

Untersuchungen bei einer Temperatur von  $41,5^\circ$  innerhalb von 5–32 Stunden zugrunde gehen.

Es würde zu weit führen, die zahllosen Querverbindungen weiter aufzudecken, welche den theoretisch eingestellten Biologen mit dem praktisch arbeitenden Arzt ständig verknüpfen (W. HOLZER, Wien, „Exakte wissenschaftliche Grundlagen einer physika-

lischen Therapie oder Empirie?“). Der Verfasser hofft jedoch, in den vorstehenden skizzenhaften Ausführungen angedeutet zu haben, daß die Förderung dieser Zusammenarbeit, die bislang von Erfolg war, um so nutzbringender sein wird, je lebensnäher von beiden Seiten Wunsch und Gabe erbeten und geboten werden: Saluti agrorum! O. STIERSTADT.

## Kurze Originalmitteilungen.

Für die kurzen Originalmitteilungen ist ausschließlich der Verfasser verantwortlich.

### Über das Berylliumatom mit der Masse 8.

Das Beryllium kommt bekanntlich in der Natur nur als Isotop mit der ungefähren Masse 9 vor; für die Kernphysik spielt aber das Berylliumisotop mit der ungefähren Masse 8 eine mindestens ebenso wichtige Rolle. Die Bildung dieses Berylliumisotops wurde von F. KIRCHNER an Hand von Nebelkammeraufnahmen der Umwandlung von Bor durch Protonen<sup>1</sup>, später von englischen Forschern noch an einigen anderen Umwandlungsprozessen<sup>2</sup> einwandfrei festgestellt. Soweit es sich dabei um *angeregte* Berylliumkerne handelt, scheinen sie nach unmeßbar kurzer Zeit in zwei  $\alpha$ -Teilchen zu zerfallen<sup>3</sup>; die Frage nach der Stabilität bzw. nach der Lebensdauer des Beryllium<sup>8</sup>-Kernes im *Grundzustand* konnte dagegen bisher noch nicht experimentell entschieden werden<sup>4</sup>.

Wir haben die Frage nach der Stabilität des unangeregten Beryllium<sup>8</sup>-Kernes in folgender Weise geprüft: Die Masse des bei dem Prozeß  $B^{11}(p; \alpha)Be^8$  gebildeten  $Be^8$  kann, wie man aus der Energiebilanz dieses Prozesses entnehmen kann, nur wenig von der doppelten Heliummasse abweichen; wenn daher der  $Be^8$ -Kern in zwei  $\alpha$ -Teilchen zerfällt, dann müssen die Emissionsrichtungen dieser beiden  $\alpha$ -Teilchen einen verhältnismäßig kleinen Winkel miteinander bilden, da ja der

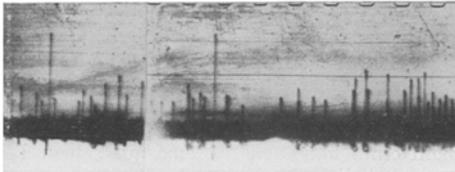


Fig. 1. Ionisationsstöße von  $\alpha$ -Teilchen der Umwandlung von  $Bor^{11}$  durch Protonen; die großen Ausschläge rühren von dem gleichzeitigen Eintritt zweier  $\alpha$ -Teilchen her, die durch den Zerfall des unangeregten Beryllium<sup>8</sup>-Kernes entstanden sind.

$Be^8$ -Kern vom primären Umwandlungsprozeß her eine beträchtliche Rückstoßenergie ( $2,9 \cdot 10^6$  e-Volt) besitzt. Wir haben deshalb unsere Ionisationskammer mit Proportionalverstärker so nahe (3,5 mm) an das mit Protonen beschossene Borpräparat (Durchm. 0,5 mm) herangebracht, daß vom Borpräparat ausgeschleuderte Teilchen, die einen Winkel bis zu  $50^\circ$  miteinander einschlossen, *gleichzeitig* in die Ionisationskammer eintreten und somit einen entsprechend vergrößerten Ausschlag hervorrufen konnten. Die Ausschläge wurden mittels einer BRAUNschen Röhre beobachtet und photographisch registriert; einen Teil der so erhaltenen Filmstreifen

<sup>1</sup> F. KIRCHNER, Physik. Z. 34, 781 (1933) — Naturwiss. 22, 480 (1934). — F. KIRCHNER u. H. NEUERT, Physik. Z. 34, 897 (1933).

<sup>2</sup> J. D. COCKCROFT u. W. B. LEWIS, Proc. roy. Soc. Lond. 154, 246 (1936). — M. L. OLIPHANT, A. E. KEMPTON, LORD RUTHERFORD, Proc. roy. Soc. Lond. 150, 241 (1935).

<sup>3</sup> P. I. DEE u. C. W. GILBERT, Proc. roy. Soc. Lond. 154, 279 (1936). — W. B. LEWIS, W. E. BURCHAM, W. Y. CHANG, Nature 139, 24 (1937). — W. A. FOWLER, C. C. LAURITSEN, Physic. Rev. 51, 1103 (1937).

<sup>4</sup> Die in den zusammenfassenden Berichten von P. JORDAN [Erg. exakt. Naturwiss. 16, 92 (1937)] und von S. FLÜGGE u. A. KREBS [Physik. Z. 38, 14 (1937)] geäußerte Ansicht, der unangeregte  $Be^8$ -Kern sei durch Nebelspuren in der Wilson-Kammer nachgewiesen worden, ist unzutreffend. Vgl. hierzu auch F. KIRCHNER, H. NEUERT u. O. LAAFF, Ann. der Phys. 39, 532 (1937).

zeigt die Fig. 1. Die Zahl der anormal großen Ausschläge, die nur von dem gleichzeitigen Eintritt von zwei  $\alpha$ -Teilchen in die Ionisationskammer herrühren können, nähert sich bei großem Öffnungswinkel der Meßapparatur ( $50^\circ$ ) der bei der verwendeten Protonenenergie beobachteten Zahl der weitreichenden  $\alpha$ -Teilchen des Prozesses  $B^{11}(p; \alpha)Be^8$ . Bei kleinerem Öffnungswinkel wird sie beträchtlich kleiner; bei dem für die sonstigen Messungen verwendeten normalen Abstand der Ionisationskammer ist sie praktisch gleich Null. Störungen durch den gleichzeitigen Eintritt zweier  $\alpha$ -Teilchen des Prozesses  $B^{11}(p; \alpha)Be^8$  sind bei unseren Versuchsbedingungen nicht zu befürchten, selbst wenn man für das Anregungsniveau des  $Be^8$  bei  $2,85 \cdot 10^6$  e-Volt eine Breite von  $\pm 2 \cdot 10^6$  e-Volt annimmt. Auch Störungen durch zufällige Koinzidenzen kommen nicht in Frage.

Damit ist der experimentelle Nachweis erbracht, daß der unangeregte  $Be^8$ -Kern mit verhältnismäßig geringer Energie in sehr kurzer Zeit in zwei  $\alpha$ -Teilchen zerfällt. Die Größe der Zerfallsenergie und damit auch die genaue Masse des  $Be^8$  können wir aus der Abhängigkeit der Zahl der anormal großen Ausschläge von dem Öffnungswinkel der Meßapparatur berechnen; nach unseren bisherigen Ergebnissen liegt sie zwischen 40 und 120 kV.

Köln, Physikalisches Institut, den 17. November 1937.  
F. KIRCHNER. O. LAAFF. H. NEUERT.

### Bemerkung zu unserer Mitteilung: „Deformationsmechanismus, Quellungsanisotropie und Feinstruktur von Hydratcellulosegelen“.

(Naturwiss. 1937, Heft 32, S. 524.)

Herr O. KRATKY, Wien, hat uns freundlichst darauf hingewiesen, daß unsere obengenannte kurze Mitteilung bedauerlicherweise den Eindruck erwecken könnte, als ob die Ergebnisse unserer Arbeiten im Gegensatz zu den seinen stünden.

Wir haben jedoch in unserer kurzen Notiz lediglich zum Ausdruck bringen wollen, daß eine von ECKLING und KRATKY angebahnte und von KRATKY weiter entwickelte mathematische Theorie der Deformation stark gequollener Objekte mit stäbchenförmigen Teilchen<sup>1</sup> für die Beschreibung des Verhaltens der von uns untersuchten sehr stark gequollenen Cellulosexanthogenat- und Cellulosefäden versagt. In späteren Arbeiten über die Deformation der Hydratcellulose ist KRATKY aus anderen Gründen als wir, und zwar vor uns, gleichfalls zu dem Ergebnis gekommen, daß bei der Hydratcellulose *netzartige* Strukturen angenommen werden müssen, und hat dies mehrfach klar betont<sup>2</sup>. In unseren zwei ausführlichen Mitteilungen, deren eine inzwischen im Novemberheft der Kolloidzeitschrift erschienen ist und deren zweite im Dezemberheft derselben Zeitschrift veröffentlicht wird, haben wir dies selbstverständlich auch zum Ausdruck gebracht und alle Arbeiten KRATKYS berücksichtigt, auf die sich übrigens die theoretischen Ansätze zu unserer eigenen Arbeit stützen.

Wir legen Wert darauf, unter Verweisung auf unsere obengenannten Veröffentlichungen auch an dieser Stelle Herrn O. KRATKY nachdrücklich anzuerkennen als einen der Autoren, die vor uns zu der Vorstellung von Netzstrukturen in Gelen, und zwar insbesondere bei Cellulosegelen, gekommen sind.

Als das Hauptergebnis unserer eigenen Arbeiten betrachten wir, außer der Bestätigung und näheren Begründung

\* J. H. WILLIAMS, W. H. WELLS, J. T. TATE, E. L. HILL, Physic. Rev. 51, 434 (1937).

<sup>1</sup> Kolloid-Z. 64, 213 (1933).

<sup>2</sup> O. KRATKY, Kolloid-Z. 70, 14 (1935); vgl. BREUER, KRATKY u. SAITO, Kolloid-Z. 80, 139 (1937).