

## Universität, MPI für medizinische Forschung und Akademie der Wissenschaften, Heidelberg

Anlässlich des 60. Geburtstages von Prof. Dr. H. Kopfermann am 26. April 1955 hatten sich zahlreiche bekannte Physiker aus dem In- und Ausland zu einer Tagung unter dem Thema „Kernphysik und Kernmomente“ zusammengefunden.

**PLACZEK, Princeton (USA): Kristalldynamik und Neutronenstreuung.**

Vortr. gab einen Überblick über die Theorie der Winkel- und Energieverteilung unelastisch in einem Kristallgitter gestreuter Neutronen. Dabei ergab sich, daß die Form der Verteilungsfunktionen stark von dem Spektrum der Gitterschwingungen abhängt, so daß es möglich sein muß, durch Beobachtung unelastisch gestreuter Neutronen Aussagen über das Schwingungsspektrum zu bekommen. Das Spektrum wiederum gibt Aufschlüsse über die Bindungsverhältnisse im Kristall und ist für die Theorie der spezifischen Wärmen von Bedeutung. Für Aluminium wurden detaillierte Berechnungen der zu erwartenden Verteilungsfunktionen mitgeteilt und mit diesen aus den experimentellen Ergebnissen das Schwingungsspektrum des Aluminiums sehr genau festgelegt.

**P. SCHERRER, Zürich: Neuere Experimente über Richtungskorrelation und Supraleitung.**

Die Messung von Kernmomenten instabiler Kerne und angeregter Kernzustände kurzer Lebensdauer ist mit den üblichen Methoden nicht möglich. Bei angeregten Kernzuständen mit Lebensdauern von etwa  $10^{-6}$  bis  $10^{-9}$  sec bietet dagegen die Beeinflussung der Winkelkorrelation sukzessiver  $\gamma$ -Strahlen durch äußere Felder eine Methode zur Messung der Kernmomente.

Emitteert ein Kern zwei aufeinander folgende Strahlungen, so ist die Winkelverteilung der zweiten Strahlung in Bezug auf die Richtung der ersten Strahlung im allgemeinen anisotrop, da die Wahl der Emissionsrichtung der ersten Strahlung als Bezugsrichtung einer Polarisation der Kerne gleichkommt. Die Winkelkorrelation zwischen sukzessiven Strahlungen hängt von den Drehimpulsen der drei beteiligten Niveaus und dem Multipolcharakter der Strahlungen ab. Da es nur wenige Kaskaden mit gut meßbaren, nicht isotropen Winkelverteilungen und geeigneten Lebensdauern gibt, ist dieses Meßverfahren auf wenige Kerne beschränkt. Am günstigsten erschien die  $\gamma$ -Kaskade am  $^{111}\text{Cd}^1$ .

Die „reine“ Richtungskorrelation läßt sich nur beobachten, wenn die Kerne nicht durch elektrische oder magnetische Felder beeinflusst sind, d. h. keine Wechselwirkung von Magnetfeldern mit dem magnetischen Kernmoment oder von inhomogenen elektrischen Feldern mit dem Kernquadrupolmoment vorliegt. Andererseits bietet die Existenz derartiger Störungen bei Richtungskorrelationen die Möglichkeit, durch quantitative Messung dieser Beeinflussung das magnetische Moment und das Quadrupolmoment des Kernes im Zwischenzustand zu messen.

Das  $^{111}\text{Cd}$  hat den Hüllenspin  $J = 0$ , ist also diamagnetisch, der Cd-Kern kann demnach als frei betrachtet werden. Bei Anlegen eines äußeren Magnetfeldes tritt eine Kopplung des magnetischen Kernmomentes mit dem Magnetfeld ein, so daß die Kerne um die magnetische Feldachse präzedieren. In der Zeit zwischen Aussendung der sukzessiven  $\gamma$ -Strahlen ändert der Kern infolge der Präzession seine Raumrichtung, wodurch die Winkelkorrelation mit wachsender Feldstärke und damit ansteigender Präzessionsgeschwindigkeit immer mehr verwischt wird. Die quantitative Messung dieses Effektes liefert das magnetische Moment des Zwischenzustandes, sofern dessen mittlere Lebensdauer bekannt ist.

Wie erwähnt, wird die Winkelkorrelation auch bei Vorhandensein eines elektrischen Quadrupolmomentes durch dessen Wechselwirkung mit einem inhomogenen elektrischen Feld gestört. Da sich hinreichend große Feldgradienten experimentell nicht erreichen lassen, ist man auf den Einbau aktiver Kerne in einen Einkristall angewiesen. Für alle Kerne ist dann der Feldgradient gleich und die Symmetrieachse des Feldes hat die gleiche Richtung. Die elektrische Wechselwirkung bewirkt, daß die Kernspins um die Kristallachse präzedieren (diamagnetische Hülle angenommen). Beide Präzessionsrichtungen sind im Gegensatz zur magnetischen Präzession gleich wahrscheinlich. Legt man nunmehr zusätzlich in Richtung der Symmetrieachse ein äußeres Magnetfeld an, so bewirkt dieses seinerseits eine Präzession der Kerne in nur einer Richtung. Durch Wahl geeigneter Magnetfeldstärken lassen sich „elektrische“ und „magnetische“ Prä-

zessionsfrequenz dem Betrage nach gleichmachen, so daß die Hälfte der Kerne raumfest stehen bleibt, was Anlaß zu einem Maximum in der Anisotropie der Winkelverteilung der  $\gamma$ -Kaskade gibt. (Dieses gilt für den Kernspin  $I = 1$ , bei höheren Kernspins treten verschiedene Präzessionsfrequenzen auf.)

Mit Hilfe der Richtungskorrelation erscheint es ferner möglich, Aussagen über den inneren Zustand supraleitender Stoffe zu gewinnen. Während man mit elektrischen und magnetischen Feldern nicht in das Innere von Supraleitern eindringen kann, unterliegen die in einem solchen eingebetteten aktiven Kerne den innermolekularen Feldern. Durch Untersuchung der Winkelkorrelation oberhalb und unterhalb der Sprungtemperatur hat man eine Möglichkeit, die Veränderung dieser Felder zu messen. Die Experimente ergaben innerhalb von 2% bei mehreren Proben keine Änderung der Winkelkorrelation bei Unterschreiten der Sprungtemperatur und somit auch keinen Nachweis einer Elektronenkopplung unterhalb der Sprungtemperatur.

Vortr. berichtete ferner über das Problem der Feststellung der „reinen“ (ungestörten) Richtungskorrelation, da sich ergab, daß diese von der Art der Quellenherstellung abhängig ist<sup>1)</sup>.

**A. BOHR, Kopenhagen: Über neuere Arbeiten am Institut für theoretische Physik, Kopenhagen.**

Vortr. berichtete über neuere Untersuchungen, deren Ziel es war, mit Hilfe des *unified nuclear model* die Eigenschaften stark deformierter Kerne, wie sie zwischen  $A = 150$  und  $A = 190$  auftreten, zu verstehen. Die Theorie in ihrer bisherigen Form war noch nicht befriedigend. Bei den neuen Rechnungen wurden folgende Verbesserungen gegenüber der ursprünglichen Theorie eingeführt: 1) Während bisher die kollektive Bewegung der Nukleonen als wirbelfreie Strömung behandelt wurde, werden jetzt auch Strömungsformen mit  $\text{rot } \mathbf{v} \neq 0$  zugelassen. 2) Die Bewegung der Nukleonen wird durch die Kopplung an das Kernbindungsfeld sicher nicht vollständig beschrieben, sondern es bleibt eine Restwechselwirkung zwischen den einzelnen Nukleonen zu berücksichtigen. Um dies zu erfassen, wird grob vereinfachend für äquivalente Nukleonen außerhalb abgeschlossener Schalen eine Restkopplung eingeführt. Durch geeignete Wahl der Art und Größe dieser Kopplung konnte erreicht werden, daß die sich aus der Theorie ergebenden elektrischen Kernquadrupolmomente im ganzen Bereich gut mit den experimentellen Werten übereinstimmen.

**W. A. FOWLER, Cambridge: Energy generation and element synthesis in stars.**

Vortr. gab zunächst einen kurzen historischen Abriss über die verschiedenen Theorien, durch die die Energieerzeugung in Sternen erklärt werden sollte. Die ursprüngliche Ansicht, daß die zur Licht- und Wärmeemission nötige Energie durch die Kontraktion der Sterne geliefert wird, ist unhaltbar, da sie auf Lebensdauern für die Sterne führt, die klein gegen das Weltalter sind. Eddington wies 1920 als erster darauf hin, daß statt dessen wahrscheinlich Kernprozesse als Energiequelle in Frage kommen, bei denen im Verlauf eines Reaktionszyklus 4 Protonen zu einem Helium-Kern zusammengebaut werden; in jedem solchen Prozeß werden 26 MeV Energie frei. Bisher sind zwei mögliche Reaktionszyklen bekannt: 1) Der von *Bethe* und *Weizsäcker* behandelte C-N-Cyclus, der vom  $^{12}\text{C}$  ausgeht und in dessen Verlauf durch Einbau von Protonen und  $\beta^+$ -Zerfall  $^{15}\text{N}$  entsteht, das dann bei der Reaktion mit einem weiteren Proton  $^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$  ergibt. 2) Der Proton-Proton-Cyclus bei dem über  ${}^2\text{D}$  und  ${}^3\text{He}$  direkt das  ${}^4\text{He}$  aufgebaut wird.

Um zu entscheiden, ob der Energiehaushalt der Sterne durch einen dieser beiden Cyklen bestimmt wird und welcher von ihnen dabei die wesentliche Rolle spielt, war es nötig, die Wirkungsquerschnitte für den Einfang thermischer Protonen durch die an den Cyklen beteiligten Kerne zu messen. Mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten ergab sich dann aus der Temperatur der Protonen und der Dichte der Reaktionspartner, die beide aus astronomischen Beobachtungen bekannt sind, die Absoluthäufigkeit der Prozesse und damit die durch sie freiwerdende Energie. Es zeigt sich, daß bei Sonnentemperatur der C-N-Cyclus und der p-p-Cyclus mit etwa gleicher Wahrscheinlichkeit ablaufen und daß die durch sie gelieferte Energie ausreicht, um den Energieverlust durch Abstrahlung zu decken. Auch für die übrigen

<sup>1)</sup> Vgl. *Helv. physica Acta* 27, 547, 637 [1954].

Sterne der Hauptserie (*main sequence stars*) erhält man befriedigende Übereinstimmung mit den astronomischen Beobachtungen.

Schwieriger ist es, den Energiehaushalt solcher Sterne zu erklären, die nach Ausweis ihres Spektrums wesentlich nur aus Helium bestehen. Der bei der Zusammenlagerung von zwei  ${}^4\text{He}$ -Kernen entstehende  ${}^8\text{Be}$ -Kern ist nicht stabil, jedoch könnte die  ${}^4\text{He}$ -Konzentration in diesen Sternen so groß sein, daß innerhalb der Lebensdauer des  ${}^8\text{Be}$  mit genügender Wahrscheinlichkeit ein weiterer  ${}^4\text{He}$ -Kern eingefangen wird. Dadurch entsteht ein stabiler  ${}^{12}\text{C}$ -Kern und es werden pro Reaktion 8 MeV Energie frei. Durch weitere Anlagerung von  ${}^4\text{He}$ -Kernen und darauf folgende  $\beta$ -Zerfälle entstehen immer schwerere Kerne, bis man zu Elementen gelangt, bei denen der Packungsanteil ein Minimum erreicht; hier muß die Reaktionskette abbrechen, da in der Sternatmosphäre nur thermische  ${}^4\text{He}$ -Kerne zur Verfügung stehen, deren Energie nicht ausreicht, um die ab dieser Stelle endotherme Anlagerung an einen Kern zu ermöglichen. Das Abbrechen der Reaktionskette spiegelt sich in der relativ großen Häufigkeit der Elemente, die beim Minimum der Packungsanteilkurve liegen (*metal peak*), wieder. Der Aufbau von Elementen größeren Atomgewichts ist wahrscheinlich durch successiven Neutronen-Einfang und  $\beta$ -Zerfall zu erklären.

D. FRISCH, Oxford: *Induced magnetic dipole transitions within protons and neutrons.*

Vortr. berichtete über Messungen der absoluten Wirkungsquerschnitte für Streuung von  $\gamma$ -Quanten mit Energie zwischen 40 und 140 MeV an verschiedenen leichten (Be, C) und schweren (Cu, Pb) Kernen durch Pugh, Frisch und Gomez. Die Arbeiten wurden mit dem Bremsstrahlbündel des MIT-Synchrotrons ausgeführt.

Bei schweren Kernen erhält man eine kohärente Streuung an den als frei anzusehenden Protonen in genauer Analogie zur klassischen Thompson-Streuung, wenn man die Kernstruktur durch einen — dem Vorbild der Elektronenhülle genau analogen — Formfaktor berücksichtigt. Unter Annahme einer homogen geladenen Kernkugel ergibt sich beste Übereinstimmung mit den Experimenten für  $R_0 = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-13}$  cm. Bei den leichten Kernen ergeben sich gegenüber der klassischen Thompson-Streuung deutliche Abweichungen. Die mangelnde Meßgenauigkeit läßt vorläufig noch keine genaueren Vergleiche mit der Theorie zu, die Experimente sollen deshalb fortgesetzt werden. Vortr. vermutet einen Zusammenhang der anomalen Streuung mit dem durch magnetische Dipolstrahlung hervorgerufenen Übergang vom Zustand  $s = 1/2$  nach  $s = 3/2$  der Protonen im Zusammenwirken mit virtuellen Übergängen der  $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ -Reaktion.

O. R. FRISCH, Cambridge: *Neuere Experimente am Cavendish Laboratory, Cambridge.*

Es wurde über die Untersuchung verschiedener Kernprozesse berichtet, die durch den Beschuß von  ${}^{19}\text{F}$  mit Protonen diskreter Energie ausgelöst werden. Man erhält im wesentlichen zwei Reaktionen: der entstehende, hochangeregte Zwischenkern  ${}^{20}\text{Ne}$  kann entweder in  ${}^{16}\text{O} + {}^4\text{He}$  oder in  ${}^{19}\text{F} + p$  zerfallen; in beiden Fällen kann das  ${}^{16}\text{O}$  bzw. das  ${}^{19}\text{F}$  in einem angeregten Zustand zurückbleiben, der dann durch  $\gamma$ -Emission in den Grundzustand zurückkehrt. Bei der zweiten Reaktion hat man es mit einer Streuung des Protons am  ${}^{19}\text{F}$  zu tun, die sich der reinen Rutherford-Streuung überlagert.

Die beschleunigten Protonen wurden durch einen Magneten monochromatisiert und die Energie der Sekundärteilchen mit Hilfe eines zweiten Magneten bestimmt. Durch Messung der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse, der Winkelverteilung der Sekundärteilchen bezogen auf den primären Strahl und der Winkelverteilung der von den angeregten Kernen ausgesandten  $\gamma$ -Strahlung erhielt man Informationen über Lage, Parität und Spin der Energieniveaus der beteiligten Kerne. Aus der Abhängigkeit der Resonanzstreuung vom Streuwinkel ergeben sich insbes. Aussagen über die Wahrscheinlichkeit, daß ein gestreutes Proton beim Streuprozess seine Spinrichtung umkehrt.

Der zweite Teil des Vortrages befaßte sich mit der Bestimmung der Drehimpulsquantenzahl für das  ${}^{210}\text{Bi}$  (RaE), das durch Neutronenanlagerung an natürliches Bi im Uran-Brenner gewonnen wurde; die verwendete Probe hatte eine Gesamtaktivität von etwa 15 mC. Es wurde eine normale Rabi-Apparatur benutzt und die *flip-in*-Methode angewandt; um genügend Intensität am Auffänger zu erhalten, mußte mit verhältnismäßig breiten Spalten gearbeitet werden. Als Detektor dienten Bleche, deren Aktivität

nach jeweils 20 min Belichtung in Abhängigkeit von der Hochfrequenz gemessen wurde. Aus den gefundenen zwei Übergangsfrequenzen ergab sich  $I = 1$  für  ${}^{210}\text{Bi}$ .

H. M. FOLEY, Oxford: *Hyperfine spectra of diatomic molecules.*

Vortr. berichtete über die allgemeine Theorie der Hyperfeinstruktur in zweiatomigen paramagnetischen Molekeln; dabei wurden für die verschiedenen Kopplungsfälle nach Hund Hyperfeinstrukturaufspaltungsformeln angegeben. Anwendungen der Theorie wurden an Messungen am  ${}^{16}\text{O}-{}^{17}\text{O}$  und an der NO-Molekel diskutiert. Über die Theorie und die Messungen ist bereits an anderer Stelle ausführlich berichtet worden<sup>2)</sup>.

N. RAMSEY, Oxford: *Über die Molekelkonstanten von  $\text{H}_2$  und  $\text{D}_2$ .*

Vortr. berichtete über neue experimentelle Bestimmungen wichtiger Molekelkonstanten der  $\text{H}_2$ - und der  $\text{D}_2$ -Molekel. Die große Genauigkeit der Messungen mit Hilfe der Rabi'schen Molekelstrahl-Resonanzmethode, konnte insbes. dadurch erzielt werden, daß im C-Feld das vom Vortr. angegebene hochfrequente magnetische Wechselfeld einer „Doppelhaarnadel“ eingestrahlt wurde.

Bemerkenswert war die Genauigkeit, mit der folgende besonders wichtigen Molekelkonstanten bestimmt werden konnten: Das Magnetfeld  $H'$ , welches am Ort eines der beiden Kerne in der Molekel infolge der Rotation der Gesamtmolekel und der diesen entsprechenden Ladungsverteilung herrscht; die Abschirmungskonstante oder diamagnetische Korrektur  $\sigma$ ; ferner die magnetischen Rotationsmomente  $\mu_R$  beider Molekeln in den beiden ersten angeregten Rotationszuständen sowie der Kernquadrupol-Kopplungskonstanten  $eQq_{zz}$  in der  $\text{D}_2$ -Molekel. Die Kenntnis dieser letzten Größe erlaubt eine sehr genaue Berechnung des Quadrupolmomentes des D-Kerns, da die Feldinhomogenität des elektrischen Feldes am Ort des D-Kerns nach Rechnungen von Nord-sieck gut bekannt ist. Es ergibt sich für das Quadrupolmoment der Wert  $Q(\text{D}) = (2,738 \pm 0,014) \cdot 10^{-27}$  cm<sup>2</sup>.

W. PAUL, Bonn: *Über elektrische Massenfilter.*

Berichtet wird über Arbeiten mit elektrischen Massenfiltern am physikalischen Institut der Universität Bonn<sup>3)</sup>. Die Wirkungsweise der Filter beruht auf Stabilitätseigenschaften von Ionenbahnen in zeitlich periodischen elektrischen Feldern.

Bei einer ersten Anordnung wurde ein zylindersymmetrisches Feld benutzt und Ionen in Richtung der Zylinderachse eingeschossen. Diese führen unter dem Einfluß des Feldes Schwingungen senkrecht zur Flugrichtung aus, deren Amplitude je nach Ionenmasse beschränkt bleibt oder stark anwächst; im ersten Fall gelangt das Ion auf den am Feldende aufgestellten Auffänger, im zweiten Fall trifft es auf eine Elektrode und scheidet damit aus dem Ionenstrom aus. Die Parameter waren so gewählt, daß der durchgelassene Massenbereich sehr eng war, so daß immer nur eine Massenzahl stabilisiert wurde; er konnte durch Änderung der Feldfrequenz über die Massenskala hinweggeschoben werden. Auf diese Weise war es möglich, die Rubidium-Isotope  ${}^{85}\text{Rb}$  und  ${}^{87}\text{Rb}$  einwandfrei zu trennen. Bei einem Auflösungsvermögen von 1:250 erreichen 10% der Ionen den Auffänger.

Zur quantitativen Isotopentrennung soll eine Variante dieser Anordnung verwendet werden. Die verschiedenen Isotope führen beim Durchfliegen des Zylinderfeldes Querschwingungen aus, deren Frequenz von der Masse und der Feldfrequenz abhängt, mit dieser jedoch nicht übereinstimmt. Überlagert man nun ein zusätzliches Wechselfeld, dessen Frequenz gleich der Schwingungsfrequenz eines der Isotope ist, so werden dessen Schwingungsamplituden aufgeschaukelt und das Isotop dadurch aus dem Strahl entfernt. Es ist so möglich, aus einem Isotopengemisch ein bestimmtes Isotop zu entfernen. Die Anwendbarkeit des Verfahrens konnte experimentell bestätigt werden.

Bei einer weiteren Anordnung wird ein kugelsymmetrisches Feld benutzt, das einen „Käfig“ für Ionen diskreter Masse darstellt. Die Ionen werden durch Elektronenstoß innerhalb des Feldes erzeugt, das durch ein zweischaliges und ein einschaliges Hyperboloid begrenzt wird. Das Gerät soll als Massenspektrometer verwendet werden; bei einer Änderung der Feldfrequenz sind nacheinander für verschiedene Massen stabile Bahnen möglich, die auf das Innere des Käfigs beschränkt bleiben. Die Anwesenheit stabilisierter Ionen auf solchen Bahnen wird durch die Rückwirkung auf den erregenden HF-Kreis nachgewiesen.

[VB 713]

<sup>1)</sup> Physic. Rev. 88, 1337 [1952].

<sup>2)</sup> Paul u. Steinwedel, Z. Naturforsch. 8a, 448 [1953]; Paul u. Raether, Z. Physik 140, 262 [1955].