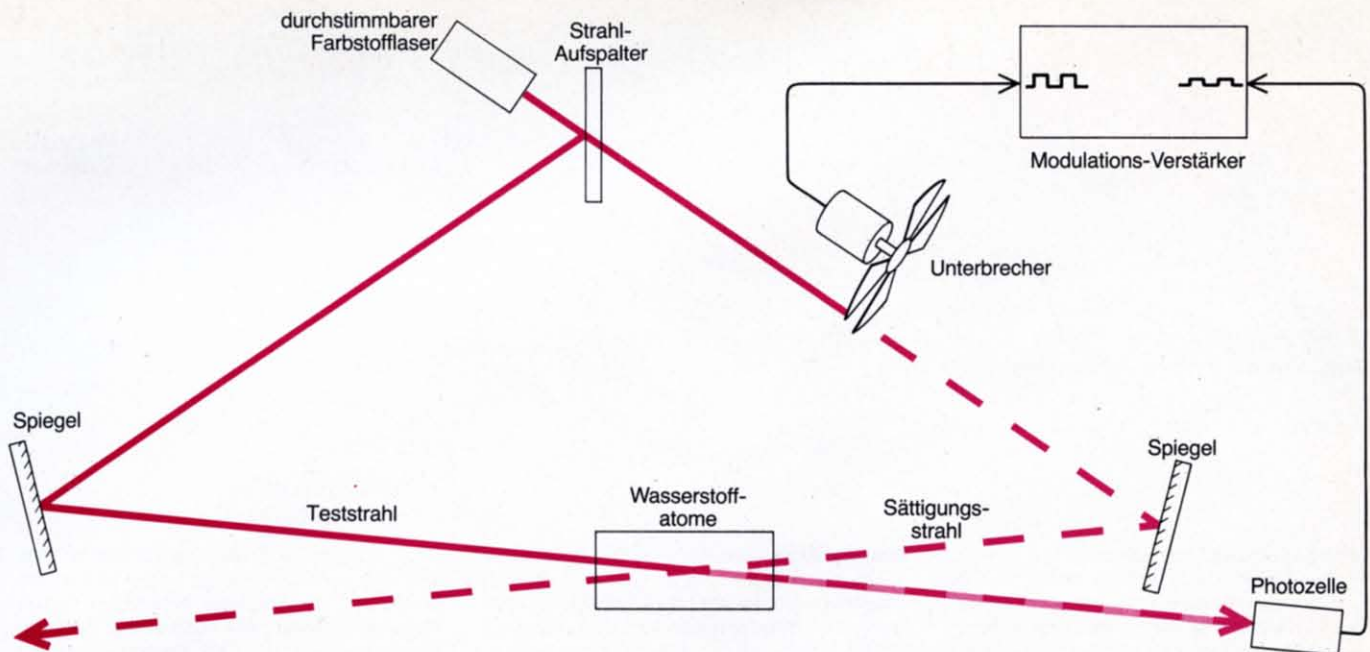


Bild 6: Bei der Sättigungsspektroskopie unterdrückt man die Doppler-Verbreiterung der Spektrallinien (siehe Bild 4), indem man nur die Absorption derjenigen Atome mißt, die

keine Geschwindigkeitskomponente in Richtung der optischen Achse besitzen. Das Licht eines Farbstofflasers wird in einen intensiven Sättigungsstrahl und einen schwächeren Test-

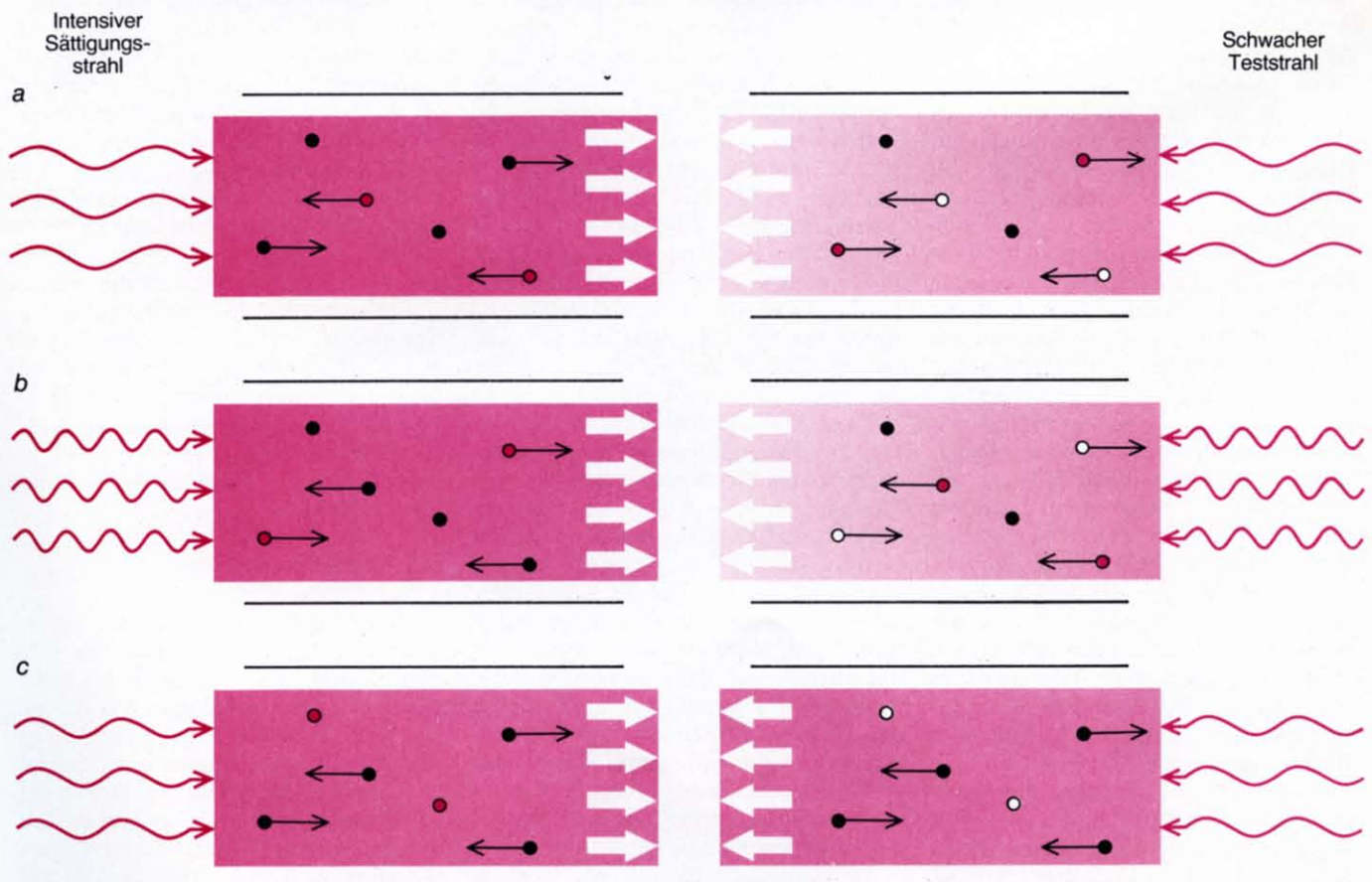
strahl aufgespalten, die ein Gefäß mit Wasserstoffatomen in entgegengesetzten Richtungen durchlaufen. Wie die Methode funktioniert, zeigt Bild 7.

einem Neutron und hat daher die doppelte Masse. Da die Breite einer Spektrallinie umgekehrt proportional zur Quadratwurzel aus der Masse des Atoms ist, haben die Linien im Deuteriumspektrum eine ungefähr um den Faktor 1,4 geringere Breite. Dennoch ließen sich keine

neuen Komponenten der Balmer-alpha-Linie entdecken, und die dritte Komponente war noch immer nicht vollständig von ihren stärkeren Nachbarn getrennt.

Man fand jedoch kleine Unterschiede zwischen den gemessenen und den von

der Theorie vorhergesagten Spektren. Von besonderem Interesse waren dabei die Feinstrukturniveaus $2S_{1/2}$ und $2P_{1/2}$. Sie unterscheiden sich im Bahndrehimpuls (Symbole S und P) und somit in der räumlichen Verteilung der Ladung des Elektrons, aber sie haben



denselben Gesamtdrehimpuls (Index $1/2$) und sollten nach der Theorie von Dirac dieselbe Energie besitzen (Bild 3), das heißt, sie sollten keine Aufspaltung im Spektrum verursachen. Diese Folgerung schien indessen nicht zuzutreffen. Willis E. Lamb, jr. und Robert C. Retherford wiesen dann 1947 nach, daß das $2S_{1/2}$ -Niveau um etwa 1060 Megahertz höher liegt als das $2P_{1/2}$ -Niveau. Im Vergleich zur Frequenz der Balmer-alpha-Linie, die etwa 450 000 Gigahertz beträgt, macht diese Verschiebung, die man heute als Lamb-Verschiebung bezeichnet, nur wenig mehr als zwei Millionstel aus. Lamb und Retherford konnten sie beobachten, weil sie Energien verwendeten, die dem Bereich der Radiowellen entsprechen, um einen direkten Übergang zwischen den Niveaus $2P_{1/2}$ und $2S_{1/2}$ anzuregen. Die Frequenz der Radiowellen ist 500 000-mal kleiner als die Frequenz der Balmer-alpha-Linie. Im gleichen Maß verringert sich die Doppler-Verbreiterung, das heißt, sie ist unter diesen Bedingungen unbedeutend.

Die Notwendigkeit, die Lamb-Verschiebung zu erklären, führte zu einer erneuten Überarbeitung der Theorie. Ausgangspunkt war der Gedanke, daß sich die Elektronen in einem Atom in manchen Eigenschaften, wie Masse oder Ladung, anders verhalten als „nackte“ Elektronen in einem ansonsten leeren Universum, mit denen man bis dahin gerechnet hatte. Die aus diesen Vorstellungen entwickelte Theorie heißt Quantenelektrodynamik.

In der Quantenelektrodynamik entsteht die Lamb-Verschiebung durch die Wechselwirkung des Elektrons mit den „Nullpunktsfluktuationen“ des elektromagnetischen Feldes. Diese Fluktuationen sind ständig vorhanden und verursachen eine Zitterbewegung des Elektrons, so daß es den Atomkern etwas ver-

schwommen „sieht“. Das Ergebnis ist eine scheinbare Veränderung der Kraft, die zwischen beiden Teilchen wirkt, wenn sie sich nahe beieinander befinden. Da sich das Elektron im S -Zustand öfter in der Nähe des Kerns aufhält als im P -Zustand, hat der S -Zustand eine etwas größere Energie.

Diese Vorstellung führt jedoch zu einer Schwierigkeit: Sieht man das Elektron als ein punktförmiges Teilchen an, so reagiert es auf Fluktuationen beliebig hoher Frequenz und damit beliebig hoher Energie. Diesen Schwierigkeiten und der Notwendigkeit, Fragen über Größe und Struktur des Elektrons zu beantworten, entgeht man, indem man die in einem Atom gebundenen Elektronen nie als solche betrachtet, sondern immer nur im Vergleich mit einem hypothetischen „nackten“ Elektron. Durch Subtraktion der für beide Elektronenarten errechneten Werte erhält man die gemessenen kleinen Energieunterschiede. Diese Rechnungen sind umfangreich und kompliziert, aber die Vorhersagen der Theorie sind außerordentlich genau. Die Quantenelektrodynamik ist die genaueste aller bekannten Theorien, und Diskrepanzen mit dem Experiment sind bisher nicht bekannt.

Die Breite der Spektrallinien

Durch Messungen im Bereich der Radiofrequenzen gelang es auch, die Feinstrukturen anderer Energieniveaus sichtbar zu machen, aber damit war die Untersuchung des Wasserstoffatoms nicht abgeschlossen. Es ist ein so wichtiger Prüfstein für die Gesetze der Physik, daß man mit dem Aufkommen neuer Techniken immer wieder versucht, seine Eigenschaften besser zu verstehen.

Ein Problem ist die Auflösung der gemessenen Spektren, das heißt die Unter-

scheidung der einzelnen Linien, und damit die Genauigkeit der Wellenlängenmessung. Die frühesten spektroskopischen Untersuchungen wurden durch das Auflösungsvermögen der Instrumente beschränkt, die damals im wesentlichen aus einem Prisma oder einem Beugungsgitter bestanden. Ein Beugungsgitter ist eine Glasplatte mit vielen, dicht nebeneinander eingeritzten, parallelen Linien. Das Gitter streut das Licht, indem es verschiedene Wellenlängen in verschiedene Richtungen reflektiert. Wird das gesamte sichtbare Spektrum mit einem Beugungsgitter auf beispielsweise 15 Grad aufgefächert, so liegen einige Komponenten der Balmer-alpha-Linie um weniger als 0,05 Bogensekunden auseinander.

Mit der Erfindung des Interferometers hörte die instrumentelle Beschränkung auf. Dieses Gerät ist in der Lage, zwei scharfe Linien zu unterscheiden, deren Abstand ein Gigahertz oder weniger beträgt. Daß sich auch mit dem Interferometer einige Balmer-Linien nicht auflösen lassen, liegt an der Unschärfe dieser Linien, die größer als der Abstand zwischen ihnen ist.

Zum Teil hat man es bei dieser Unschärfe mit der „natürlichen“ Breite der Spektrallinien zu tun. Selbst unter günstigen Umständen kann keine Linie des Spektrums absolut monochromatisch (einfarbig) sein, weil die „stationären“ Zustände eines Atoms nicht wirklich stationär sind. Atome strahlen nach einem endlichen Zeitintervall doch Energie ab, das heißt, kein angeregter Zustand lebt unendlich lange. Die natürliche Linienbreite setzt der spektroskopischen Auflösung eine endgültige Grenze, aber bis vor kurzem vermochte man sich dieser Grenze kaum zu nähern.

Wesentlich stärker werden die Linien durch die Doppler-Verschiebung der Frequenz als Resultat der atomaren Bewegung verbreitert (Bild 4). Eine Methode, die Doppler-Verbreiterung zu reduzieren, besteht darin, nicht das Spektrum eines Gases, sondern das eines Strahls parallel fliegender Atome zu vermessen. Solch einen „kollimierten“ Strahl erhält man, indem man Gasatome aus einem Behälter durch eine Reihe hintereinanderliegender Blenden mit je einem nadelfeinen Loch entweichen läßt. Alle Atome, welche die auf einer Geraden ausgerichteten Löcher durchdringen, bewegen sich in genau derselben Richtung. Licht, das den Strahl im rechten Winkel passiert, weist dann nur eine sehr kleine Doppler-Verschiebung auf. Die Anzahl der Atome im Strahl ist allerdings umso kleiner, je besser der Strahl kollimiert ist. Außerdem läßt sich ein Atomstrahl nicht für alle Atomzustände herstellen. Um beispielsweise die Balmer-Serie des Wasserstoffs in Absorption zu untersuchen,

Bild 7: Bei der Sättigungsspektroskopie durchlaufen zwei Lichtstrahlen, ein intensiver Sättigungsstrahl und ein schwächerer Teststrahl, das zu untersuchende Gas in entgegengesetzten Richtungen (siehe Bild 6). Ist die Wellenlänge beider Strahlen etwas größer als die Wellenlänge einer Absorptionslinie, so treten die Strahlen nur mit den Atomen in Wechselwirkung, die sich ihnen entgegenbewegen. Diese Atome sind in Zeile (a) als farbige Kreise gekennzeichnet. Die weißen Kreise in der rechten Hälfte von Zeile (a) sind die Atome, die das Licht des Sättigungsstrahls absorbiert haben. Da der Sättigungsstrahl sehr intensiv ist, wird er durch die Atome, die ihm Licht „entnehmen“, kaum geschwächt. Der Teststrahl hingegen hat nur eine geringe Intensität. Er ist deutlich schwächer, wenn er die Gasprobe verläßt, was durch die rechts in Zeile (a) von rechts nach links abnehmende Intensität der farbigen Fläche angedeutet wird. Entsprechende Verhältnisse findet man, wenn die Wellenlänge beider Strahlen etwas kleiner ist als die Wellenlänge einer Absorptionslinie

(Zeile b), doch treten jetzt diejenigen Atome mit Sättigungs- und Teststrahl in Wechselwirkung, die sich in der Strahlrichtung bewegen. Wieder sind das, da Sättigungs- und Teststrahl entgegengesetzte Richtungen haben, verschiedene Atome, und wieder verliert der Teststrahl beim Durchgang durch das Gas an Intensität. Erst wenn die Wellenlänge beider Strahlen genau der Wellenlänge einer Absorptionslinie entspricht (Zeile c), treten Sättigungs- und Teststrahl mit denselben Atomen in Wechselwirkung, und zwar mit denjenigen, die sich entweder gerade in Ruhe befinden oder sich senkrecht zur Richtung der Strahlen bewegen, das heißt mit den Atomen, die keinen Doppler-Effekt hervorrufen (vergleiche Bild 4). Jetzt aber versetzt der intensive Sättigungsstrahl die meisten dieser Atome in den angeregten Zustand und läßt so gut wie keine Atome mehr übrig, die noch Licht aus dem Teststrahl aufnehmen. Daher wird in diesem Fall der Teststrahl beim Durchgang durch das Gas wesentlich weniger geschwächt als in den Fällen (a) und (b).

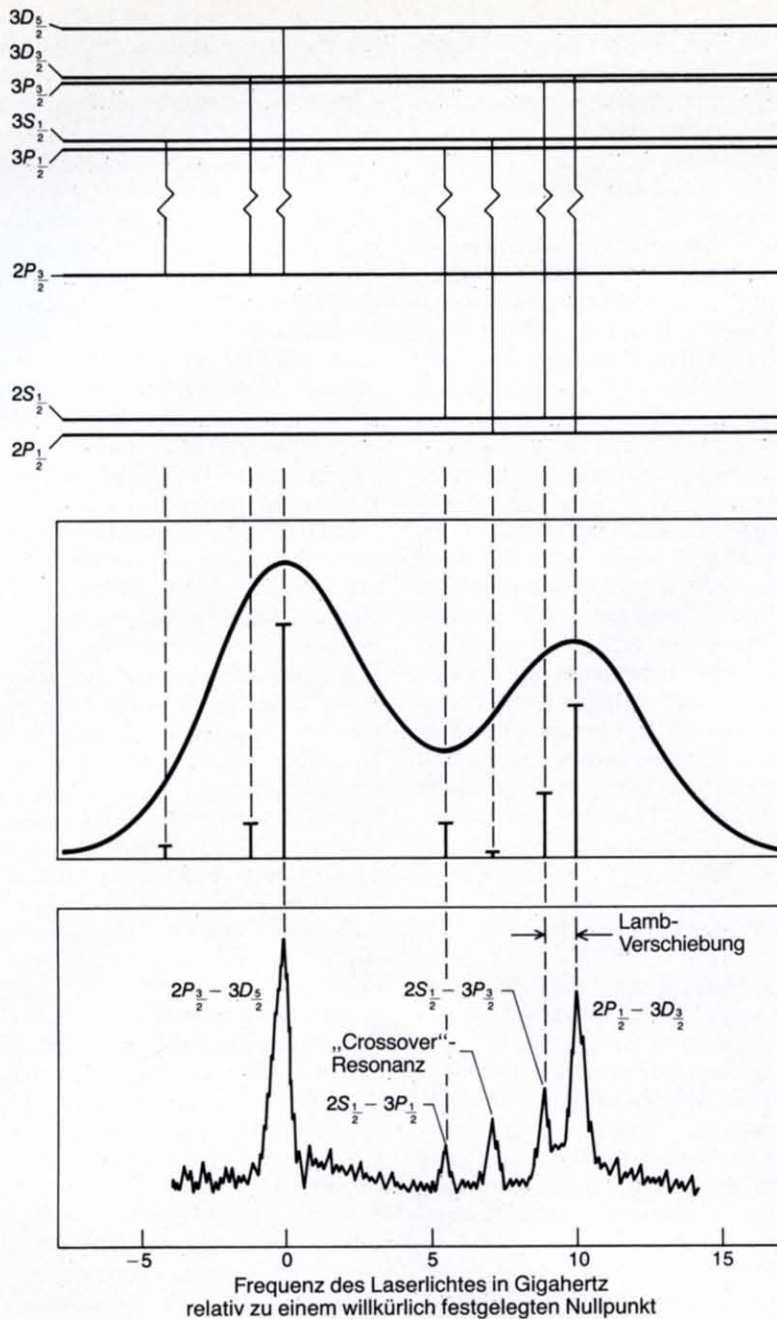


Bild 8: Mit Hilfe der Sättigungsspektroskopie läßt sich die Balmer-alpha-Linie in vier scharfe Maxima auflösen (unteres Teilbild). Der Theorie zufolge sollte die Linie (ohne Berücksichtigung der Hyperfeinstruktur) infolge von Feinstruktur-Aufspaltungen und Lamb-Verschiebung (siehe Bild 3) aus sieben Komponenten bestehen, deren Übergänge das obere Teilbild

zeigt. Wendet man ein spektroskopisches Verfahren an, das nicht – wie die Sättigungsspektroskopie – den Doppler-Effekt vermeidet, so erhält man die im mittleren Teilbild wiedergegebene Figur der Balmer-alpha-Linie mit einer starken Doppler-Verbreiterung. Die fünfte der größeren Zacken im unteren Bild („crossover“-Resonanz) ist nur ein scheinbares Maximum.

muß sich das Atom im Zustand mit $n = 2$ befinden. Man kann aber keinen für konventionelle spektroskopische Methoden ausreichend dichten Strahl aus solchen Atomen erzeugen.

Die seit 1970 verfügbare Technik der Laser-Spektroskopie hat die Auflösung wesentlich verbessert, da sie die Anwendung neuer Methoden zur Vermeidung der Doppler-Verbreiterung ermöglicht. Drei dieser Methoden wollen wir hier beschreiben. Zwei von ihnen beruhen dar-

auf, daß nur solche Atome beobachtet werden, die sich nicht in Richtung der optischen Achse bewegen. Die dritte Methode berücksichtigt alle Atome in einem Gas und eliminiert die Verbreiterung, indem sie zwei Doppler-Verschiebungen gegeneinanderarbeiten läßt.

Durchstimmbare Farbstofflaser

Das Licht eines Lasers ist außerordentlich hell, einheitlich gerichtet und von

großer spektraler Reinheit. Die ersten Laser konnten Licht nur bei denjenigen Wellenlängen erzeugen, die den Spektrallinien der aktiven Atome oder Ionen im Laser entsprachen. Im Jahr 1966 entdeckten Peter Sorokin bei IBM und Fritz Schäfer an der Universität Marburg unabhängig voneinander, daß sich mit Lösungen einiger fluoreszierender Farbstoffe Laser mit einem breiten, kontinuierlichen Wellenlängenbereich herstellen lassen. Durch eine starke äußere Lichtquelle, etwa einen zweiten Laser (Bild 5), werden die Farbstoffmoleküle in den angeregten Zustand versetzt, oder „gepumpt“. Wenn sie aus diesem Zustand wieder „herunterfallen“, senden sie Licht aus. Mit Hilfe eines optischen Resonators läßt sich daraus Licht einer bestimmten Wellenlänge auswählen. Der Resonator besteht aus einer halbdurchlässigen Glasplatte am einen Ende des Lasers und aus einem Beugungsgitter am anderen Ende (Bild 5). Das Gitter streut das vom Farbstofflaser ausgesandte Licht und reflektiert nur einen schmalen Wellenlängenbereich in Richtung der optischen Achse. Ein Fernrohr verbreitert den Lichtstrahl, bevor er auf das Gitter trifft, so daß eine große Zahl von Rillen beleuchtet wird. Um den Wellenlängenbereich des aus dem Laser isolierten Lichtes weiter zu verengen, setzt man ein Fabry-Perot-Interferometer schräg vor das Gitter. Es besteht aus einer Glasplatte, deren Oberflächen mit einem halbdurchlässigen Material beschichtet sind. Lichtwellen verschiedener Wellenlängen laufen auf unterschiedlichen Wegen durch das Interferometer. Als Ergebnis der vielfachen in-

Bild 10: Bei der Polarisationspektroskopie arbeitet man mit einem zirkular polarisierten Sättigungsstrahl, das heißt mit einem Strahl, bei dem sich die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldes um die Fortpflanzungsrichtung dreht (a). Er kann nur von Atomen absorbiert werden, deren Drehmoment relativ zur Richtung des Strahls so orientiert ist, wie das die schwarzen Pfeile in den kleinen roten Kreisen im Teilbild (a) zeigen. Die schwarzen Kreise in (a) bleiben vom Sättigungsstrahl unbeeinflusst. Den linear polarisierten Teststrahl kann man sich aus zwei gegensinnig zirkular polarisierten Strahlen zusammengesetzt denken (b). Die relativ zur Fortpflanzungsrichtung des Teststrahls im Uhrzeigersinn polarisierte Komponente (gestrichelt gezeichnet) wird von den Atomen absorbiert, die durch rote Kreise markiert sind. Die durch weiße Kreise gekennzeichneten Atome haben das Licht des Sättigungsstrahls absorbiert, können also kein Licht mehr aufnehmen, so daß die entgegen dem Uhrzeigersinn polarisierte Komponente des Teststrahls praktisch ungeschwächt bleibt. Als Ergebnis wird aus dem zunächst linear polarisierten Teststrahl ein elliptisch polarisierter Strahl. Das ist gleichbedeutend mit einer Drehung der Schwingungsebene (c). Dadurch bekommt der Teststrahl eine Komponente, die das gekreuzt stehende Polarisationsfilter passieren kann.

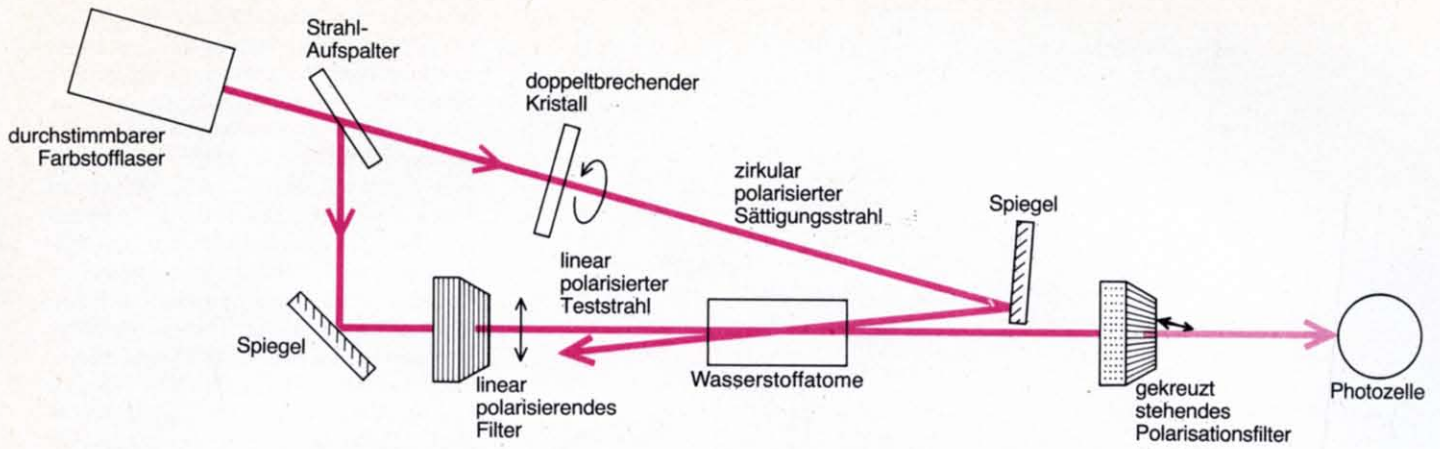


Bild 9: Die Polarisationspektroskopie ist noch empfindlicher als die Sättigungsspektroskopie, das heißt, man kann mit schwächerem Licht und einem weniger konzentrierten Gas arbeiten. Wie bei der Sättigungsspektroskopie wird das Licht eines Lasers in einen intensiven Sättigungsstrahl und einen schwächeren Teststrahl aufgespalten, aber der Sättigungsstrahl wird jetzt zirkular und der Teststrahl linear polarisiert. Da der Teststrahl gekreuzte Polarisationsfilter durchlaufen muß, gelangt Licht nur dann in den Detektor, wenn das Gas die Schwin-

gungsebene des Teststrahls zu drehen vermag. Diese Situation tritt ein, wenn der zirkular polarisierte Sättigungsstrahl und der Teststrahl mit derselben Gruppe von Atomen in Wechselwirkung treten. Einzelheiten sind in Bild 10 erklärt.

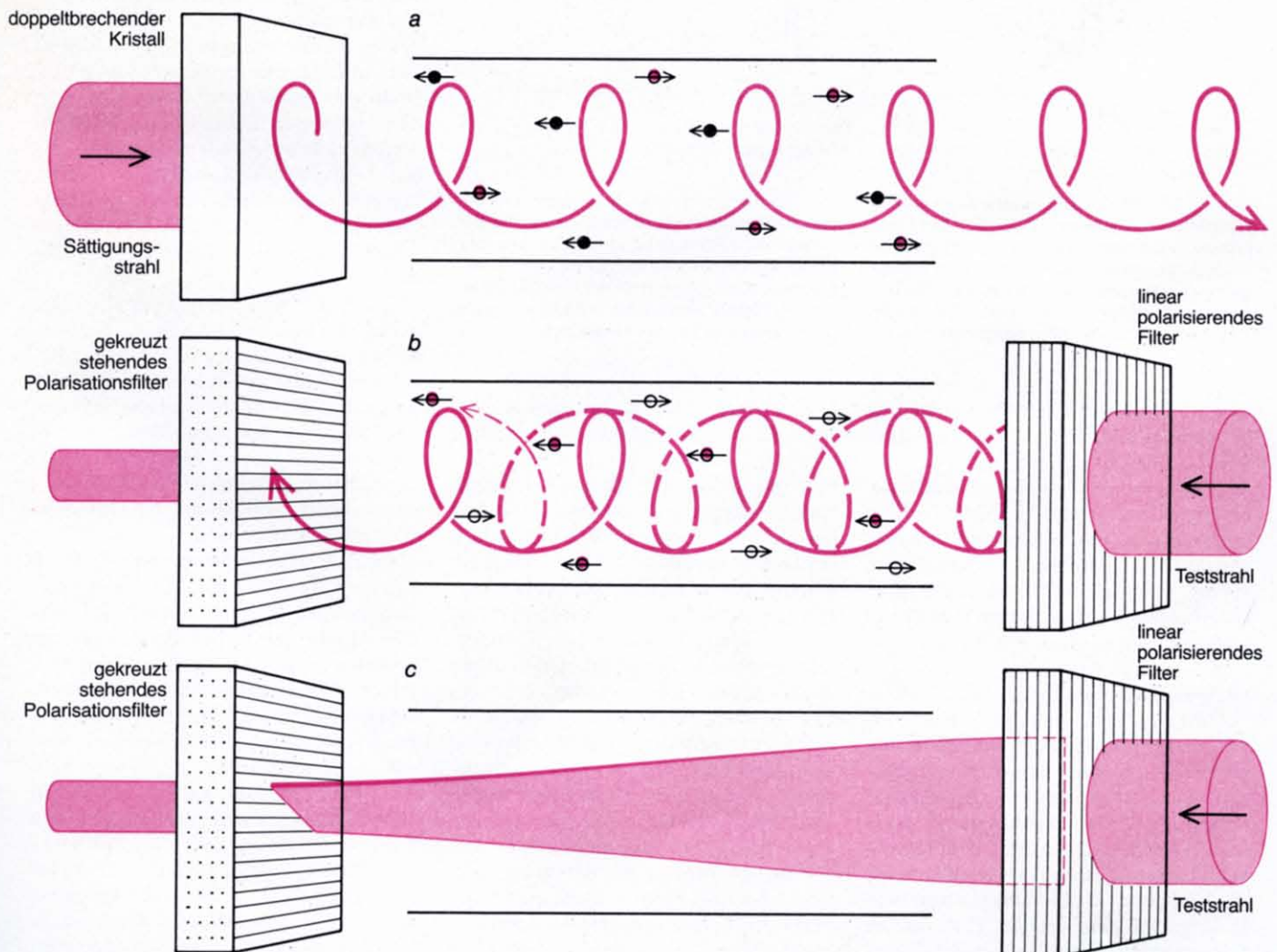
gungsebene des Teststrahls zu drehen vermag. Diese Situation tritt ein, wenn der zirkular polarisierte Sättigungsstrahl und der Teststrahl mit derselben Gruppe von Atomen in Wechselwirkung treten. Einzelheiten sind in Bild 10 erklärt.

neren Reflexion überlagern sich einige Wellenlängen so, daß sie sich gegenseitig auslöschen, während sich andere gegenseitig verstärken.

Die Linienbreite des von einem so konstruierten Laser ausgesandten Lichtes be-

trägt einige Zehntausendstel Nanometer und verhält sich damit zur Wellenlänge im Zentrum der Linie ungefähr wie Eins zu einer Million. Das entspricht etwa der Auflösung der größten Gitterspektrographen. Die Linienbreite läßt sich weiter um

ungefähr den Faktor 100 reduzieren, indem man außerhalb des Lasers ein zweites Fabry-Perot-Interferometer aufstellt, das als passives Filter wirkt. Die vom Laser ausgesandte Wellenlänge kann über den gesamten Bereich verschoben werden, in



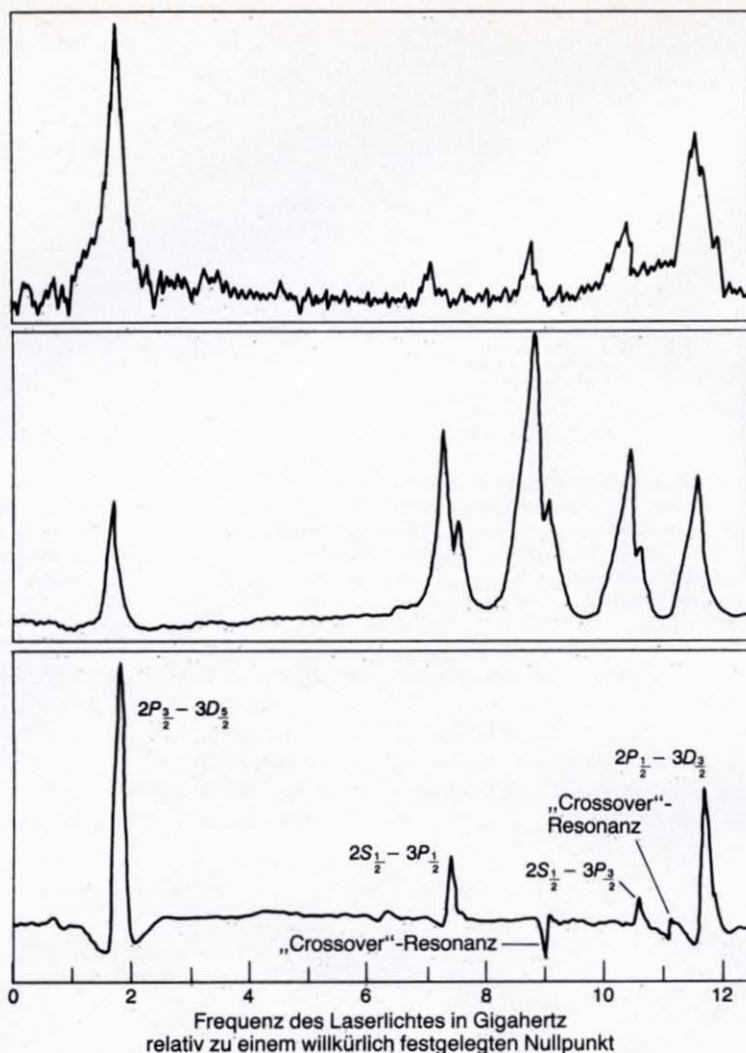


Bild 11: Die mit einem gepulsten Laser (oben) und mit einem kontinuierlich strahlenden Laser (Mitte) aufgenommenen Sättigungsspektren der Balmer-alpha-Linie sind hier dem Polarisationspektrum der gleichen Linie gegenübergestellt. Die Maxima, die den Übergängen $2S_{1/2}-3P_{1/2}$ und $2S_{1/2}-3P_{3/2}$ entsprechen, haben

eine Breite von etwa 35 Megahertz und sind damit ungefähr zehnmal schmäler als die entsprechenden Maxima im oberen Teilbild. Das Polarisationspektrum enthält auch nach unten weisende Ausschläge, weil hier nicht die Intensität des Lichtes, sondern deren Änderung gegen die Frequenz aufgetragen worden ist.

dem der Farbstoff Licht absorbiert. Die Grobeinstellung erreicht man durch eine Drehung des Beugungsgitters oder des Interferometers. Eine Feinabstimmung ist möglich, wenn man das Gitter und das Interferometer in eine luftdichte Kammer einschließt und dort den Luftdruck verändert. Dadurch ändert sich der Brechungsindex des eingeschlossenen Gases und damit die ausgesandte Wellenlänge.

Sättigungsspektroskopie

Um eine noch bessere Auflösung, das heißt noch schmalere Linien zu erzeugen, muß man den gepulsten Anregungslaser (Bild 5) durch einen kontinuierlich strahlenden Laser ersetzen. Mit kontinuierlichen Farbstofflasern erreicht man heute ein Verhältnis der Linienbreite zur Wellenlänge im Zentrum der Linie in der Größenordnung von Eins zu einer Billion.

Um dieses Auflösungsvermögen zu nutzen, muß man die Doppler-Verbreiterung beseitigen. Eine Methode dazu ist die Sättigungsspektroskopie, die auf der schmalen Linienbreite und der hohen Intensität des Laserlichtes beruht: Wenn ein Atom ein Lichtquant absorbiert, erreicht es ein höheres Energieniveau (es wird „angeregt“) und fällt dadurch vorübergehend als absorbierendes Atom aus. In einem sehr intensiven Lichtstrahl benötigen die Atome eines Gases weniger Zeit, um Lichtquanten zu absorbieren als um sie wieder abzustrahlen. Das Ergebnis ist eine „Entvölkerung“ der absorptionsbereiten Atome, das heißt, ein zweiter Lichtstrahl derselben Wellenlänge findet ein weniger absorptionsfähiges Gas vor.

Eine Anordnung zur Sättigungsspektroskopie zeigt Bild 6. Man spaltet das Licht eines durchstimmbaren Lasers in einen starken Sättigungsstrahl und einen

schwächeren Teststrahl auf. Beide Strahlen läßt man in entgegengesetzten Richtungen ein mit Gas gefülltes Gefäß passieren. Ist die Wellenlänge des Laserlichtes etwas größer als die Wellenlänge einer Absorptionslinie, so treten Sättigungs- und Teststrahl nur mit den Atomen in Wechselwirkung, die sich auf sie zu bewegen (Bild 7a). Da beide Strahlen aus entgegengesetzten Richtungen kommen, sind das verschiedene Atome, das heißt, der Teststrahl findet absorptionsfähige Atome vor und wird daher beim Durchgang durch das Gas geschwächt. Ähnlich sind die Verhältnisse (Bild 7b), wenn die Wellenlänge des Laserlichtes etwas kleiner ist als die Wellenlänge einer Absorptionslinie. Jetzt treten Sättigungs- und Teststrahl mit den Atomen in Wechselwirkung, die sich in der gleichen Richtung wie diese Strahlen bewegen. Wieder sind das – da Sättigungs- und Teststrahl einander entgegenlaufen – verschiedene Atome, und wieder verliert der Teststrahl beim Durchgang durch das Gas an Intensität. Erst wenn die Wellenlänge des Laserlichtes genau der Wellenlänge einer Absorptionslinie entspricht, treten Sättigungs- und Teststrahl mit denselben Atomen in Wechselwirkung, nämlich mit denjenigen, die entweder gerade stillstehen oder sich senkrecht zur Richtung der beiden Strahlen bewegen (Bild 7c). Jetzt aber versetzt der intensive Sättigungsstrahl den größten Teil dieser Atome in den angeregten Zustand, das heißt, es bleiben nicht mehr viele Atome übrig, die das Licht des Teststrahls absorbieren können, und daher wird dieser beim Durchgang durch das Gas weniger geschwächt als in den vorangehenden Fällen.

Die Absorptionsänderung ist allerdings gering und wird leicht durch Störeinflüsse verdeckt. Um das Signal deutlicher erkennen zu können, unterbricht man den Sättigungsstrahl in regelmäßigen Abständen (Bild 6), während man den Teststrahl kontinuierlich laufen läßt, und untersucht, bei welcher Wellenlänge die Amplitude des Teststrahls mit der Unterbrechungsfrequenz variiert.

Bild 8 zeigt in seinem unteren Teil, daß wir auf diese Weise von den sieben Feinstrukturkomponenten der Balmer-alpha-Linie, die gemäß der Theorie zu erwarten sind, vier nachzuweisen vermochten. Davon konnten die beiden hellsten weitaus besser aufgelöst werden als je zuvor. Außerdem ließ sich die Lamb-Verschiebung, welche das $2S_{1/2}$ -Niveau vom $2P_{1/2}$ -Niveau trennt, zum ersten Mal in einem optischen Absorptionsspektrum direkt beobachten. Das Sättigungsspektrum (Bild 8) enthielt noch eine fünfte Linie, die man „Crossover“-Resonanz nennt. Solche Resonanzen können zwischen nah benachbarten Linien auftreten.

Wird das Laserlicht auf die Frequenz in der Mitte zwischen solchen Linien abgestimmt, dann können alle Atome den Sättigungsstrahl absorbieren, und der Teststrahl wird weniger geschwächt, obwohl bei der betreffenden Wellenlänge gar kein Absorptionsmaximum liegt.

Polarisationsspektroskopie

Kleine Änderungen in der Polarisation eines Lichtstrahls lassen sich leichter entdecken als kleine Änderungen seiner Intensität. Bei Ausnutzung dieser Tatsache kann man mit schwächerem Laserlicht und einer kleineren Zahl von Atomen arbeiten.

Wie in der Sättigungsspektroskopie teilt man das Licht eines Lasers in einen intensiven Sättigungsstrahl und einen schwachen Teststrahl auf (Bild 9). Den Sättigungsstrahl läßt man durch ein Plättchen aus doppeltbrechendem Material laufen, so daß er zirkular polarisiert wird, das heißt, daß sich die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldes der Welle um die Fortpflanzungsrichtung dreht (Bild 10a). Der Teststrahl dagegen wird linear polarisiert, bevor er die Gasprobe erreicht, das heißt, sein Feld schwingt, wenn er in das Gas eintritt, in einer Ebene, die in Bild 9 mit der Papierebene zusammenfällt. Einen solchen linear polarisierten Lichtstrahl kann man auch als Überlagerung zweier zirkular polarisierter Strahlen gleicher Intensität ansehen, von denen der eine im Uhrzeigersinn und der andere gegen den Uhrzeigersinn polarisiert ist (Bild 10 b).

Der nur in einer Richtung zirkular polarisierte Sättigungsstrahl bringt diejenigen Atome der Gasprobe in den angeregten Zustand, die ihn zu absorbieren vermögen, und er läßt diejenigen Atome unverändert, die nur zirkular polarisiertes Licht der entgegengesetzten Drehrichtung absorbieren können (Bild 10a). Mit letzteren tritt der Teststrahl in Wechselwirkung, und das hat zur Folge, daß eine seiner beiden zirkular polarisierten Komponenten geschwächt wird (Bild 10 b). Beim Durchgang durch das Gas wird daher aus dem zunächst linear polarisierten Teststrahl ein elliptisch polarisierter Strahl, so daß sich die Schwingungsebene des Strahls dreht (Bild 10c). Auf diese Weise bekommt der Teststrahl eine Komponente, die das gekreuzt stehende Polarisationsfilter hinter der Gasprobe durchdringen kann, das heißt, man beobachtet ein Signal, wenn die Wellenlänge des Laserlichtes einer Wellenlänge entspricht, bei der die Atome des Gases Licht absorbieren, und wenn sowohl der Sättigungsstrahl als auch der Teststrahl mit Atomen in Wechselwirkung treten, die keine Doppler-Verschiebung bewirken.

Treten die beiden Strahlen mit ver-

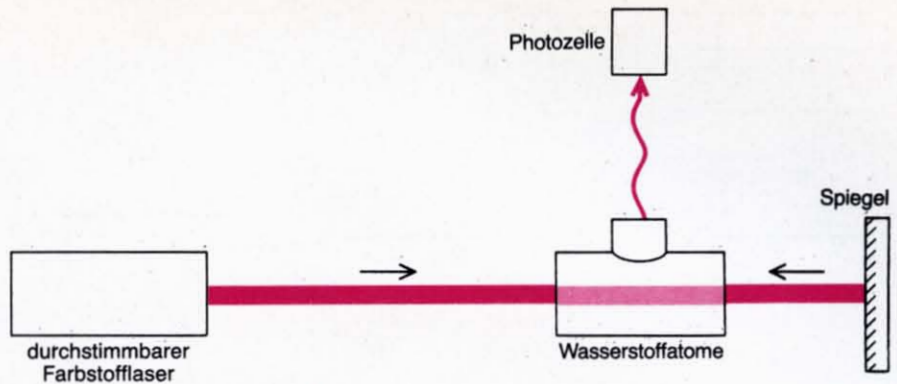


Bild 12: Bei der Zwei-Photonen-Spektroskopie bringt man das zu untersuchende Gas in zwei einander in der optischen Achse entgegenlaufende Laserstrahlen. Sie erzeugen in der Probe ein Feld stehender Wellen. Die Frequenz des Laserlichtes ist genau halb so groß wie eine

Frequenz, bei der das Gas Licht absorbiert, das heißt jedes Atom muß zwei Lichtquanten (Photonen) aufnehmen, um in den energetisch höherliegenden Zustand zu kommen. Dadurch treten Doppler-Effekte nicht in Erscheinung. Einzelheiten zeigt Bild 13.

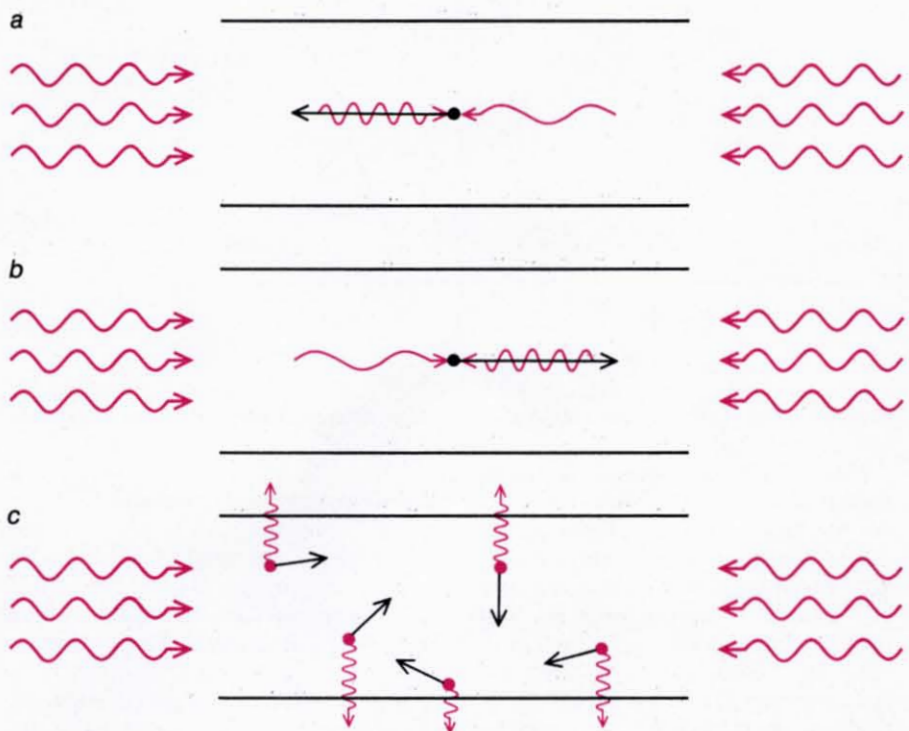


Bild 13: Bei der Zwei-Photonen-Spektroskopie absorbieren nur solche Atome Licht, die gleichzeitig von zwei aus entgegengesetzten Richtungen kommenden Lichtquanten (Photonen) getroffen werden. Doppler-Effekte treten bei dieser Art der Spektroskopie nicht in Erscheinung, denn ein Atom, das sich auf den einen Strahl zu bewegt, fliegt vom anderen fort (a, b). In jedem Fall „empfindet“ das Atom daher einen der beiden Strahlen als kürzerwellig (und damit als energiereicher) und den anderen als längerwellig (und damit um genau denselben

Betrag als energieärmer) als das eingestrahle Licht. Unabhängig von der Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit des einzelnen Atoms addieren sich also die Energien der beiden Photonen, die das Atom treffen, immer zur gleichen Energie. Auf diese Weise können alle im Gas enthaltenen Atome das eingestrahle Licht absorbieren. Jedes Atom, das zwei Photonen aufgenommen hat, strahlt nach einiger Zeit ein Photon der doppelten Frequenz wieder ab (c) und kehrt in seinen Ausgangszustand zurück.

schiedenen Atomgruppen in Wechselwirkung, so gelangt kein Licht durch die gekreuzten Polarisationsfilter vor und hinter der Gasprobe, das heißt, es gibt bei diesen Messungen praktisch keinen störenden Untergrund, und die Maxima des Spektrums werden nicht so leicht von Stö-

rungen oder Intensitätsschwankungen des Lasers überdeckt. Ist ein Maximum sehr klein so, kann es vorteilhaft sein, die Polarisationsfilter geringfügig aus ihrer gekreuzten Stellung zu bringen. Der Detektor mißt dann ein endliches Hintergrundsignal, das je nach Drehung der Po-

sehr schwaches Untergrundsignal von bewegten Atomen, die zwei in dieselbe Richtung laufende Photonen absorbieren.

Sobald die Frequenz des Laserlichtes der halben Frequenz des Übergangs entspricht, steigt die Zahl der angeregten Atome stark an. Es entsteht ein kräftiges Signal, weil alle Atome der Probe einen Beitrag liefern und nicht nur diejenigen, die sich zufällig nicht in der optischen Achse bewegen.

Wegen der langen Lebensdauer des $2S_{1/2}$ -Zustands erwartet man für den Übergang vom $1S_{1/2}$ -Zustand eine Linie von extrem geringer Breite. Theoretische Abschätzungen ergeben eine natürliche Linienbreite von etwa einem Hertz oder ein Verhältnis der Linienbreite zur Frequenz im Zentrum der Linie von weniger als Eins zu einer Billiarde (10^{15}), was diese Linie zu einer der schmalsten machen würde, die man in der Physik kennt. Außerdem gehört die Lamb-Verschiebung des $1S_{1/2}$ -Zustands zu den größten Effekten, die die Quantenelektrodynamik vorhersagt. Ein Atom im Energieniveau $n = 1$ kann keinen Bahndrehimpuls haben. Daher gibt es keinen benachbarten P -Zustand, von dem aus der Betrag der Lamb-Verschiebung bestimmt werden könnte. Sie entspricht hier einfach der Verschiebung des $1S_{1/2}$ -Niveaus aus der Position, die es bei Abwesenheit der quantenelektrodynamischen Effekte einnehmen würde (Bild 3). Die Größe dieser Verschiebung läßt sich nur durch die Messung der Frequenz einer Spektrallinie, beispielsweise der Linie des Übergangs $1S_{1/2} - 2S_{1/2}$ bestimmen.

Eine Zwei-Photonen-Anregung dieses Übergangs wurde erstmals 1974 beobachtet. Die Lyman-alpha-Linie hat eine Wellenlänge von 121,5 Nanometern. Ein Photon mit der Hälfte dieser Energie entspricht einer Wellenlänge von 243 Nanometern (Bild 14), was immer noch im ultravioletten Spektralgebiet und damit außerhalb der Reichweite durchstimmbarer Farbstofflaser liegt. Man verwendete daher einen bei 486 Nanometer, also dem Zweifachen der benötigten Wellenlänge, arbeitenden Farbstofflaser. Sein intensives Licht durchlief einen Kristall, der als Frequenzverdoppler diente. Infolge der hohen Intensität des einfallenden Lichtes strahlt der Kristall auch Oberschwingungen ab. Etwa zwei Prozent der vom Kristall emittierten Energie erscheint bei der Wellenlänge 243 Nanometer. Diese Strahlung wird, wie in Bild 12 gezeigt, an einem Spiegel reflektiert, so daß sich in der Gasentladungsröhre eine stehende Welle aufbaut. Wasserstoffatome, die zwei Photonen der Wellenlänge 243 Nanometer absorbiert haben, senden ein einzelnes Photon mit der Wellenlänge 121,5 Nanometer aus und kehren auf

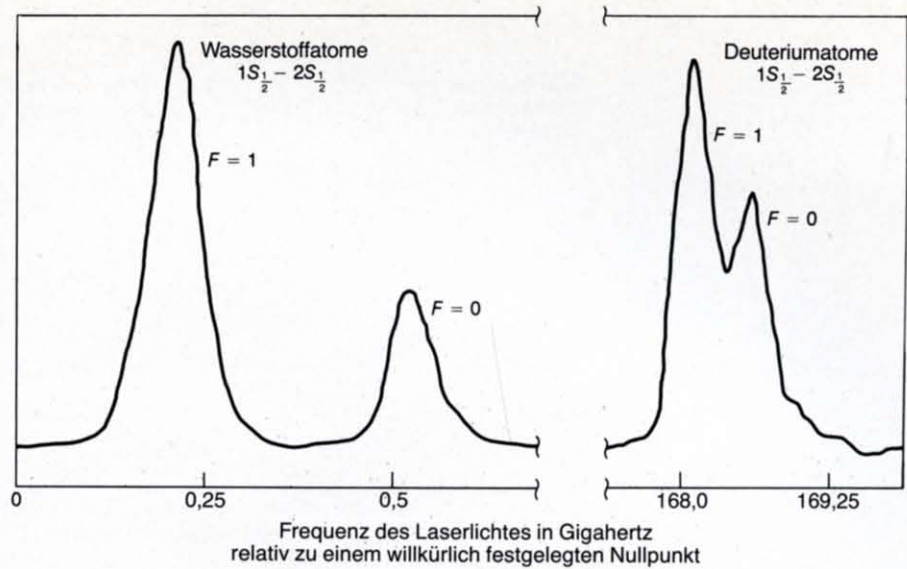


Bild 15: Die Auflösung der Hyperfeinstruktur des $1S_{1/2} - 2S_{1/2}$ -Übergangs (siehe Bild 3) gelingt mit der Zwei-Photonen-Spektroskopie sowohl für atomaren Wasserstoff als auch für atomares Deuterium. Übergänge zwischen den beiden Hyperfeinstruktur-Niveaus des Wasserstoffs erzeugen die 21-Zentimeter-Linie, die in der

Radioastronomie von Bedeutung ist. Die natürliche Linienbreite der Komponenten beträgt möglicherweise nur ein Hertz. Hier sind sie nur bis auf etwa hundert Megahertz aufgelöst. Die für Wasserstoff und Deuterium unterschiedliche Lage der Linien ist eine Folge der unterschiedlichen Atommassen.

diese Weise in den Grundzustand zurück. Die ausgesandten Photonen verlassen die Gasentladungsröhre durch ein seitliches Fenster und werden mit einem Sekundärelektronenvervielfacher nachgewiesen. Auf diese Weise wurden die Übergänge von $1S_{1/2}$ nach $2S_{1/2}$ bei Wasserstoff und Deuterium gemessen (Bild 15).

In beiden Fällen zeigt die Linie eine starke Hyperfeinstruktur-Aufspaltung, die gut aufgelöst wird. Übergänge zwischen den beiden Hyperfeinstruktur-Zuständen, beim Wasserstoff erzeugen die berühmte 21-Zentimeter-Linie, die in der Radioastronomie von großer Bedeutung ist. Die Wasserstoff- und Deuteriumlinien liegen bei sehr verschiedenen Frequenzen, was hauptsächlich eine Folge der unterschiedlichen Kernmassen der beiden Isotope ist. Diese Isotopie-Verschiebung wurde mit einer gegenüber früheren Messungen mehr als tausendfach verbesserten Genauigkeit bestimmt. Eine weitere Verbesserung um den Faktor zehn könnte einen neuen Wert für das Verhältnis zwischen Elektronen- und Protonenmasse liefern.

Das stärkste Interesse gilt der Größe der Lamb-Verschiebung des $1S_{1/2}$ -Zustands. In den fünfziger Jahren beobachtete Herzberg eine Verschiebung, konnte ihre Größe aber nur mit einer Genauigkeit von 14 Prozent angeben. Die Zwei-Photonen-Spektroskopie ermöglicht eine weitaus präzisere Messung unter Ausnutzung einer keineswegs zufälligen Koinzidenz: Die Wellenlänge des Farbstofflasers, nämlich 486 Nanometer, fällt fast

mit der Wellenlänge der Balmer-beta-Linie zusammen. Wäre Bohrs Formel korrekt, würden beide Wellenlängen übereinstimmen. Der Sprung von $n = 1$ nach $n = 2$ (Lyman-alpha-Linie) wäre gerade viermal so groß wie der Sprung von $n = 2$ nach $n = 4$ (Balmer-beta-Linie). Tatsächlich sind die Niveaus aber aufgespalten und durch relativistische und quantenelektrodynamische Korrekturen leicht verschoben. Da diese Korrekturen für die Niveaus mit $n = 2$ und $n = 4$ sehr genau bekannt sind, kann man durch einen Vergleich der beiden Übergänge die Lamb-Verschiebung des Grundzustands bestimmen.

Die Balmer-beta-Linie wurde mit Hilfe der Polarisationspektroskopie beobachtet, und mit demselben Laser regte man die Lyman-alpha-Linie durch Zwei-Photonen-Spektroskopie an (Bild 16). Im Spektrum der Balmer-beta-Linie sind nicht nur die Feinstruktur-Komponenten der Linie aufgelöst, sondern man erkennt auch die Aufspaltung dieser Komponenten im schwachen elektrischen Feld der Gasentladungsröhre. Im Prinzip läßt sich die Lamb-Verschiebung des Grundzustands bestimmen, indem man den Abstand zwischen der Balmer-Linie und der beim $1S - 2S$ -Übergang entstehenden Linie mißt und das Resultat mit der Vorhersage der Dirac-Theorie vergleicht. Die Lage der Niveaus mit $n = 2$ und $n = 4$ müßte man um die bekannten Korrekturen berichtigen. Der verbleibende Unterschied wäre dann der Lamb-Verschiebung des $1S$ -Zustands zuzuschreiben. In

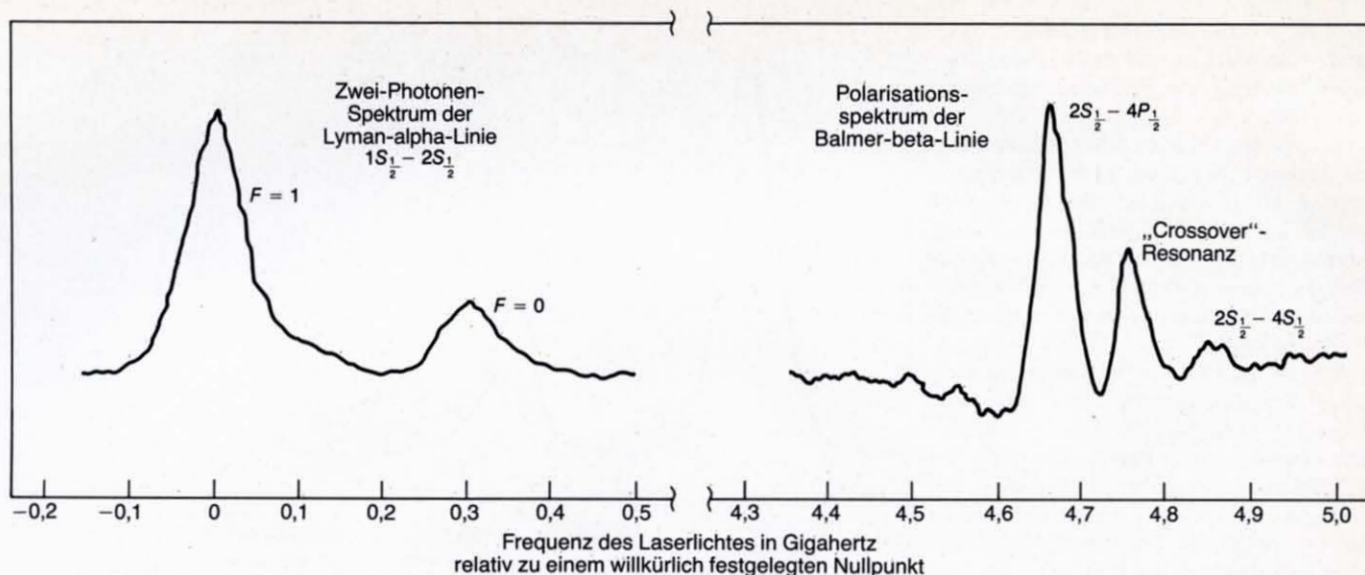


Bild 16: Die Messung des $1S_{1/2}-2S_{1/2}$ -Übergangs und der Balmer-beta-Linie ermöglicht die Bestimmung der Lamb-Verschiebung des $1S_{1/2}$ -Zustandes im Wasserstoffatom. Die Balmer-beta-Linie wird mit Hilfe der Polarisations-

spektroskopie mit einem auf 486 Nanometer abgestimmten Laser gemessen. Durch Frequenzverdoppelung der Strahlung kann man das Zwei-Photonen-Spektrum des $1S_{1/2}-2S_{1/2}$ -Übergangs bei der Wellenlänge 121,5 Nano-

meter aufnehmen. Das Bild zeigt, daß man die Frequenz des Lasers etwas verändern muß, um die Spektren der beiden Übergänge zu erhalten. Aus dem Unterschied ergibt sich die Größe der Lamb-Verschiebung des $1S_{1/2}$ -Niveaus.

Wirklichkeit sind die Dinge infolge systematischer Fehler und Ungenauigkeiten der Apparatur nicht ganz so einfach. Das Resultat lautet 8161 ± 29 Megahertz gegenüber dem aus der Theorie berechneten Wert von $8149,43 \pm 0,08$ Megahertz. Das Experiment erreicht also noch nicht die Genauigkeit der Rechnung, aber es bedeutet einen großen Fortschritt gegenüber Herzbergs früheren Messungen.

Höhere Auflösung

Viele Hürden sind noch zu überwinden, bevor man die natürliche Linienbreite

von einem Hertz beim $1S_{1/2}-2S_{1/2}$ -Übergang erreichen wird. Dabei genügt es nicht, die Bandbreite des Lasers weiter zu verringern, denn die Linienverbreiterung hat noch andere Ursachen. Dazu gehört der quadratische Dopplereffekt, eine Folge der speziellen Relativitätstheorie: Ein sich bewegendes Atom scheint langsamer zu schwingen als ein in Ruhe befindliches Atom und besitzt daher unabhängig von seiner Bewegungsrichtung effektiv eine kleinere Resonanzfrequenz. Die sich entgegenlaufenden Strahlen bei der Zwei-Photonen-Spektroskopie können diese Frequenzverschiebung nicht ausgleichen. Sie beträgt beim Wasserstoffatom bei Zimmertemperatur etwa 50 Kilohertz. Eine weitere Quelle der Linienverbreiterung ist die endliche Aufenthaltzeit eines bewegten Atoms im Laserstrahl. Weil das bewegte Atom dem Laserlicht nur vorübergehend ausgesetzt ist, erscheint ihm auch das Licht eines kontinuierlichen Lasers wie ein Lichtblitz, dessen kurze Dauer die Auflösung des Spektrums beschränkt.

Im Prinzip kann man beide Effekte verringern, indem man die Geschwindigkeit der Atome herabsetzt, das heißt, indem man das Gas abkühlt. Seit neuestem weiß man, daß sich atomarer Wasserstoff auf die Temperatur des flüssigen Heliums (4,2 Kelvin) abkühlen läßt, ohne daß er flüssig wird. Die Kondensationsschwelle des molekularen Wasserstoffs liegt schon bei 20 Kelvin. Wir fanden kürzlich, daß man ein Gas auch mit Laserlicht abkühlen kann. Das mag paradox erscheinen, denn intensives Licht führt normalerweise zur Erwärmung. Man muß sich indessen vor Augen halten, daß das kohärente Laser-

licht einem Zustand kleiner Entropie oder „Unordnung“ entspricht und daher zur Erzeugung einer niedrigeren Temperatur dienen kann.

In mehreren Laboratorien wird zur Zeit versucht, die Zwei-Photonen-Spektroskopie auf den $1S_{1/2}-2S_{1/2}$ -Übergang im Positronium anzuwenden. Das Positronium ist ein wasserstoffähnliches „Atom“, das lediglich aus einem Elektron und seinem Antiteilchen, dem Positron, besteht. Da es in diesem System keine von der Kernstruktur verursachten Korrekturen gibt, lassen sich mit der Quantenelektrodynamik über die Eigenschaften dieses exotischen „Atoms“ sehr genaue Vorhersagen machen. Das Experiment ist allerdings schwierig, weil das Positronium eine Lebensdauer von nur ungefähr 140 Nanosekunden hat.

Das Wasserstoffatom steht seit fast einem Jahrhundert im Brennpunkt des physikalischen Interesses. Trotzdem ist uns dieses einfache System noch keineswegs vollständig bekannt, und man kann die Voraussage wagen, daß die Erforschung seines Spektrums noch ein paar Jahrzehnte lang neue Entdeckungen liefern wird. Man sollte in Erinnerung behalten, daß winzige Diskrepanzen zwischen dem, was die Theorie über dieses Spektrum vorhersagte, und dem, was seine Beobachtung ergab, der Anlaß für grundlegende Veränderungen in der Physik des zwanzigsten Jahrhunderts waren. Das Wasserstoffatom könnte auch künftig für Überraschungen sorgen. Tut es das nicht, so wäre das vielleicht die größte Überraschung.

Übersetzt von Angelika Müller

NEUE ADRESSE?

Damit Ihnen diese Mitteilung an den Verlag so wenig Arbeit wie möglich macht, folgender Tip:

Schneiden Sie einfach den Adreßaufkleber mit der alten Anschrift aus. Er enthält alle Angaben, die wir für die Adressenänderung benötigen. Sie brauchen dann nur noch die neue Anschrift dazuschreiben und das Ganze abzusenden an:

**Spektrum der Wissenschaft
Leserservice
Postfach 1580
D-6940 Weinheim**

Es wäre schön, wenn uns Ihre Mitteilung mindestens 4 Wochen vor Ihrem Umzug erreicht. Vielen Dank.