

Informationsblätter zur Fortbildung  
von Lehrern an Höheren Schulen

# Wissenschaftliche Nachrichten



Gewidmet von der  
**ZENTRALSPARKASSE**  
DER GEMEINDE WIEN

Nr. 2 - Mai 1963

## Inhalt:

*Der experimentelle Nachweis der Neutrinos*  
*Radiointerferometer mit mobilen Spiegeln*  
*Der Wirkungsquerschnitt*  
*Untersuchung von Planetenoberflächen*

*Massenunschärfe und Lebensdauer von Elementarteilchen*  
*Meßergebnisse von Raumsonden*  
*Europäische Sternwarte auf der Südhalbkugel*  
*Einschluß- und Edelgasverbindungen*  
*Die Stereostruktur von Hämoglobin*  
*Gekrümmte Lichtleiter*

## Der experimentelle Nachweis der Neutrinos

Beim Durchblättern älterer Auflagen von Lehrbüchern der Atomphysik findet man nur kurze und flüchtige Hinweise auf das Neutrino, obwohl dessen Existenz auf Grund theoretischer Erwägungen schon 1931 von W. Pauli vermutet und später von E. Fermi rechnerisch untersucht wurde. Man darf diesen Umstand als ein Zeichen der Scheu des Gelehrten deuten, über Dinge zu reden, die sich noch einem experimentellen Zugriff entziehen, obwohl er sich in Gedanken längst intensiv mit ihnen beschäftigt. Doch seit wenigen Jahren ist ein deutlicher Wandel zu verzeichnen, in der Literatur mehren sich die Berichte über das Neutrino, und in den neuesten Auflagen sind ihm bereits ganze Kapitel mit sehr konkreten Angaben gewidmet. Es hat den Anschein, als ob wir im Begriffe stünden, im Gebäude unseres Wissens eine weitere Etage tiefer zu steigen.

Die historische Entwicklung bis zum Nachweis der Neutrinos unterscheidet sich wenig von dem Wege, an dessen Ende 1932 die Entdeckung des Neutrons durch Chadwick stand. Auch seine Existenz hatten E. Rutherford und W. Harkins schon 1921, also 11 Jahre früher, in Erwägung gezogen und nach ihm — ohne Erfolg — gesucht. Beim Neutrino lagen die Dinge insofern bedeutend schwieriger, als seine Wechselwirkung mit der uns bekannten Materie um viele Größenordnungen geringer ist. Schließlich konnte das entscheidende Experiment 1956 von F. Reines und C. L. Cowan jr. durchgeführt werden und stand im Einklang mit den Erwartungen.

### A. Die theoretische Sachlage

Die genauere Untersuchung des  $\alpha$ -Zerfalls instabiler Kerne zeigt ein diskontinuierliches Energiespektrum der emittierten  $\alpha$ -Teilchen. Der Grund liegt auf der Hand: Ein Atomkern besitzt mehrere energetisch verschiedene Zustände, die ebenso wie die Energieniveaus der Elektronenhülle gequantelt sind. Je nach der Energie des Zustandes des Mutterkernes im Moment der  $\alpha$ -Emission und der Energie des Restkernes unmittelbar nachher variiert

die kinetische Energie des  $\alpha$ -Teilchens und ist nur gewisser diskreter Werte fähig. Aus diesen können weitgehende Rückschlüsse auf die Energieniveaus der Kerne gezogen werden. Da man derzeit die Kernmasse mit den empfind-

lichsten Massenspektrographen bis auf  $\frac{1}{900000}$  zu bestimmen vermag und sich die Kernmasse bei der Energieabgabe  $E$  um den Betrag  $\frac{E}{c^2}$  vermindert, bietet die Kern-

massenanalyse ein hervorragendes Mittel zu einer von der ersten Methode unabhängigen Überprüfung der Termschemata der Kerne. Beide Methoden führen im wesentlichen zu den gleichen Resultaten.

Um so erstaunlicher war die Tatsache, daß beim  $\beta$ -Zerfall die wegfliegenden Elektronen lückenlos alle Energiewerte bis zu einem von der Art des Kernes abhängigen Maximum  $E_0$  aufwiesen. Das stand in krassem Gegensatz zum quantenhaften Charakter der Ursache, nämlich dem Übergang zwischen wohldefinierten diskreten Kernzuständen. Auch zeigten die Restkerne nur jene Masse, die ihnen auf Grund der von anderen Messungen her bekannten Energieinhalte zukam, anstatt ebenfalls über einen bestimmten Bereich „verschmiert“ zu sein. Die durch diesen Befund geschaffene Lage war so ernst, daß man sogar mit dem Gedanken spielte, den Energiesatz aufzugeben! Denn, wohin ist der Energiebetrag verschwunden, um welchen die kinetische Energie der Elektronen hinter dem Maximum  $E_0$ , d. i. hinter der Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand des Kernes zurückbleibt?

Das war aber nicht die einzige Schwierigkeit. Wieso können überhaupt Elektronen den Kern verlassen, wenn sie in ihm gar nicht enthalten waren? Ferner: Da jedem Kernteilchen der Spin  $\pm \frac{1}{2}$  zukommt, ist der Gesamtspin bei ungerader Massenzahl halbzahlig. Das emittierte Elektron besitzt ebenfalls einen Spin  $\pm \frac{1}{2}$ . Wieso bleibt trotzdem bei ungerader Massenzahl der Spin des Endkernes halbzahlig, wie einwandfreie Messungen beweisen?

Zu alledem wird auch noch der Impulserhaltungssatz in grober Weise verletzt, so daß von den bewährten Grundgesetzen der Physik wenig übrigbleibt.

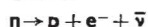
Auf den naheliegendsten Ausweg verfielen Pauli und Fermi mit der Annahme, daß Energie, Spin und Impuls von einem noch unbekanntem ungeladenen Teilchen entführt werden, das offenbar kaum in nennenswerte Wechselwirkung mit der Materie tritt. Sie nannten es deswegen Neutrino, das „kleine Neutron“. Es mußte den Spin  $\pm \frac{1}{2}$  besitzen und alle Energie abführen, die dem Elektron auf den Maximalwert  $E_0$  fehlt. Auf diese Weise konnte die vom Kern quantenhaft abgegebene Energie  $E_0$  in beliebigen Teilverhältnissen auf Elektron und Neutrino übertragen werden. Das kontinuierliche  $\beta$ -Spektrum fand eine einfache und plausible Erklärung. Das Neutrino geisterte über 2 Jahrzehnte durch die Fachliteratur, doch war von einem Nachweis keine Rede. Erst mit dem Bau leistungsfähiger Reaktoren begannen sich experimentelle Möglichkeiten abzuzeichnen.

## B. Die Experimente

### 1. Versuch

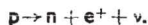
Man ist heute weitgehend der Ansicht, daß Proton und Neutron verschiedene Zustände ein und derselben Wesenheit, des sogenannten Nukleons, sind. Da die Neutronenmasse mit  $1838,6 m_e$  etwas die Protonenmasse  $1836,1 m_e$  übertrifft, repräsentiert das Neutron den energetisch höheren Zustand. Im Einklang mit dieser Auffassung ist das Neutron im Gegensatz zum Proton instabil mit einer Halbwertszeit von ca. 12 Minuten. Das gilt allerdings nur für freie Neutronen. Bei den im Kern gebundenen sind die tieferen Kernniveaus bereits besetzt, und das Paulische Ausschließungsprinzip verhindert den Übergang der Neutronen in den tieferen Protonenzustand.

Stellt man sich auf den Standpunkt der Pauli-Fermischen Hypothese, muß das Neutron in ein Proton, ein Elektron und ein Antineutrino gemäß

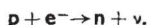


zerfallen. (Die feinere Unterscheidung zwischen Neutrino und Antineutrino möge zunächst übergangen werden.)

Der analoge Protonenprozeß ist nur dann auslösbar, wenn eine ausreichende Energiezufuhr erfolgt. Bei ihm wird ein Positron und ein Neutrino emittiert:

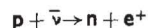


Schließlich könnte sich das Proton auch durch Elektroneneinfang umwandeln:



Zum Beweis der Realität von Neutrinos bzw. Antineutrinos gingen C. L. Cowan jr. und F. Reines von folgenden Überlegungen aus.

In der Natur wird die Verwirklichung eines Prozesses und des zu ihm inversen Vorganges häufig beobachtet. Vielleicht, so sagten sich die beiden Forscher, ist dies auch bei der zu  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$  inversen Reaktion



der Fall. Um das zu überprüfen, beschlossen sie, den von einer kräftigen Neutronenquelle ausgehenden Antineutrinostrahl (siehe erste Reaktion) auf Wasserstoffkerne zu lenken. In einigen Fällen würde es dann zu einer Kollision von  $\bar{\nu}$  mit einem Proton kommen. Dabei werden die beiden Teilchen in ein Neutron und ein Positron umgewandelt, welche mit konventionellen Methoden feststellbar sind. Auf diese Art wäre die Neutrinohypothese bestätigt. Tatsächlich wurde das Experiment in dieser Weise mit dem erwarteten Erfolg ausgeführt. Das war aber nur dem Umstande zu danken, daß die heutige Reaktortechnik Antineutrinoströme von der Größenordnung  $10^{15}$  je  $\text{cm}^2$  und sek in der Umgebung großer Kernbrenner zu liefern vermag. Die Schwellenenergie des Prozesses beträgt  $1,80 \text{ MeV}$ .

Der Antineutrinostrahl, der aus dem Reaktor kam, mußte zuerst eine dicke Abschirmungsschicht durchlaufen, welche sämtliche anderen Teilchen und  $\gamma$ -Quanten absorbierte, ehe er, unbehindert durch die Schicht, auf die eigentliche Versuchsanordnung traf.

Diese bestand aus drei Gefäßen mit einer Szintillationsfähigkeit (Triäthylbenzol-Lösung von Terphenyl), zwischen

welchen zwei flache, kastenförmige Behälter aus Polyäthylen lagen, in denen sich eine wäßrige Lösung von  $\text{Cd-Cl}_2$  befand. Das Gesamtvolumen der Vorrichtung belief sich auf etwa  $100 \text{ dm}^3$ .

Wenn nun ein Antineutrino mit einem Wasserstoffkern in einem der zwei Kästen nach der zuletzt angegebenen Formel reagiert, wird je ein Neutron und ein Positron frei. Das Positron vereinigt sich fast augenblicklich mit einem Elektron unter Freisetzung von zwei  $\gamma$ -Quanten der Vernichtungsstrahlung. Das Neutron wird zunächst auf einer Zickzackbahn auf thermische Energie abgebremst und, sobald diese erreicht ist, von einem Cd-Kern unter Emission einer  $\gamma$ -Kaskade absorbiert. Die mittlere Abbremszeit beträgt  $5,5 \mu\text{sek}$ .

Die nächste Aufgabe war der Nachweis der sekundären  $\gamma$ -Quanten im Szintillator sowie die Messung der Verzögerungszeit von  $5,5 \mu\text{sek}$ . Da das erwartete Ereignis sehr selten ist, war jeder Bottich mit Szintillatorflüssigkeit von 110 (!) Photovervielfachern umgeben, welche die Lichtblitze als Zacken auf einem Bildschirm mit 3 Zeilen (für jeden Szintillator eine) sichtbar machten.

Sobald ein Antineutrino mit einem Proton in einem Gefäß mit  $\text{Cd-Cl}_2$ -Lösung reagierte, vereinigte sich das ausgestrahlte Positron praktisch sofort mit einem Elektron, und es ging je ein  $0,511 \text{ MeV}$   $\gamma$ -Quant der entstehenden Vernichtungsstrahlung in die beiden Nachbarbottiche über und löste in jedem eine Szintillation aus. Durch Koinzidenzschaltung sprach die Registriervorrichtung nur auf solche Lichtblitze an, die gleichzeitig in benachbarten Szintillatoren stattfanden. Darüber hinaus sorgte ein Impulshöhenkriterium dafür, daß keine  $\gamma$ -Quanten unter  $0,511 \text{ MeV}$  angezeigt wurden. Diese zusätzliche Maßnahme eliminierte nahezu alle zufälligen Ereignisse anderer Art aus der Zählrate. Um aber ganz sicher zu gehen, wurde noch eine auf  $5,5 \mu\text{sek}$  eingestellte verzögerte Koinzidenzschaltung hinzugefügt. Auf die beiden von der Vernichtungsstrahlung rührenden Szintillationen folgten nämlich, wie schon gesagt, in diesem zeitlichen Abstand zwei andere, welche die  $\gamma$ -Kaskade beim Neutroneneinfang durch Cd zur Ursache hatten.

Nur wenn also auf denselben 2 Nachbarzeilen des Oszilloskops übereinander in dem einem zeitlichen Abstand von  $5,5 \mu\text{sek}$  entsprechenden linearen Abstand ein Zackenpaar auftrat, handelte es sich um die fragliche Antineutrinoreaktion.

Die zufälligen Koinzidenzen, welche trotz der starken Abschirmung vom Reaktor stammten, wurden gesondert gezählt und mit dem Versuchsergebnis verglichen. Als weitere Vorsichtsmaßnahme studierte man in Vorversuchen die Form und Größe der Zacken auf dem Bildschirm, die von Positronen aus einer  $\text{Cu}^{64}$ -Quelle bzw. von Neutronen aus einer Pu-Be-Quelle stammten. Dadurch sammelte man Erfahrungen für die Identifizierung der Impulse im eigentlichen Experiment.

Das so außerordentlich sorgsam vorbereitete und nach jeder Richtung hin gesicherte Experiment verlief positiv. Man zählte  $2,8 \pm 0,2$  der gesuchten Prozesse je Stunde, was einem Wirkungsquerschnitt von  $6 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2 \pm 25\%$  entsprach. (An anderer Stelle gibt Pauli  $6 \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$  als berechtigten W.-Querschnitt an.) Angesichts der lückenlosen Ausschaltung der Fehlerquellen stand nunmehr die Realität des Antineutrinos zweifelsfrei fest.

Dennoch begnügte man sich immer noch nicht mit dem Ergebnis. Man wiederholte vielmehr den Versuch mit HDO anstelle von  $\text{H}_2\text{O}$ . Die Rechnung zeigt nämlich, daß das freie Proton am leichtesten mit dem Antineutrino reagiert. Als „frei“ gilt in diesem Zusammenhang ein Proton, das an kein anderes Teilchen in einem komplexen Kern gebunden ist, wie etwa im Deuteron oder in einem O-Kern. Die chemische Bindung an andere Atome (z. B. in  $\text{H}_2\text{O}$ ) ist belanglos. Der Grund für die höhere Reaktionswahrscheinlichkeit freier Protonen liegt in der geringeren für den Prozeß erforderlichen Schwellenenergie. Beim freien Proton beträgt sie nur  $1,8 \text{ MeV}$ , beim Proton im Deuteron jedoch  $4 \text{ MeV}$  und im Sauerstoffkern gar  $10,3 \text{ MeV}$ . Aus diesem Grunde enthält die HDO-Lösung nur 50% der freien Protonen gegenüber der  $\text{H}_2\text{O}$ -Lösung, und die Zählrate muß auf die Hälfte, d. i. auf 1,4 Ereignisse je Stunde sinken. Das ist auch prompt eingetreten.

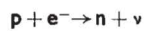
## 2. Versuch

Eine andere Nachweismöglichkeit besteht in der Messung des Rückstoßes, welchen das Atom vom wegfliegenden Neutrino erhält. Der erste gelungene derartige Versuch wurde von Leipunski mit  $B^{11}$  ausgeführt.  $B^{11}$  entsteht aus  $C^{11}$  nach Positronenemission, und zwar wandelt sich das Proton des  $C^{11}$ -Kernes nach dem Schema



in ein Neutron um. Die Rückstoßenergie des  $B^{11}$ -Kernes erwies sich beträchtlich höher, als bei reiner Positronenemission zu erwarten gewesen wäre. Da solche Rückstoßmessungen mit erheblichen Fehlern behaftet sind, führten Rodeback und Allen die Untersuchung in verfeinerter Form durch.

Sie benützten den Zerfall von  $A^{37}$  in  $Cl^{37}$ . In einem hohlen Gefäß war radioaktives  $A^{37}$  unter so niedrigem Druck eingeschlossen, daß der Durchmesser der Anordnung von der mittleren freien Weglänge der  $A^{37}$ -Atome weit übertroffen wurde. Die Instabilität des  $A^{37}$ -Atoms besteht darin, daß sein Kern ein Elektron der K-Schale einfängt, welches mit einem Proton des Kerns gemäß



reagiert. So kommt es zur Bildung von  $Cl^{37}$ . Die Lücke in der K-Schale wird von einem äußeren Elektron geschlossen. Das ausgestrahlte  $\gamma$ -Quant besitzt eine Energie von 3 keV. Es wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit von einem Elektron desselben Atoms, das dadurch aus der Hülle geschleudert wird, absorbiert. (Innerer Photoeffekt = Augereffekt.) Das ausgestoßene Elektron gelangte nun auf die Kathode eines Sekundärelektronenvervielfachers  $V_1$  und verursachte in diesem einen Impuls. Das ionisierte  $Cl^{37}$ -Atom (entstanden aus  $A^{37}$ ) hatte sich infolge des mit der Emission des Neutrinos verbundenen Rückstoßes in Richtung auf ein Gitter G bewegt, welches in 6 cm Entfernung vom geometrisch eng umgrenzten Zerfallsbereich angeordnet war. Das elektrische Feld beschleunigte das  $Cl^{37}$ -Ion ausreichend, um beim Auftreffen auf einen zweiten, hinter G aufgestellten, Vervielfacher  $V_2$  ebenfalls einen Impuls auszulösen.

Die Laufzeit für die 6-cm-Strecke konnte durch eine veränderlich einstellbare Verzögerungskoinzidenzschaltung gemessen werden.  $V_1$  und  $V_2$  waren so zusammengeschaltet, daß nur Ereignisse registriert wurden, welche sowohl in  $V_1$  als auch in  $V_2$  — allerdings um die Zeit T später einen Impuls verursachten. Man variierte T und fand für  $T = 7 \mu\text{sek}$  einen scharf ausgeprägten Höchstwert der Koinzidenzen. Das ist aber gerade die Flugzeit, die das  $Cl$ -Ion für die Strecke von 6 cm benötigt, wenn die Rückstoßenergie 9,6 eV beträgt. Der Wert von 9,6 eV ergibt sich aus den Massendifferenzen zwischen  $A^{37}$  und  $Cl^{37}$ , wenn eine Neutrinoemission stattfindet. Ähnliche Versuche wurden mit  $He^3$ ,  $Ne^{19}$ ,  $A^{35}$ ,  $Li^8$  wiederholt. Die Ergebnisse waren befriedigend. Leider ist die Genauigkeit derartiger Experimente mäßig.

Die Symmetrieeigenschaften der Elementarteilchen legen es nahe, zwei Neutrinosorten anzunehmen: Neutrino und Antineutrino. Dem Verfasser ist kein Versuch bekannt, durch den sie als unterscheidbare Phänomene in Evidenz gesetzt worden wären, doch wird allgemein die 2-Komponententheorie der 1-Komponententheorie vorgezogen.

Die Stromdichte der von der Sonne kommenden Neutrinos (und Antineutrinos) muß im Bereich der Erde  $6 \cdot 10^{10}$  je  $\text{cm}^2 \cdot \text{sek}$  betragen, da sämtliche im Inneren der Sonne gebildeten Neutrinos praktisch ohne Absorption durch die Sonnenmaterie fliegen. Bedenkt man noch, daß sich ihre Geschwindigkeit von der des Lichts kaum unterscheidet, so befinden sich auf unserem Planeten durchschnittlich 2 von diesen Teilchen in jedem  $\text{cm}^3$ .

Die von den Neutrinos der Sonne entzogene Energie macht nur einige Prozent der Photoenergie der Sonne aus.

### Literatur:

1. Riezler, Einführung i. d. Kernphysik, 6. Auflage, § 15.
2. G. Hertz, Lehrbuch der Kernphysik, 1959, Bd. II, § 43, §§ 137—145.
3. W. Pauli, Aufsätze u. Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie, 1961, S. 169 ff.

## Radiointerferometer mit mobilen Spiegeln

Bei Defford in England befindet sich auf dem Gelände eines unbenützten Flugplatzes eine in ost-westliche Richtung gelegte 750 m lange geradlinige „Bahnstrecke“, deren zwei Gleise jedoch nicht wie üblich eng benachbart sind, sondern in einem Abstand von nahezu 30 m parallel zueinander verlaufen. Auf diesem Gleispaar kann ein fahrbarer Parabolspiegel eines Radioteleskops nach Belieben verschoben werden. Der Spiegeldurchmesser beträgt 25 m, seine Masse beläuft sich auf 240 Tonnen.

Am Westende dieses Gleispaars führt ein anderes gleichartiges Gleispaar unter einem Winkel von ca.  $70^\circ$  vorbei, auf dem der zweite Parabolspiegel gleicher Dimensionierung fahrbar aufgestellt ist. Die Länge des letzteren Doppelgleises beträgt 1500 m, weil sie sich vom Endpunkt der Ost-West-Strecke nach beiden Richtungen je 750 m weit erstreckt.

Die beiden Spiegel bilden zusammen das Radiointerferometer. Die Beweglichkeit der Spiegel ermöglicht die Wahl einer Standlinie von mindestens 700 m und höchstens 1200 m in jeder gewünschten Himmelsrichtung. Das stellt gegenüber den bis jetzt in Gebrauch stehenden Geräten mit fester Basis einen bedeutenden Fortschritt dar.

Im Gebiet der kurzen Radiowellen erwartet man ein Auflösungsvermögen von einigen Bodensekunden. Das wäre für ein Radioteleskop sehr viel und gestattete eine überraschend gute Ortung kosmischer Radioquellen.

Literatur: Umschau in W. u. T., 15. 3. 63, S. 170.

## Der Wirkungsquerschnitt

Der Begriff des Wirkungsquerschnittes spielt in der Atomphysik eine wichtige Rolle. Wenn ein Teilchenstrom der Sorte I auf eine Teilchenmenge (etwa eine dünne Folie) der Sorte II trifft, kommt es u. U. zu bestimmten Reaktionen zwischen den Partikeln. Wir machen nun folgende Annahmen:

- a) Die Teilchen II seien punktförmig;
- b) jedes Teilchen I habe senkrecht zur Stromrichtung den Querschnitt  $\sigma$ ;
- c) eine Reaktion finde dann und nur dann statt, wenn eine II-Partikel innerhalb des vom Querschnitt  $\sigma$  einer I-Partikel durchfegten Zylinders liegt.

$\sigma$  muß nun so ermittelt werden, daß die Reaktionsausbeute in diesem rein geometrisch definierten Ersatzmodell mit der Ausbeute bei einer realen Kollision übereinstimmt, falls in beiden Fällen derselbe Teilchenstrom und dieselbe Teilchendichte der Zielsubstanz vorausgesetzt werden. Der so ermittelte Wert von  $\sigma$  heißt der Wirkungsquerschnitt der betreffenden Reaktion. Es wäre jedoch falsch zu glauben, daß  $\sigma$  mit dem wahren Teilchenquerschnitt (falls es überhaupt sinnvoll wäre, von einem solchen zu sprechen) übereinstimmt, denn der Wirkungsquerschnitt hängt bei gleichen Partikeln in ganz weiten Grenzen auch von der Energie ab, z. B. bei Neutronen.

Um den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  zu berechnen, muß bekannt sein:

1. Die Zahl N der Teilchen des Zieles (II-Teilchen) je  $\text{cm}^3$ ;
2. die Zahl n der I-Teilchen, welche je Sekunde auf  $1 \text{ cm}^2$  der in einer Schicht der Dicke d angeordneten II-Teilchen treffen;
3. die Zahl A der je Sekunde ausgelösten Reaktionen. Dann gilt

$$\sigma = \frac{A}{Nd} \text{ cm}^2.$$

**Beweis:** Wir denken uns aus der Zielsubstanz einen geraden Zylinder mit der Basisfläche  $1 \text{ cm}^2$  heraus-

geschnitten. Sein Volumen ist  $d \text{ cm}^3$ , er enthält also  $Nd$ -Teilchen. Denkt man sich dieselben gleichmäßig über die Basis von  $1 \text{ cm}^2$  verteilt, so entfällt auf eine Fläche von  $\frac{1}{Nd} \text{ cm}^2$  ein I-Teilchen. Wäre nun der Querschnitt der I-Teilchen ebenfalls  $\frac{1}{Nd}$ , dann würde jedes I-Teilchen eine Reaktion auslösen und wir hätten  $A = n$  Reaktionen je Sekunde. Mit anderen Worten: Falls  $A = n$  ist, hat der Wirkungsquerschnitt den Wert  $\sigma = \frac{1}{Nd}$ . Fänden nicht  $n$  Reaktionen je Sekunde statt, sondern nur eine einzige, dann wäre  $\sigma$   $n$ -mal kleiner  $\sigma = \frac{1}{Nnd}$ . Da wir aber voraussetzen, daß sich  $A$  Reaktionen je Sekunde ereignen, muß

$$\sigma = \frac{A}{Nnd}$$

sein, wie eingangs behauptet wurde.

## Untersuchung von Planetenoberflächen

Ein Radarstrahl, der aus zwei senkrecht zueinander polarisierten Wellenzügen besteht, wird auf die Oberfläche des Mondes oder eines erdnahen Planeten gerichtet und von dort wieder zur Erde reflektiert. Die beiden Teilschwingungen haben gegeneinander eine Phasenverschiebung von  $90^\circ$ . Bei der Reflexion an einer glatten Fläche ändert sich der Phasenwinkel nicht, wohl aber beeinflußt eine raue Oberflächenbeschaffenheit denselben, so daß man daraus auf den Grad der Rauigkeit zurückschließen kann.

Derartige Versuche wurden vom California Institute of Technology an der Venus ausgeführt und mit Kontrollmessungen am Mond verglichen. Das Ergebnis spricht für eine glatte und trockene Oberfläche ohne nennenswerte Gebirgsbildungen.

Literatur: Scientific American, August 1962.

## Massenunschärfe und Lebensdauer von Elementarteilchen

Die Unschärfe  $\Delta a$ ,  $\Delta b$  bei gleichzeitiger Messung der kanonisch konjugierten Größen  $a$ ,  $b$  eines Teilchens wird durch die Heisenbergsche Unbestimmtheitsrelation festgelegt

$$\Delta a \cdot \Delta b > h.$$

Als kanonisch konjugiert gelten zwei Größen, deren Produkt die Dimension einer Wirkung hat. Energie und Zeit bilden ein solches Größenpaar. Will man die Gesamtenergie eines Teilchens in einem bestimmten Zeitpunkt feststellen, so begrenzt die Ungleichung

$$\Delta E \cdot \Delta t > h$$

die Präzision der Messung nach unten.

Der letztgenannte Fall tritt ein bei der Rückkehr einer Partikel aus einem angeregten in den Grundzustand unter Energieemission. Die unbekanntere Verweilzeit  $\tau$  im angeregten Niveau repräsentiert die Zeitunschärfe, die Ungenauigkeit der Frequenzmessung die Energieunschärfe. Je größer die Verweilzeit (= mittlere Lebensdauer des angeregten Zustands = Zeitintervall, innerhalb dessen die Hälfte der im angeregten Zustand befindlichen Partikeln diesen wieder verläßt), desto schärfer die emittierte Spektrallinie und umgekehrt.

Wird z. B. ein Gas einem höheren Druck von mehreren Atmosphären ausgesetzt, so kommen die Moleküle einander sehr nahe und die atomaren Coulombfelder geben zu einer Verzerrung des Potentialverlaufs im Raum der Elektronenhülle Anlaß, der den strahlungslosen Abbau der angeregten Zustände begünstigt. Die Verweilzeit wird abgekürzt, die Linien verbreitern sich. Bei  $20 \text{ at}$  besitzt glühender Wasserstoff aus diesem Grunde bereits ein kontinuierliches Spektrum.

Nun liefert bei hoher Energie diese infolge der Einsteinschen Äquivalenzbeziehung einen wesentlichen Beitrag zur Masse des Teilchens. Die Energieunschärfe müßte als Massenunschärfe in Erscheinung treten. Bei sehr kurzlebigen Partikeln ist also eine stärkere Verwischung des Massenspektrums zu erwarten. Leider ist sie nicht einmal beim  $\pi^0$ -Mesonen meßbar, obwohl dessen mittlere Lebensdauer nur  $2 \cdot 10^{-16} \text{ sek}$  beträgt. Aus der Masse des  $\pi^0$ -Mesons von  $264,4$  Elektronenmassen ergibt sich nämlich eine relative Massenunschärfe von lediglich  $4 \cdot 10^{-6}$  und das ist zu wenig, um einwandfrei nachgewiesen zu werden.

1961 wurden jedoch bedeutend kurzlebigere Teilchen entdeckt, die man gelegentlich als Resonanzen bezeichnet. Wir meinen das  $\omega$ - und das  $\eta$ -Meson. Die Massenunschärfe des  $\omega$ -Mesons betrug  $59$  Elektronenmassen, woraus auf eine mittlere Lebensdauer von  $4 \cdot 10^{-23} \text{ sek}$  geschlossen werden kann. Das ist etwa die Zeit, in der das Licht um einen Kerndurchmesser vorrückt!

Ein noch kurzlebigeres System ist die Kombination eines Nukleons mit einem  $\pi$ -Meson, denn die Massenunschärfe des Systems beträgt  $8\frac{1}{3}\%$ . Eine jüngst entdeckte Resonanz weist sogar die enorme Unschärfe von  $16\%$  auf.

Literatur: Umschau i. W. u. T., Heft 3, 1. 3. 63, S. 80.

## Meßergebnisse von Raumsonden

### 1. Der Temperaturverlauf in der Atmosphäre

Beim Erheben von der Erdoberfläche sinkt die Lufttemperatur zunächst um etwa  $7^\circ$  je km, weil mit wachsender Höhe die Erwärmung durch den Erdkörper immer wirkungsloser wird und erreicht  $12 \text{ km}$  über dem Boden ein Minimum von ca.  $200^\circ \text{ K}$ . Dann steigt die Temperatur wieder an, bis sie in  $50 \text{ km}$  Höhe den Wert von  $300^\circ \text{ K}$  erreicht. Als Ursache dieser Erscheinung ist die Absorption der ultravioletten Sonnenstrahlung im Ozon anzusehen. Ab  $50 \text{ km}$  setzt ein neuerlicher Temperaturabfall ein, weil  $\text{CO}_2$  und  $\text{O}_2$  viel infrarote Strahlung emittieren. In  $90 \text{ km}$  Höhe liegt das zweite Temperaturminimum von  $200^\circ \text{ K}$ . Dann aber erfolgt eine gewaltige Zunahme bis auf  $1500^\circ \text{ K}$  in  $300 \text{ km}$  Höhe als Folge der Anregung und Ionisation durch die kurzwelligste U-V-Strahlung der Sonne.

Die Temperaturverteilung hängt auch weitgehend von der Zeit ab. Über  $300 \text{ km}$  wurden Temperaturdifferenzen bis zu  $600^\circ$  festgestellt u. zw. war die Luft am Morgen um diesen Wert kühler als am Nachmittag. Ferner bewirkte eine Steigerung der Sonnenaktivität (merkbar an der Vergrößerung der Fleckenzahl) eine Aufheizung um maximal  $500^\circ$  beim Sonnenfleckennaximum.

## 2. Dichte und chemische Zusammensetzung der Luft

Höhe in km	Dichte in g/cm <sup>3</sup>	Teilchen je cm <sup>3</sup>	Bestandteile
0	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{19}$	N <sub>2</sub> +O <sub>2</sub>
10	$4,1 \cdot 10^{-4}$	$8,6 \cdot 10^{18}$	
100	$2,8 \cdot 10^{-10}$	$6,0 \cdot 10^{12}$	
1000	Fleckenmax. $3,7 \cdot 10^{-19}$ Fleckenmin. $2,4 \cdot 10^{-17}$	$7,1 \cdot 10^4$ $9,1 \cdot 10^5$	N <sub>2</sub> +O
1000—1500	—	—	H+He
1500	—	—	H
über 1500	—	—	H-Plasma (=fast vollständig ionisierter H)

## 3. Magnetfeld

Die magnetische Feldstärke erwies sich bis zu 50000 km über der Erdoberfläche in Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen. In höheren Regionen treten Anomalien auf, die noch nicht erklärt sind. Infolge des sogenannten „Sonnenwindes“ (d. i. der von der Sonne ausgehende Teilchenstrom) weicht das Erdfeld von der Dipolform ab. Die Kraftlinien erfahren eine Verzerrung in der von der Sonne abgewandten Richtung. Im interplanetarischen Raum schwankt die magnetische Feldstärke erheblich, doch scheint das Feld von einigen  $10^{-5}$  Oersted ständig vorhanden zu sein.

## 4. Teilchen

In den beiden Strahlungsgürteln, welche schalenförmig um die Äquatorebene der Erde angeordnet sind, jedoch in einer kegelförmigen Umgebung der Erdachse (Kegelscheitel im Erdmittelpunkt) fehlen, bewegen sich Elektronen und Protonen teils um die Erde herum, teils pendeln sie längs den magnetischen Kraftlinien zwischen Nord und Süd. In der Äquatorebene steigt der Elektronenfluß von  $10^4$  Teilchen/cm<sup>2</sup>·sek in den tieferen Schichten auf  $2 \cdot 10^8$  in 22000 km Höhe und sinkt dann wieder ab.

Die Protonenflußdichte erreicht in derselben Richtung das Maximum von  $3 \cdot 10^4$  Teilchen/cm<sup>2</sup>·sek bei 10000 km. Der Übergang zum freien interplanetarischen Raum vollzieht sich zwischen 60000 und 130000 km. In ihm beträgt die Dichte des Plasmas 10 Teilchen/cm<sup>3</sup>, die eine Geschwindigkeit von etwa 300 km/sek besitzen und von der Sonne herzukommen scheinen. Das entspricht einem Teilchenfluß von  $10^8$  Teilchen/cm<sup>2</sup>·sek. Selbstverständlich verändern sich die angegebenen Werte außerordentlich beim Ansteigen der Sonnenaktivität. Der Impulsfluß des solaren Windes beträgt  $10^{-8}$  bis  $10^{-7}$  dyn/cm<sup>2</sup>. Diese Werte sind das Ergebnis der 2 Monate lange andauernden Messungen der Venussonde. Von ihr wurde eine Partikelgeschwindigkeit von 400—600 km/sek festgestellt, jedoch auch höhere Werte bis 700 km/sek. Die Geschwindigkeit entspricht der Wärmebewegung bei  $2 \cdot 10^5$  bis  $10^6$  Grad.

## 5. Strahlung

Die Ausschaltung der atmosphärischen Absorption der kurzen Wellenlängen ermöglichte eine eingehende Vermessung des U-V-Spektrums der Sonne. Dabei ergaben sich für Wellenlängen über 1026 Å  $5-6 \cdot 10^{10}$  Photonen/cm<sup>2</sup>·sek, d. s. einige erg/cm<sup>2</sup>·sek. Für  $\lambda < 2600$  Å war die Strahlung bei den Sternen frühen Spektraltyps 3 bis 10mal geringer als sich nach den theoretischen Modellen der Sternatmosphären hätte ergeben dürfen.

Das erste  $\gamma$ -Strahlenspektrum erhielt man 1961 vom Explorer XI, der durch volle 5 Monate Daten meldete. Von ihm wurden nur  $\gamma$ -Quanten mit einer Energie über 50 MeV registriert. Die  $\gamma$ -Strahlenastronomie ist überaus wichtig, weil sie über den Ursprung der kosmischen Strahlung, die Bildung und den Zerfall von Mesonen, sowie über Paarvernichtungen weitgehende Aufschlüsse zu liefern verspricht.

Literatur: Umschau i. W. u. T., Heft 5, 1. 3. 63, S. 133ff.

## Europäische Sternwarte auf der Südhalbkugel

Die regionale Verschiedenheit der geistigen Entwicklung der Menschheit bedingte u. a. eine starke Asymmetrie in der Verteilung und Ausrüstung der Sternwarten der Welt. Auf der nördlichen Halbkugel liegen 90% der großen Sternwarten und sämtliche Fernrohre mit mehr als 2 m Öffnung. Das ist sehr bedauerlich, weil der südliche Sternenhimmel zahlreiche Objekte höchster Bedeutung aufweist, deren Erforschung noch nicht mit der wünschenswerten Intensität möglich ist. Man denke etwa an die Magellanschen Wolken und die beiden nächstgelegenen Kugelhaufen.

Daher wurden schon vor 50 Jahren Pläne zur Behebung dieses Übelstandes erwogen (z. B. von K. Schwarzschild), aber nie verwirklicht. 1953 wurde der Gedanke neuerlich von einigen europäischen Astronomen aufgegriffen. 1962 kam es zur Unterzeichnung eines diesbezüglichen Übereinkommens durch Belgien, Frankreich, Holland, Schweden und Westdeutschland. Sehr fördernd wirkte sich dabei der außerordentliche Erfolg des 28-GeV-Synchrotrons der CERN bei Genf aus, das ebenfalls gemeinsamen wissenschaftlichen und finanziellen Anstrengungen vieler europäischer Länder seine Entstehung verdankt. Von seiten der Ford Foundation wird, falls es zum Bau kommt, hierfür ein Betrag von 1 Million Dollar flüssig gemacht werden.

In siebenjährigen eingehenden Untersuchungen klärte man die Frage des Aufstellungsortes mit den günstigsten Luftverhältnissen. In Betracht kommen einerseits mehrere Plätze in Afrika u. zw. in der Südafrikanischen Union, andererseits ein Gebiet in Chile, das nördlich von Santiago liegt.

Die Ausrüstung der Sternwarte mit Teleskopen ist in folgender Weise geplant:

1. Es sind mehrere kleine Instrumente, ein 40-cm-Astrograph und ein 40-cm-Reflektor für photoelektrische Arbeiten vorgesehen.
2. An mittleren Fernrohren soll ein 1-m-Reflektor mit 15 m Brennweite, ein 1,50-m-Reflektor mit 22,5 m Brennweite im Cassegrain-Fokus und 45 m Brennweite im Coudé-Fokus und schließlich noch ein 1-m-Schmidffernrohr mit 3 m Brennweite aufgestellt werden. Die Planung der 3 Teleskope ist bereits im Gange, sie sollen längstens 1966 fertiggestellt sein.
3. Ein großes Teleskop mit 3,5 m Öffnung, das wie das zweite mittlere Instrument mit Cassegrain- und Coudé-Fokus gebaut werden wird. Sein Gesichtskreis wird beträchtlich größer sein als der Gesichtskreis der heute in Gebrauch stehenden Fernrohre dieser Größe. Er wird beispielsweise das Gesichtsfeld des 5-m-Spiegels auf dem Mount Palomar um das 4fache übertreffen! Dieses Kunststück gelingt durch geeignete Verformung des Hauptspiegels, der weder als Kugelfläche noch als Drehparaboloid geschliffen werden wird.

Die Konvention muß noch von den Parlamenten der beteiligten Staaten ratifiziert werden. Sobald dies geschehen ist, beginnen die Bauarbeiten.

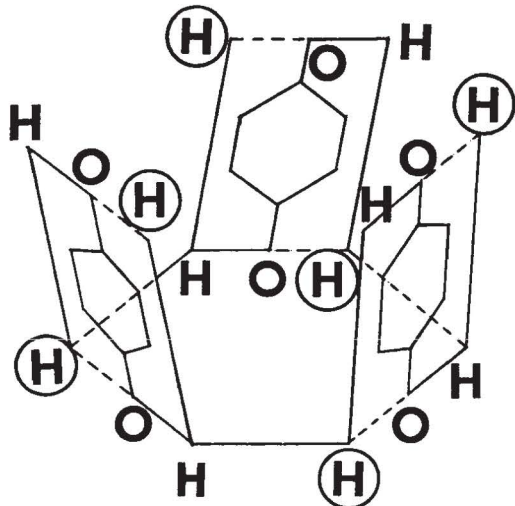
Literatur: Umschau i. W. u. T., Heft 7, 1. 4. 63, S. 217ff.

## Einschluß- und Edelgasverbindungen

In der letzten Zeit gingen verschiedentlich Meldungen über chemische Verbindungen der schwereren Edelgase durch die Presse, welche allgemeine Überraschung hervorriefen. Der Edelgastypus ist bekanntlich durch abgeschlossene Schalen bzw. Unterschalen gekennzeichnet, das chemische Verhalten ist ein solches vollständiger Passivität. Zumindest war diese Meinung noch vor 20 Jahren allgemein verbreitet, bis man durch das Studium der sogenannten Käfig- oder Einschlußverbindungen einer neuen Organisationsform der Materie auf die Spur gekommen war, in deren Konzept auch Bindungen mit Edelgasatomen paßten. Wie unten ausgeführt werden wird, sind dies allerdings keine echten homöo- oder heteropolaren Bindungen, sondern — wie der Name sagt — Strukturen, in denen mehrere Molekeln des einen Stoffes derart etwa durch Wasserstoffbrücken miteinander vernetzt sind, daß sie einen Hohlraum umschließen, in dem andere, geometrisch hineinpassende Moleküle eingesperrt sein können wie der Fuß im Schuh. Die einzige ziemlich schwache dynamische Wechselwirkung zwischen den beiden Molekülsorten besteht in einem solchen Fall aus den van der Waalschen Kräften zwischen den Moleküloberflächen. Es leuchtet ein, daß auch Edelgasatome derart in Gefangenschaft geraten können, aus der sie aber durch Auflösen oder Verdampfen rasch befreit sind. Dennoch sind wir in der Lage, abschließend auch von „echten“ Verbindungen mit Edelgasen zu berichten.

Ein gutes Beispiel für einen Stoff, der Einschlußverbindungen (auch Clathrate genannt), bildet, ist das Hydrochinon  $C_6H_4(OH)_2$ . Je 6 Hydrochinonmoleküle bilden einen Komplex mit Hohlraum, in dem ein Molekül  $SO_2$  oder  $H_2S$  eingeschlossen ist. Der Hohlraumdurchmesser beträgt rund 4 Å. Obwohl  $SO_2$  und  $H_2S$  intensiv riechen, ist die sehr beständige Einschlußverbindung geruchlos. Das ändert sich sofort beim Auflösen in Wasser oder Schmelzen, weil dadurch die Komplexe zerstört werden und die Gase entweichen.

Die Abbildung zeigt die untere Hälfte des Komplexes, in den die zweite kongruente Hälfte verkehrt und um  $120^\circ$  um die vertikale Mittelachse verdreht von oben hineingeschoben zu denken ist. Dadurch ergibt sich der nahezu kugelförmige Hohlraum, in dem für passende Moleküle anderer Art Platz ist.



Die in einen Kreis gezeichneten H-Atome schließen Lücken zwischen benachbarten Hydrochinonmolekülen, gehören aber nicht zu ihnen. Sie stellen die Brücken dar, welche die Komplexbildung ermöglichen. Außer Schwefeldioxyd und Schwefelwasserstoff besitzen auch Methylalkohol und die Edelgase A, Kr, Xe die richtige Größe, um im Hydrochinonkomplex festgehalten zu werden (Wasser oder Äthylalkohol sind zur Komplexfüllung ungeeignet, He, Ne sind offenbar zu klein).

Eine weitere Gruppe von Clathraten sind die Gas-hydrate. Bei genügend tiefer Temperatur bilden die Wassermoleküle Hohlräume und halten darin Gase fest, die in die Flüssigkeit geleitet wurden. Die Wasserkomplexe brechen zusammen, wenn kein fremdes Molekül eingeschlossen wird. Man kennt zwei Typen von Gashydraten. Bei dem einen kommen auf 46  $H_2O$ -Molekeln 8 Füllmoleküle geringerer Größe (etwa  $Cl_2$ ,  $Br_2$ ,  $SO_2$ ,  $CH_4$ ). Beim zweiten Typ wird ein größeres Fremdmolekül (z. B.  $CHCl_3$ ,  $CH_2$ ,  $C_3H_8$ ) von 17 Wassermolekeln umgeben.

Die Bedeutung der Clathrate ist nicht gering zu achten. Man versucht beispielsweise mit ihrer Hilfe das Entsalzen von Meerwasser wesentlich zu verbilligen. Ernstzunehmende Anstrengungen in dieser Richtung sind bereits im Gange.

Die Hohlräume können auch röhrenförmig sein, wie dies bei den Einschlußverbindungen des Harnstoffes der Fall ist. Man spricht dann von Kanalkomplexen. Die Fremdmoleküle liegen in linearer Anordnung im Kanal. Sein Durchmesser von 5 Å erlaubt die Einlagerung von unverzweigten Kohlenstoffketten. Es besteht daher die Möglichkeit, die Moleküle der verschiedenen Komponenten eines Flüssigkeitsgemisches lediglich durch Ausnützung ihrer geometrischen Form zu trennen. So ist die Entfernung jener Paraffine aus dem Schmieröl, welche in der Kälte erstarren, durch Behandlung mit Harnstoff ohne chemische Veränderung möglich und wurde auch schon patentiert.

Selbstverständlich gibt es auch Edelgashydrate. Sie sind allerdings nur dann beständig, wenn entweder bei Normaldruck die Temperatur sehr tief oder bei  $0^\circ C$  der Druck sehr hoch ist. Das stabilste Edelgashydrat wird von Xe gebildet. Es zersetzt sich bei 1 at Druck und  $-3,4^\circ C$  oder bei  $0^\circ C$  und 1,5 at Druck. Für Argonhydrat lauten die entsprechenden Daten: 1 at und  $-43^\circ C$  bzw.  $0^\circ C$  und 105 at.

Wie schon betont, handelt es sich bei den Hydraten um keine echten chemischen Verbindungen. Vor kurzer Zeit wurde jedoch festgestellt, daß durch Photo- oder Stoßanregung Edelgasionen mit anderen Ionen für winzige Bruchteile von Sekunden eine echte chemische Verbindung eingehen können. Der Nachweis erfolgte spektroskopisch durch Ermittlung der Linien, welche solche Moleküle beim Zerfall emittieren oder massenspektrometrisch. Man hat auf diese Weise  $XeO$ ,  $KrO$ ,  $ArHg$  und das  $He_2^+$ -Ion gefunden.

Kurzlebige Edelgasverbindungen entstehen auch, wenn in einem Molekül ein instabiles Atom vorkommt und dieses beim radioaktiven Zerfall ohne gleichzeitige Zerstörung des Moleküls in ein Edelgasatom übergeht. Aus einer Tritium-Wasserstoffmolekel kann auf diese Weise durch  $\beta$ -Zerfall des Tritons für  $10^{-4}$  sek ein  $He^3$ -H-Ion entstehen.

Die erste beständige Edelgasverbindung hat N. Bartlett 1962 dargestellt. (Siehe Proc. chem. Soc., London, 1962, S. 218). Aus Xe und  $PtF_6$  erhielt er  $XePtF_6$  in Form eines festen orangefarbenen Körpers. Es dürfte sich um ein Ionenmolekül  $Xe^+ \cdot PtF_6^-$  handeln.

Auf Grund der Publikation Bartletts setzte in den USA eine eifrige Forschungstätigkeit ein, die bald Früchte trug. Man erhielt  $XeF_4$ , wenn Xe und Fluor eine Stunde lang auf  $400^\circ C$  erhitzt und danach auf  $-78^\circ C$  abgekühlt wurden. Die farblosen Kristalle dieser Substanz sind im trockenen Zustand durchaus stabil. Sie zerfallen bei Zutritt von  $H_2$  in elementares Xe und HF. In Deutschland gelang im gleichen Jahr R. Hoppe die Herstellung von  $XeF_2$ . Ein Gemisch von Xe und F wurde bei Zimmertemperatur elektrischen Entladungen ausgesetzt und dann auf  $-78^\circ C$  abgekühlt. Bei langsamem Erwärmen wandelte sich  $XeF_2$  in  $XeF_4$  um. Weitere stabile Xenonverbindungen sind  $XeOF_3$ ,  $XeOF_4$ . Auch Radon verbindet sich auf ähnliche Weise mit Fluor.

In Philadelphia, USA, kühlte man 1 Mol Krypton und 2 Mol Fluor auf  $-188^\circ C$  ab. Beim Druck von 10 torr bildeten sich unter dem Einfluß einer elektrischen Entladung farblose Kristalle von stabilem  $KrF_4$ .

### Literatur:

1. Umschau i. W. u. T., Heft 6, 15. 3. 1963, S. 171 ff.
2. Chemie f. Labor u. Betrieb, März 1963, S. 98 ff.
3. Proc. chem. Soc., London, 1962, S. 218.

# Die Stereostruktur von Hämoglobin

Den Nobelpreis für Chemie erhielten 1962 die Chemiker J. C. Kendrew und M. F. Perutz für die Röntgenstrukturanalyse der Proteinmoleküle Myoglobin und Hämoglobin. Durch Myoglobin, das den Sauerstoff speichert, kommt die rote Farbe des Fleisches zustande. Hämoglobin ist der Farbstoff der roten Blutkörperchen. Nachdem die chemische Konstitution der beiden Stoffe aufgeklärt war (E. B. Edmondson u. C. H. Hirs, The Amino-Acid Sequence of Sperm Whale Myoglobin. Nature Bd. 190, 1961, S. 663. Ferner: G. Braunitzer et al., Die Konstitution des normalen adulten Humanhämoglobins. Hoppe-Seyler's Zschr. f. phys. Chemie, Bd. 325, 1961, S. 283), erhob sich die schwierige Frage nach der räumlichen Anordnung der Atomgruppen in solchen Riesenmolekülen. Daß dieses Beginnen nahezu aussichtslos schien, erhellt aus folgenden Zahlen:

- a) **Myoglobin** hat ein fünfstelliges Molekulargewicht, spaltet bei vollständiger Hydrolyse in 152 Aminosäuren auf, und seine Proteinkette enthält 2400 Atome C, N, O. Es ist aus einer Hämgruppe und einer Proteinkette aufgebaut.
- b) **Hämoglobin** ist noch komplizierter, denn es besteht aus 4 Hämgruppen und 4 Polypeptidketten, d. s. insgesamt ca. 10000 Atome.

Die Tatsache, daß wir heute die chemische Konstitutionsformeln der zwei Stoffe mit ihren genauen Aminosäuresequenzen kennen, grenzt schon ans Wunderbare. Dennoch schreckten Kendrew und Perutz vor dem noch viel heikleren Problem der sterischen Analyse nicht zurück, nahmen die Arbeit auf und führten sie erfolgreich zu Ende. Dabei stützten sie sich im wesentlichen auf die Methode der Röntgenstrahlinterferenzen, die bei der Reflexion an materiellen Raumgittern auftreten. Diese Methode geht auf den genialen Einfall M. v. Laue zurück und wurde von Bragg zu einem handlichen Instrument für die Strukturanalyse von Kristallen ausgebaut. Die Grundlage des Verfahrens ist die Bragg'sche Bedingung dafür, daß ein Röntgenstrahl, der unter dem Winkel  $\alpha$  auf den Kristall fällt, von demselben merklich reflektiert wird. Sie lautet

$$n \cdot \lambda = 2 d \cdot \sin \alpha.$$

$\lambda$  ist die Wellenlänge,  $d$  die Gitterkonstante und  $n=1, 2, 3, \dots$  die Ordnung des Reflexionsspektrums. (Praktisch darf man sich auf  $n=1$  beschränken.)

Nachdem man das Bragg'sche Verfahren schon seit Jahrzehnten auf anorganische Kristalle angewandt hatte, wurde mit seiner Hilfe 1934 auch ein Proteinkristall untersucht. Dabei traten jedoch sehr ernste Schwierigkeiten auf, die lange eine restlose Aufklärung der sterischen Struktur der Proteine verhinderten. Um nämlich vom Interferenzmuster des reflektierten Strahls auf die Koordinaten der molekularen Bausteine schließen zu können, müssen von jedem Teilstrahl, der sich in einem Reflex des Musters manifestiert, Wellenlänge, Richtung, Amplitude und Phase bekannt sein.

Die Ermittlung der ersten drei Größen ist ohne weiteres möglich, das Phasenproblem bereitete hingegen großes Kopfzerbrechen. Es wurde 1953 von Perutz durch die Methode der isomorphen Substitution gelöst. Der Einbau eines Schwermetallatoms in das zu untersuchende Molekül ändert das Beugungsmuster in einer für den Phasenwinkel typischen Weise, so daß der Berechnung desselben nichts mehr im Wege steht. Sind aber die vier Parameter jedes Reflexes bekannt, können durch Fourier-Synthese die Bausteine der Molekeln lokalisiert werden. Allerdings enthält das Reflexionsmuster 31000 Einzelreflexe! Man ging daher nicht bis zu den kleinsten Netzebenenabständen von 1,8 Å, sondern untersuchte nur jene 1200 Reflexe, die auf Netzebenenabständen von 5,5 Å und mehr zurückgehen.

Im konkreten Falle wurden 32 parallele Schnitte durch das Molekül gelegt und das Beugungsmuster jedes Schnittes festgestellt. Aus ihm erhielt man, wie oben angedeutet, die Elektronendichteverteilung in dieser Ebene und damit eine „Landkarte“ der Atome. War in einem Bereich des Schnittes die Elektronendichte größer als 0,54 Elektronen je Å<sup>3</sup>, so fertigte man ein geometrisch ähnliches Kunststoffplättchen an. Dann legte man die Plättchen der einzelnen Schnittebenen schichtweise übereinander und erhitzte sie, bis sie aneinander hafteten.

Das war das Raummodell der Riesenmoleküle. Es glich entfernt einem lockeren Knäuel von einigen wenigen Würmern und deckte sich gut mit den Vorstellungen, die man — natürlich bedeutend vager — schon vorher auf Grund theoretischer Erwägungen davon entwickelt hatte.

Das Hämoglobinmolekül als Ganzes erfüllt einen fast kugelförmigen Raum von  $64 \times 55 \times 50 \text{ Å}^3$  Inhalt.

Die Meisterleistung von Kendrew und Perutz bedeutet einen gewaltigen Fortschritt auf dem Gebiete der Biochemie.

**Literatur:** H. Zahn, Die Aufklärung der Raumstruktur von Myoglobin und Hämoglobin. Chemie für Labor und Betrieb, März 1963, S. 89ff.

## Gekrümmte Lichtleiter

Die geradlinige Ausbreitung des Lichtes gehört zu den ältesten physikalischen Erfahrungen des Menschen. Um so erstaunlicher ist es, daß die Technik trotzdem imstande war, in dieser Hinsicht der Natur ein Schnippchen zu schlagen. Und zwar gelang dieses Kunststück unter Ausnutzung der Totalreflexion.

Trifft auf die ebene Endfläche eines langen Glaszylinders mit einem bestimmten Brechungsindex unter einem großen Einfallswinkel ein Lichtstrahl, so wird ein Teil des Lichtes reflektiert, der Rest tritt in die Glasmasse ein. Der gebrochene Strahl erreicht wieder irgendwo die Mantelfläche. Dort erleidet er eine neuerliche Teilung in eine Komponente, welche den Zylinder verläßt und in eine zweite, die im Inneren bleibt. Nach einigen Hin- und Herbängen des im Glas laufenden Strahls ist dieser bis zur Unmerklichkeit geschwächt.

Bei Verkleinerung des Einfallswinkels kommt es jedoch alsbald zur Totalreflexion am Mantel und der einfallende Strahl verbleibt ständig innerhalb des Stabes, bis er das zweite Ende erreicht. Der Grenzwinkel  $\gamma$  zwischen einfallendem Strahl und Stabachse hängt vom Brechungsindex des Glases ab und ist ziemlich groß. Alles Licht, das innerhalb eines Drehkegels vom Öffnungswinkel  $2\gamma$  (Kegelachse ist die Stabachse) auf die Endfläche fällt, verläßt ohne die geringsten Brechungsverluste das Glas am anderen Ende. Die einzige Dämpfung rührt von der Absorption im Glaskörper. Es spielt auch keine Rolle, wenn der Stab gekrümmt ist, vorausgesetzt, sein Durchmesser bleibt klein gegen den Krümmungsradius, weil eine geringfügige Richtungsänderung der Mantelfläche die Totalreflexion nicht aufhebt.

Auf diese Weise ist eine fast verlustlose Lichtfortpflanzung entlang eines gekrümmten Leitpfades möglich und kann zur Ausleuchtung schwer zugänglicher Orte benützt werden. Eine Bildübertragung gelingt allerdings so nicht. Außerdem ist ein stärkerer Glasstab nicht flexibel und daher beispielsweise für medizinische Zwecke kaum geeignet.

Biessamkeit erreicht man durch Bündelung sehr vieler äußerst dünner zylindrischer Glasfasern. Wenn man sie außerdem noch gegeneinander optisch isoliert, ist auch das Problem der Bildübertragung gelöst. Denn wenn ein Linsensystem das zu übertragende Bild des Gegenstandes in der Endfläche entwirft, wird von jeder Faser ein winziges Flächenelement des Bildes ohne Änderung der relativen Helligkeit ans andere Ende weitergeleitet. Dort entsteht dann dasselbe Mosaik von Lichtpunkten, in das entlang das Bild von den Fasern zerlegt wurde. Es kann von einem Linsensatz in der gewünschten Weise weiter umgeformt werden.

Zum Zwecke der optischen Isolierung werden die Fasern von einer dünnen Mantelschicht aus einem Material umgeben, dessen Brechungsindex kleiner ist als der des Glases. Dadurch erfolgt die Totalreflexion innerhalb jeder Faser.

Die Herstellung derartiger Fasern geschieht so, daß flüssiges Glas durch eine feine Öffnung, welche von einer Ringheizung umgeben ist, abwärts fließt, wobei ihm vor dem Passieren der Öffnung die Substanz der Mantelschicht umhüllend (ebenfalls flüssig) zugeleitet wird. Der feine Faden erstarrt sofort unterhalb der Düse und die optisch dünnere Hülle bleibt am Faden fixiert.

Normalerweise beträgt der Faserdurchmesser 0,05 mm (d. s. 400 Fasern auf 1 mm<sup>2</sup>), für Sonderfertigungen kann man aber sogar bis 0,005 mm hinuntergehen.

Die Verwendungsmöglichkeiten des gekrümmten Lichtleiters sind ungemein vielfältig.

### 1. Beleuchtung und Beobachtung unzugänglicher Stellen wie Körperhöhlen usw.

Für diesen Zweck sind zwei Lichtleiter erforderlich, einer aus optisch isolierten, der andere aus nicht isolierten Fasern gebildet. Die Aufgabe des ersten ist die Beobachtung der Vorgänge in der vom zweiten beleuchteten Region. Er trägt daher an den Enden zusätzliche optische Einrichtungen. Der zweite dient nur zur Übertragung des Lichtes von der Lichtquelle an den Beobachtungsort. Die geometrische Anordnung ist die folgende:

In den Beleuchtungsstrang wird von der Seite her der Beobachtungsstrang eingeführt (ähnlich wie ein Schlauch in die Blutbahn gebracht wird) und in der Mitte des Beleuchtungsstranges, der ihn als Hohlzylinder umgibt, bis zur gewünschten Stelle geführt.

### 2. Chiffrierte Bilder

Durch gegenseitige zopfartige Verflechtung der Fasern werden die Bildelemente, aus denen sich der Querschnitt zusammensetzt, untereinander vertauscht und das Bild

zur Unkenntlichkeit entstellt. Nur der Besitzer eines zweiten kongruenten Lichtleiters ist in der Lage, die alte Ordnung der Bildelemente wieder herzustellen und das Bild normal zu sehen.

### 3. Verlustlose Spaltbeleuchtung

Die übliche Beleuchtung eines Spaltes durch Einbringen in einen breiten Lichtstrom ist denkbar unökonomisch, da der größte Teil des Lichtes verlorengelht. Die Benützung eines Lichtleiters ändert die Verhältnisse von Grund auf. Die der Lichtquelle zugewendeten Faserenden erfüllen am Anfang eine Kreisfläche. Führt man sie nicht zueinander parallel weiter, sondern verändert allmählich den Strangquerschnitt zu einem schmalen Rechteck von der Größe und Form des auszuleuchtenden Spaltes (etwa wie eine Zahncremetube gegen das untere Ende zusammengequetscht wird), dann fällt der gesamte ursprüngliche Lichtstrom nur auf den Spalt. Das Licht wird zu 100% ausgenützt. Von Vorteil ist auch der große Öffnungswinkel  $2\gamma$  (die Apertur) des Lichtleiters. Sie ergibt sich aus den Brechungsexponenten  $n_1$ ,  $n_2$  der Materialien von Kern und Mantel der Fasern gemäß

$$\sin \gamma = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}.$$

Für  $n_1 = 1,75$ ,  $n_2 = 1,55$  wird beispielsweise  $2\gamma = 108^\circ 40'$ .

### 4. Bestimmung von $n$ aus einer Energiemessung

Statt den Öffnungswinkel direkt zu messen, wird mit einer Photozelle eingangs- und ausgangsseitig die Lichtenergie festgestellt und daraus mittels der angegebenen Formel auf  $\gamma$  und einen der beiden Brechungsexponenten geschlossen. Die Genauigkeit von Energiemessungen ist bekanntlich sehr groß.

**Literatur:** Umschau i. W. u. T., Heft 16, 15. 8. 62, S. 508 und S. 510.