Zeitschrift:	Helvetica Physica Acta
Band:	14 (1941)
Heft:	III
Artikel:	Untersuchung der Kernreaktionen an Stickstoff und Schwefel unter Einwirkung von Neutronen
Autor:	Huber, P.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-111177

### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. <u>Mehr erfahren</u>

#### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. <u>En savoir plus</u>

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. <u>Find out more</u>

### Download PDF: 07.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

# Untersuchung der Kernreaktionen an Stickstoff und Schwefel unter Einwirkung von Neutronen<sup>1</sup>)

von P. Huber.

(30. IV. 1941.)

### 1. Einleitung.

Durch den Massenspektrographen lassen sich die Massen der Atome mit grosser Genauigkeit bestimmen. Es ist ebenfalls möglich, durch Messung der Energietönung bei Kernreaktionen eine Massenbestimmung auszuführen, sofern bei der Umwandlung nur ein einziges Element unbekannter Masse auftritt. Im allgemeinen liefern die zu grosser Leistungsfähigkeit gebrachten Massenspektrographen die genaueren Werte; trotzdem haben die Untersuchungen von Kernreaktionen ihre besondere Bedeutung. Abgesehen davon, dass sie eine Kontrolle der massenspektroskopischen Ergebnisse liefern, die bekanntlich zu einer Neubestimmung des Massenverhältnisses O<sup>16</sup>:He<sup>4</sup> geführt hat<sup>2</sup>), können durch Kernreaktionen Massen von radioaktiven oder sehr selten vorkommenden Isotopen bestimmt werden, die für massenspektroskopische Untersuchungen ausser Betracht fallen, wie z. B. die Elemente H<sup>3</sup> und He<sup>3</sup>. Kernreaktionen liefern ausserdem Aufschluss über Anregungszustände von Kernen und die Art eintretender Reaktionen. Aus Anregungsfunktionen, d. h. Ausbeutemessungen in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Teilchen, lassen sich theoretische Ergebnisse für den Bau der Kerne prüfen, die gewonnen wurden auf Grund bestimmter Annahmen über die Kernstruktur.

In der vorliegenden Arbeit sollen die Kernumwandlungen untersucht werden, die durch langsame Neutronen an Stickstoff und durch schnelle Neutronen (2,7 MeV) an Schwefel erzeugt werden. Stickstoff ist eines der Elemente, an welchem zuerst durch schnelle Neutronen ausgelöste Reaktionen festgestellt

<sup>2</sup>) BETHE, Phys. Rev. 47, 633 (1935); OLIPHANT, KEMPTON und RUTHERFORD, Proc. Roy. Soc. 150, 241 (1935).

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>) Habilitationsarbeit E.T.H.

wurden<sup>1</sup>). Es sind zwei Kernumwandlungen bekannt, wobei Protonen oder  $\alpha$ -Teilchen als Produkte auftreten:

$$N^{14} + n^1 \rightarrow N^{15} \swarrow \frac{B^{11} + He^4}{C^{14} + H^1}.$$

Der  $(n, \alpha)$ -Prozess besitzt eine Energietönung von -0.43 MeV<sup>2</sup>). Die Messung der Energietönung des Protonenprozesses ermöglicht eine Bestimmung der Masse des Kohlenstoffisotops C<sup>14</sup>.

Wird die (n,p)-Umwandlung in einer Ionisationskammer hervorgerufen, so ist es schwierig, bei Benützung von schnellen Neutronen die Reichweite der entstehenden Protonen so klein zu halten, dass ein "Randeffekt" vernachlässigt werden kann und trotzdem gleichzeitig noch Sättigung des durch die Trümmer hervorgerufenen Ionenstroms erreicht wird. Es ist daher für die (n,p)-Reaktion zweckmässig, langsame Neutronen zu verwenden. Dies erheischt aber eine empfindliche Verstärkeranordnung, da die Energietönung des (n,p)-Prozesses nur ungefähr 0,6 MeV beträgt.

Unter Einwirkung von schnellen Neutronen auf Schwefel ist sowohl eine Umwandlung mit Protonen als auch eine solche mit  $\alpha$ -Emission zu erwarten<sup>3</sup>):

$$S^{32} + n^1 \longrightarrow S^{33} \xrightarrow{\checkmark} Si^{29} + He^4$$
$$\searrow P^{32} + H^1,$$

Über Energietönung und Ausbeute dieser Reaktionen liegen noch keine Messungen vor. Aus den massenspektroskopisch ermittelten Massen ist für den  $(n, \alpha)$ -Prozess eine positive Energietönung zu erwarten<sup>4</sup>). Die (n, p)-Reaktion liefert eine Massenbestimmung von  $P^{32}$ ; genaue Kenntnis der Energietönung ist daher erwünscht.

Für die Massenbestimmung wurden die monochromatischen Neutronen der d-d-Reaktion verwendet. Sie erzeugen die Kernumwandlungen in einer mit SO<sub>2</sub> gefüllten Ionisationskammer. Die bei den Prozessen gebildeten Ionen werden mit Hilfe eines linearen Verstärkers in Verbindung mit einem Schleifenoszillographen nachgewiesen. Durch Eichung des Verstärkers wird es möglich, die Grösse der Ionenmenge absolut zu bestimmen.

164

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>) FEATHER, Proc. Roy. Soc. 136, 709 (1932); MEITNER und PHILIPP, Naturw. 20, 929 (1932).

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>) BALDINGER und HUBER, Helv. Phys. Acta 12, 330 (1939).

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>) CICHOCKI U. SOLTAN, C. R. 207, 423 (1938); FERMI, Proc. Roy. Soc. 146, 483 (1934); POOL, CORK U. THORNTON, Phys. Rev. 52, 239 (1937); BOOTH U. HURST, Proc. Roy. Soc. 161, 248 (1937); AMBROSEN, Zeitschr. f. Phys. 91, 43 (1934).

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>) LIVINGSTON u. BETHE, Rev. mod. Phys. 9, 345 (1937).

### 2. Neutronenquelle.

Die zur Erzeugung der Neutronen gebrauchte Apparatur wurde in einer früheren Arbeit beschrieben<sup>1</sup>). Ein bis zu 120 kV beschleunigter Kanalstrahl aus schwerem Wasserstoff wird magnetisch ausgeblendet und trifft auf eine Schicht von schwerem Eis. Bild 1 zeigt die Kanalstrahlröhre. Der als Metalldewargefäss ausgebildete Präparatträger ist in Fig. 2 im Schnitt dargestellt. Bild 3 zeigt



Fig. 1. Kanalstrahlröhre.

eine Ansicht des Trägers. Er enthält eine Kupferplatte, die mit flüssiger Luft gekühlt ist. Der Behälter für flüssige Luft ist durch ein dünnwandiges Neusilberrohr wärmeisoliert. Der Platte gegenüber endigt ein Röhrchen, das zu einem Gefäss mit schwerem Wasser führt. Auf der Kupferscheibe schlägt sich beim Öffnen des Verbindungshahnes eine  $D_2O$ -Eisschicht nieder. Während der Messungen wird diese Schicht alle sechs Minuten erneuert. Der Präparatträger dient zugleich als Faradaykäfig, in dem der Ionenstrom fortwährend gemessen wird. Um eine ungefälschte Strommessung zu erhalten, wird der Käfig in das homogene Feld eines

<sup>1</sup>) BALDINGER, HUBER u. STAUB, Helv. Phys. Acta 11, 245 (1938).

starken Elektromagneten gestellt, sodass die Sekundärelektronen zur Strommessung keinen Beitrag liefern können.

Die Beschleunigungsspannung wird von einem Transformator unter Anwendung der Greinacherschaltung geliefert. Die Hochspannung wird mit einem Potentiometer von  $1,5 \cdot 10^9 \ \Omega$  gemessen. Ein statisches Voltmeter von 4000 Volt liegt an einem Teilwiderstand des Potentiometers. Durch ein Starke-Schröder-Voltmeter geschieht die Eichung der Anlage. Die Gasentladungs-



Schnitt des Präparatträgers.

spannung wird von einem Transformator in Einweggleichrichtung geliefert. Der negative Pol der Hochspannung ist über eine Ventilröhre geerdet, die den Gesamtstrom der Anlage auf 10 mA begrenzt, was besonders bei der Formierung der Kanalstrahlröhre mit den vielen Gasausbrüchen erwünscht ist.

### 3. Ionisationskammer.

Zur Untersuchung von Kernreaktionen eines gasförmigen Stoffes eignet sich die Ionisationskammer vorzüglich; der Stoff wird eventuell mit Zusatzgasen als Füllung der Kammer benützt. Zur Erzielung eines homogenen elektrischen Kammerfeldes ist die Auffängerplatte mit einem Schutzring umgeben. Dadurch werden, was für absolute Messungen notwendig ist, ein gut bestimmtes Zählvolumen und eine leicht und genau zu berechnende Kapazität

### Kernreaktionen an Stickstoff und Schwefel.

erhalten. Die in Fig. 4 im Schnitt gezeichnete Ionisationskammer ist ganz aus Eisen gebaut und als Druckkammer für 15 ata berechnet. Das Zählvolumen kann durch auswechselbare Platten von 2, 3 und 4 cm Durchmesser verändert werden. Die Hochspannungsplatte wird von drei dicken Cibanithaltern getragen. Die Spannungszuführung besorgt ein in einer Kapillare eingeschmolzener Draht. Diese Zuführung wird auf die Kammer aufgeschraubt und durch Gummi gedichtet.

Die mit dem Gitter der ersten Röhre verbundene Elektrode der Ionisationskammer ist durch Cibanit vom geerdeten Gehäuse iso-



Fig. 3. Präparatträger.

liert. Bei den Stickstoffmessungen wurde diese Platte mit Picein in die Kammer eingekittet. Die Dichtungsstellen hielten dem benützten Druck stand, ohne Schaden zu leiden. Für die Untersuchung der Schwefelreaktionen diente  $SO_2$  (von 3 ata) als Füllgas. Bei diesem Gas, welches Picein wie weissen Siegellack angreift, bewährte sich Schwefel gut als hochisolierendes Dichtungsmaterial.

Findet in der Ionisationskammer eine Kernreaktion statt, so bilden die auseinanderfliegenden Kernbruchstücke längs ihrer Bahnen Ionen. Ein elektrisches Feld von 11000 Volt/cm sammelt die Ionen auf der mit dem Gitter verbundenen Auffängerelektrode. Diese hohe Feldstärke ist notwendig, um Sättigung zu erreichen. Die nötige Spannung wird von einem Netzanschlussgerät geliefert, wobei die Spannungsschwankungen kleiner als 10<sup>-4</sup> Volt sein müssen, damit die Empfindlichkeit des Verstärkers ausgenützt werden kann. Die Glättung der durch Gleichrichtung erhaltenen Spannung erfolgt durch eine Siebkette.

Verläuft eine Kernreaktion in der Ionisationskammer ohne Emission von  $\gamma$ -Strahlen, so finden wir die bei der Umwandlung frei werdende Energie als kinetische Energie der Trümmer. Wenn die Trümmer keine Neutronen enthalten, wird die ganze kinetische Energie der Teilchen innerhalb der Kammer zur Ionisation der Atome verbraucht. Derselben Kernreaktion mit monochroma-



Ionisationskammer im Schnitt.

tischen Neutronen entsprechen daher immer dieselben Ionenmengen und der Oszillograph am Ausgang des linearen Verstärkers zeigt gleiche Ausschläge an. Wenn ein in der Reaktion gebildetes Teilchen nicht seine gesamte Energie im Zählvolumen der Ionisationskammer verliert, so wird nur ein Teil seiner Energie gemessen. Dies ist besonders bei Umwandlungen mit Protonenbildung zu beachten, weil die Reichweite der Protonen meistens sehr gross ist. Bei Energiemessungen ist durch Wahl des Gasdruckes dafür zu sorgen, dass die Reichweiten der entstehenden Kerne klein sind gegen die Dimensionen des Zählvolumens, sodass ein "Randeffekt" nicht zu berücksichtigen ist.

### 4. Linearer Verstärker<sup>1</sup>).

Die Aufgabe des linearen Verstärkers besteht darin, die durch Kernreaktionen in der Ionisationskammer erzeugten Ladungsmengen proportional so weit zu verstärken, dass sie mit einem

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>) GREINACHER, Z. Phys. **36**, 364, 1926 und **44**, 319, 1927; WYNN-WILLIAMS u. WORD, Proc. Roy. Soc. **131**, 391, 1931; JOHNSON, Phys. Rev. **50**, 170, 1936; DUNNING, Rev. of. Sc. Instr. **5**, 387, 1934; G. Frh. v. DROSTE, Z. f. Phys. **110**, 84, 1938; BALDINGER, HUBER u. STAUB, Helv. Phys. Acta **11**, 245, 1938.

Oszillographen nachweisbar werden. Im besonderen wurde hier versucht, eine möglichst empfindliche Anordnung zu treffen. Es gelang, den Störpegel des Verstärkers so tief zu halten, dass Energien von 0,2 MeV noch bequem zu registrieren sind. Fig. 5 zeigt das Schaltschema des auf Grund einer genauen Rechnung konstruierten Verstärkers.

Dem Nachweis kleinster Energien ist durch den natürlichen Störpegel der Verstärkeranordnung eine untere Grenze gesetzt. Dieser Störpegel besitzt verschiedene Quellen: Thermisches Rauschen der Eingangswiderstände, Schroteffekt der Verstärkerröhren, Spannungsschwankungen der Netzanschlussgeräte, mechanische bzw. akustische Erschütterungen von Ionisationskammer und Verstärker. Die letzten beiden Störquellen lassen sich durch soliden Aufbau und gute Lagerung von Verstärker und Ionisationskammer



Schaltschema des linearen Verstärkers.

weitgehend ausschalten. Auch die Netzanschlussgeräte können durch Siebglieder so weit geglättet werden, dass ihr Anteil am Untergrund ausser Betracht fällt. Das Rauschen der Widerstände tritt infolge der thermischen Bewegung ihrer freien Elektronen ein. Bei freiem Gitter wird dessen Potential durch die Gitterströme bestimmt. Das Gleichgewicht stellt sich so ein, dass der positive (Ionenstrom und von der Ionisationskammer zufliessender Strom bei positiver Kammerspannung) und der negative Gitterstrom gleich gross sind. Durch statistische Schwankungen dieser Ströme ändert sich das Gleichgewichtspotential dauernd und erzeugt einen gewissen Untergrund. Experimentell hat sich gezeigt, dass dieser Anteil des Störpegels (die benützten Röhren-Daten werden später angegeben) kleiner ist als der durch den Gitterableitwiderstand erzeugte, sodass es sich als vorteilhaft erwies, mit freiem Gitter zu arbeiten. Wird bei einer Kernreaktion in der Kammer durch Ionisation die Ladung q erzeugt, so gelangt von der entstandenen Ladung in der Zeit dt der Anteil

$$dq = \frac{q}{\vartheta} \cdot dt$$

auf die Auffängerplatte der Kammer.  $\vartheta$  bedeutet die Zeit, welche benötigt wird, um die gesamte durch die Ionen dargestellte Ladung q auf die Auffängerplatte zu bringen. Am Gitter der Eingangsröhre liegt dann die Spannung<sup>1</sup>)

$$V_{1}(t) = \frac{Rq}{\vartheta} \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right) \text{ für } t < \vartheta,$$

und

$$V_{\mathbf{1}}(\vartheta) = rac{Rq}{\vartheta} \left(1 - e^{-rac{\vartheta}{\mathrm{RC}}}
ight) \ \mathrm{für} \ t = \vartheta \ .$$

C bezeichnet die Gitterkapazität und R ist bei freiem Gitter durch den Isolationswiderstand Gitter-Kathode bestimmt. Für Zeiten  $t > \vartheta$  fliesst keine Ladung mehr auf die Auffängerplatte; die Spannung am Gitter sinkt nach einem Exponentialgesetz mit der Zeitkonstanten RC. Um eine hohe Empfindlichkeit zu bekommen, müssten C und  $\vartheta$  klein sein. Bei Stickstoffüllung von 10 ata, einer Kammerspannung von 10000 Volt und einer Tiefe von 1 cm wird  $\vartheta \sim 8 \cdot 10^{-4}$  sec.

Die Gitterkapazität einer hier brauchbaren Anordnung beträgt etwa 10 pF. Damit die in der Ionisationskammer entstehende Ladung während der Aufladezeit nicht merklich abfliesst, muss die Zeitkonstante die Bedingung  $RC \gg \vartheta$  erfüllen. Für  $RC = 50 \vartheta$ erreicht  $V_1(\vartheta)$  95% des Maximalwertes q/C, und die zugehörige Gitterisolation muss wenigstens  $4 \cdot 10^9 \Omega$  betragen.

Beim Bau eines Proportionalverstärkers ist die Wahl der ersten Röhre die schwierigste Angelegenheit. Im allgemeinen sollte sie verschiedene Forderungen erfüllen: kleiner Rauschpegel, kleine Gitterkapazität, kleiner Gitterstrom, grosser Eingangswiderstand, nicht mikrophonisch und grosse Spannungsverstärkung. Als erste Röhren sind schon eine ganze Reihe von Typen ausprobiert und benützt worden. Z. B. weisen die Elektrometertrioden einige gute Eigenschaften auf (vorzügliche Gitterisolation, Gitterströme von  $10^{-14} - 10^{-15}$  Amp., geringe Gitterkapazität). Trotzdem sind sie für diese Zwecke nicht sehr geeignet, da ihr Rauschpegel im Vergleich zur Spannungsverstärkung zu gross ist. Um den Eingangs-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>) ORTNER u. STETTER, Z. f. Phys. 54, 449, 1929.

impuls über den Störpegel der Röhre hinwegzuschieben, ist es vorteilhaft, Röhren mit Spannungsverstärkung zu verwenden. Es wurden deshalb drei Röhren ausprobiert, die an anderen Orten bereits mit gutem Erfolg Verwendung fanden.

Die Telefunken Re 134 mit abgenommenem Sockel und mit durch Paraffin ausgegossener Vertiefung erwies sich als gut brauchbar. Die Röhre wird mit 2 Volt geheizt und bei 27 Volt Anodenspannung betrieben. Mit einem Anodenwiderstand von 200000  $\Omega$ ist die Verstärkung 5-6 mal grösser als bei der Philips Elektrometertriode 4060.

Die Telefunken KF 4 wurde als Triode benützt. Die Verstärkung erreicht bei  $V_{h} = 2$  Volt,  $V_{a} = 36$  Volt und einem Anodenwiderstand von 150000  $\Omega$  ungefähr den doppelten Wert der Re 134.



Fig. 6. Ionisationskammer und erste Stufe.

Die Western Electric 262 A ist eine indirekt geheizte Triode. Die Verstärkung ist bei  $V_a = 27$  Volt,  $V_h = 6$  Volt und  $R_a = 200\,000\,\Omega$ annähernd gleich derjenigen der KF 4.

Alle drei Röhren besitzen eine gute statische Gitterisolation, weisen kleine Gitterströme auf und sind zur Verwendung als erste Stufe geeignet. Zu den Messungen wurde die Re 134 benützt, weil sie das günstigste Verhältnis Verstärkung: Rauschpegel aufwies. Sie wurde in einer besonderen evakuierbaren Messingkammer, auf Schwammgummi gelagert, eingebaut, welche an der Ionisationskammer direkt befestigt ist. Bild 6 zeigt Ionisationskammer und erste Stufe. Eine Trockenbatterie liefert die Anodenspannung der Röhre.

Die Hauptverstärkung erfolgt in drei Stufen mit je einer Sylvania Hochfrequenzpenthode 6J7G. Der Verstärkungsfaktor einer Röhre ist 100 bei  $V_a = V_s = 100$  Volt, Ra = 130000  $\Omega$  und  $V_g = -2,5$  Volt. Alle Röhren werden durch Akkumulatoren geheizt und haben automatische Gittervorspannung. Um auch bei Stromstössen eine stabile Lage der Arbeitspunkte auf den Arbeitskennlinien zu gewährleisten, sind die Kathodenwiderstände durch Kapazitäten von 25  $\mu F$  überbrückt. Als Endstufe dient eine Sylvania 6L6, die so betrieben wird, dass der lineare Teil der Kennlinie bei einer Gittervorspannung von -25 Volt beginnt.



Schaltschema der beiden Netzanschlussgeräte



Die Anodenspannungen, mit Ausnahme derjenigen für die erste Röhre, werden durch zwei Netzanschlussgeräte geliefert. Für die ersten zwei Hochfrequenzpenthoden wird die Spannung durch zwei Widerstandssiebglieder auf  $10^{-5}$  Volt geglättet. Die Schirmgitterspannung der ersten Röhre erhält durch ein weiteres Glied im Verstärker eine Glättung auf  $3 \cdot 10^{-6}$  Volt. Da der Stromimpuls der Endpenthode bis 60 mA beträgt, geschieht die Stabilisierung des zweiten Gerätes mit einer Stabilovolt 280/80 und einem dazu passenden Fe—H-Widerstand. In Fig. 7 sind die Schaltanordnungen beider Netzanschlussgeräte angegeben.

Der Untergrund des Verstärkers entspricht bei vollem Betrieb der Hochspannungsanlage Energien von  $\pm$  50000 eV. Dies kommt Stössen von rund 1400 Ionen in der Ionisationskammer gleich.

### 5. Eichung.

Von grosser Wichtigkeit ist die absolute Eichung des Verstärkers: es muss bestimmt werden, wie gross die Ausschläge am Oszillographen werden, wenn bekannte Ladungsmengen auf die Auffängerplatte gelangen. Der Zusammenhang zwischen Ausschlaggrösse und primärer Ladungsmenge, d. h. die Eichkurve des Verstärkers, wird meistens dadurch erhalten, dass in der Ionisationskammer  $\alpha$ -Teilchen mit verschiedenen Reichweiten eingestrahlt werden. Diese Eichung ist leider umständlich und hat den Nachteil, dass, wenn die Kammer mit einem Gas gefüllt ist, es unmöglich ist, eine Eichung zu wiederholen, ohne die Kammer zu entleeren.

Man kann die Kammer auch durch Erzeugung von Influenzladungen bekannter Grösse auf der Auffängerplatte eichen. Bei Benützung von solchen Influenzladungen sind die oben genannten





Registrierungen von Influenzladungen. Die kleinsten Ausschläge entsprechen Energien von 0,24 MeV.

Schwierigkeiten einer Eichung behoben. Dazu wird auf die Hochspannungsplatte gegen Erde ein Spannungsstoss von V Volt gegeben. Die Spannungsstösse entstehen an einem genau bekannten Widerstand, der im Anodenkreis eines Thyratrons liegt. Der Stoss wird erhalten, indem man die negative Gittervorspannung der Röhre über einen kleinen Widerstand kurzschliesst, sodass die Röhre zündet. Durch Wahl verschieden grosser Anodenströme werden die influenzierten Ladungen Q geändert. Q kann absolut angegeben werden, wenn die Kapazität Spannungsplatte-Auffängerplatte bekannt ist. Diese Kapazität kann experimentell gemessen werden. Es ist jedoch genauer, die Kapazität als Schutzringkondensator zu bauen, sodass eine leichte Berechnung der Kapazität möglich ist. Beträgt die Kapazität C Farad, der Spannungsstoss V Volt, so wird auf der Auffängerplatte die Ladung

influenziert, welche am Oszillographen einen Ausschlag der Länge L cm erzeugt. Durch Anlegen verschieden grosser Spannungsstösse (Fig. 8) erhält man die Eichkurve, die den Zusammenhang zwischen Ausschlagslänge und influenzierter Ladung darstellt. Zu jedem Film wird diese Eichkurve neu aufgenommen (Fig. 9). In einer früheren Arbeit wurde eine solche Eichung mit einer Eichung durch Po- $\alpha$ -Teilchen verglichen<sup>1</sup>) und es ergab sich genaue Übereinstimmung.

Die bei einer Kernreaktion ausgelösten Teilchen verlieren ihre Energie durch Ionisation in der Kammer. In einer z. B. mit N<sub>2</sub> gefüllten Kammer braucht es zur Bildung eines Ionenpaares 35,0 eV<sup>2</sup>). Besitzen die Trümmer einer Kernreaktion die Energie E(in eV), so erzeugen sie  $M = \frac{E}{35,0}$  Ionenpaare und auf die Auffängerplatte gelangt die zu messende Ladung

$$Q' = \frac{E}{35,0} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$$
 Clb.



Eichung des Verstärkers mit Hilfe von Influenzladungen.

Zu dieser Reaktion registriert der Oszillograph einen Ausschlag L'. Aus der Eichkurve entnimmt man die zu L' gehörende Ladung Q' und daraus berechnet sich aus obiger Gleichung die Energie E der Reaktion:  $E = \frac{Q'}{\mathbf{1}, \mathbf{6} \cdot \mathbf{10}^{-19}} \cdot 35$  eV.

Die Energiemessung wird gefälscht, wenn die Teilchen im Zählvolumen der Ionisationskammer nur einen Teil ihrer Energie verlieren. Dieser Randeffekt ist unbedeutend, solange die Reichweiten der entstehenden Teilchen klein sind gegen die Dimensionen des Zählvolumens. «-Teilchen erfüllen diese Bedingung im all-

174

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>) BALDINGER u. HUBER, Helv. Phys. Acta 12, 337, 1939.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>) RUTHERFORD, Radiation from Radioactive Subst. 81, 1930.

gemeinen, ohne dass zu grosser Druck verwendet werden muss, bei dem keine Sättigung mehr erreicht wird. Für die Protonen, sowohl der Stickstoff- wie der Schwefelreaktion, war es dagegen unmöglich, gleichzeitig kleine Reichweiten und Sättigung zu erreichen. Bei einer Kammerfüllung z. B. von 3 ata  $SO_2 + 4$  ata Argon und einer elektrischen Feldstärke von 6200 V/cm werden noch 79% des Sättigungsstromes erhalten (Fig. 16).

### 6. Neutronenenergie und Intensität der Neutronenquelle.

Erzeugen Neutronen in der Ionisationskammer Kernreaktionen, so wird durch die Anzahl der gebildeten Ionen die Energie der ausgelösten Trümmer gemessen. Aus dieser Energie kann die Energietönung der Umwandlung berechnet werden, sofern die einfallenden Strahlen bekannte Energie besitzen.

Die in dieser Arbeit benützten Neutronen entstammen einer d-d-Quelle, welche, wie heute angeommen werden kann, ein monochromatisches Spektrum liefert<sup>1</sup>). Die Neutronenenergie hängt ab von der Energietönung des d-d-Prozesses, der Beschleunigungsenergie  $E_d$  der Deuteronen und vom Winkel  $\Theta$ , unter welchem die Neutronen gegenüber dem einfallenden Deuteronenstrahl beobachtet werden. Sie bestimmt sich aus Energie und Impulssatz. Nach den besten Messungen besitzt dieser Prozess eine Energietönung von 3,18 MeV<sup>2</sup>). Der Beobachtungswinkel  $\Theta$ beträgt bei den hier beschriebenen Versuchen null Grad. Die Deuteronen entstehen in einer Gasentladungsstrecke von 36 kV und durchlaufen eine Beschleunigungsspannung von 103 kV. Es ist nun nicht ohne Messung möglich, anzugeben, wie gross der Teil des Gasentladungsspannung ist, der zur Beschleunigung der Deuteronen beiträgt. Die wirkliche Beschleunigungsspannung kann aber aus einer kalorimetrischen Energiemessung des Kanalstrahles erhalten werden, vorausgesetzt, dass eine genaue Kenntnis der Stromes vorhanden ist. Zu diesem Zweck wurde, wie in einem früheren Abschnitt angegeben, der Faradaykäfig in das Feld eines starken Elektromagneten gestellt. Als Kalorimeter dient der bereits beschriebene Faradaykäfig (Fig. 2), dessen Behälter für flüssige Luft sich hiezu vorzüglich eignet und der mit 20 cm<sup>3</sup> H<sub>2</sub>O gefüllt wurde. Zur Bestimmung des Wasserwertes tauchte man eine kleine Heizspirale in das Wasser und führte während fünf Minuten elektrische Energie zu. Die Energiemenge entsprach etwa,

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>) HUDSPETH u. DUNLAP, Phys. Rev. 57, 971, 1940.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>) LIVINGSTON u. BETHE, Rev. mod. Phys. 9, 372, 1937.

wie durch Vorversuche mit dem Kanalstrahl festgestellt wurde, derjenigen des Deuteronenstrahles. In Fig. 10 sind die entsprechenden Messergebnisse aufgetragen und daraus bestimmt sich der Wasserwert des Kalorimeters. Ebenfalls während fünf Minuten führten nun die beschleunigten Deuteronen ihre Energie dem Kalorimeter zu. Fig. 11 zeigt eine Messung. Zwei Kurven wurden aufgenommen, deren Ergebnisse weniger als 2% voneinander abwichen. Die für die Umwandlung benützte Beschleunigungsspannung bestimmt sich aus diesen Messungen zu 121000 Volt. Von den 36 kV Gasentladungsspannung trägt also gerade die Hälfte zur Beschleunigung der Deuteronen bei. Mit diesen Werten ergibt sich die Neutronenenergie für einen Beobachtungswinkel von null Grad zu 2,76 MeV.



Zur Erzeugung der Neutronen wird als Zertrümmerungssubstanz schweres Eis verwendet, welches nach den bisherigen Ausbeutemessungen bei einer Deuteronenenergie von 100 kV total  $3 \cdot 10^5$  Neutronen pro Sekunde und  $\mu$ Amp. liefert<sup>1</sup>). Die für die Kernreaktionen benützten Deuteronen besitzen eine Energie von 121 kV. Dies erhöht die Neutronenzahl auf das 1,62fache. Nach Messungen von KEMPTON, BROWNE und MAASDORP<sup>2</sup>) besteht eine Anisotropie der Neutronenemission, die sich für ein Laboratoriumssystem als Funktion des Beobachtungswinkels  $\Theta$  in der Form

const.  $(1 + 0.8 \cos^2 \Theta)$ 

schreiben lässt. Diese Abhängigkeit muss berücksichtigt werden,

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>) LADENBURG U. KANNER, Phys. Rev. 52, 911, 1937.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>) KEMPTON, BROWNE U. MAASDORP, Proc. Roy. Soc. 157, 396, 1936.

um aus der Gesamtzahl der von der Quelle emittierten Neutronen die in der Vorwärtsrichtung ( $\Theta = 0^{\circ}$ ) ausgesandten zu berechnen<sup>1</sup>).

Die für die Messungen benützte Neutronenquelle liefert unter einem Beobachtungswinkel von null Grad pro Einheit des Raumwinkels  $5,6 \cdot 10^4 \frac{\text{Neutronen}}{\mu \text{Amp. sec.}}$ . Diese Zahl wird benützt, um aus den registrierten Kernreaktionen die Ausbeute zu berechnen.

## 7. Die Untersuchung der Reaktion $N^{14}(n, p)C^{14}$ .

### A. $Messungen^2$ ).

Zur Untersuchung der Stickstoffumwandlung ist es vorteilhaft, wie bereits in einem früheren Abschnitt erwähnt wurde, langsame Neutronen zu verwenden. Dazu werden die in der d-d-Quelle erzeugten Neutronen durch Paraffin verlangsamt. Die in



Stickstoffmessung mit und ohne Abschirmung der langsamen Neutronen durch Cd.

der Reaktion entstehenden Protonen besitzen dann eine Energie von ungefähr 0,5 MeV; ihre Reichweite beträgt in Normalluft 1 cm. Durch Füllung der Ionisationskammer mit Stickstoff von 10 ata wird die Reichweite der Protonen auf 1 mm herabgesetzt; der Randeffekt kann daher vernachlässigt werden. Die Spannung an der Ionisationskammer beträgt 9000 Volt, sodass Sättigung vorhanden ist.

<sup>1</sup>) BALDINGER u. HUBER, Helv. Phys. Acta 12, 339, 1939.

<sup>2</sup>) O. HUBER, P. HUBER u. P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta 13, 209, 1940.

Eine erste orientierende Messung verfolgte den Zweck, den Anteil der langsamen Neutronen an der Ausschlagsverteilung festzustellen. Dazu wurden zwei Registrierungen ausgeführt, die eine ohne, die andere mit Cd-Abschirmung der Ionisationskammer. Die Ergebnisse beider Ausschlagsstatistiken sind in Fig. 12 eingezeichnet, und die Differenzkurve stellt die Zahl der Kernprozesse von Stickstoff mit langsamen "Cd-Neutronen" als Funktion ihrer Energie dar. Die Kurve besitzt ein scharf bestimmtes Maximum. Die Halbwertsbreite beträgt nur  $0.38 \cdot 10^{-15}$  Clb, was einer Energie von ca. 0.08 MeV entspricht. Diese vorläufige Messung zeigte die Brauchbarkeit der Methode; insbesondere erwies sich, dass eine genaue Bestimmung der Reaktionsenergie möglich ist.



Ausschlagsverteilung der N(n, p)C-Prozesse. Kammerfüllung 10 ata  $N_2$ .  $10^{-15}$  Clb entsprechen 0,22 MeV.



Es wurden dann weitere Messungen mit genau ausgeführter Eichung gemacht. Die Fig. 13 und 14 enthalten die Messresultate. Die Ausschläge wurden in 1 mm-Intervalle eingeteilt (entspricht Energieintervallen von 50000 eV) und gezählt, wenn sie von der Mitte des Untergrundes aus gemessen. mindestens 4 mm lang waren. Die Breite des Untergrundes beträgt $\pm$  1 mm. Beide Messkurven sind symmetrisch inbezug auf eine Parallele zur Ordinatenachse durch das Maximum und weisen eine Halbwertsbreite von 0,08 MeV auf.

Da bei der Kernreaktion immer die gleiche Energie frei wird, weil das entstehende radioaktive  $C_6^{14}$  eine Halbwertszeit von drei Monaten besitzt, sollte eigentlich das gemessene Energiespektrum ganz scharf sein. Bei der Messung ist aber eine gewisse Breite aus zwei Gründen zu erwarten:

- 1. Untergrund des Verstärkers von  $\pm$  50000 Volt.
- 2. Einteilung der Ausschläge in mm-Intervalle, die eine Verbreiterung des Spektrums um + 25000 Volt ergibt.

Da beide Ursachen das Energiespektrum sowohl nach grösseren als nach kleineren Energien hin verbreitern, ist zu erwarten, dass die gemessene Kurve symmetrisch wird und eine Gesamtbreite von 150000 eV aufweist; beides stimmt mit dem experimentellen Resultat gut überein. Es ist daher gerechtfertigt, als Grösse der Energietönung die Abszisse des Maximums des gemessenen Energiespektrums zu nehmen.



Fig. 15. Registrierung der N(n, p)C-Reaktionen.

a) ohne b) mit } Cd-Abschirmung der Ionisationskammer.

In zwei Messreihen wurden über 1200 Kernreaktionen registriert (Fig. 13 und 14). Die Maxima beider Kurven liegen übereinstimmend bei 0,55 MeV. Über die Genauigkeit dieses Wertes kann folgendes angegeben werden:

- 1. Die Distanzungenauigkeit der beiden Platten in der Ionisationskammer beträgt  $\pm \frac{1}{20}$  mm, was einer Energieungenauigkeit von  $\pm 0.01$  MeV entspricht.
- 2. Die Eichspannungsstösse sind auf  $\frac{3}{100}$  mV genau angelegt, sodass in der Eichung des Verstärkers ein Fehler von  $\pm 0,01$  MeV entsteht.
- 3. Die Ungenauigkeit beim Zeichnen der Eichkurve und beim Ablesen der Energie ist  $\pm 0.01$  MeV.
- 4. Die Lage des Maximums kann auf  $\pm$  0,01 MeV genau aus der Ausschlagsstatistik bestimmt werden.

Somit erhält man für die Energietönung des N(n,p)C-Prozesses den Wert:

$$Q = 0.55 \pm 0.04$$
 MeV.

Fig. 15 zeigt Registrierungen von N(n, p)C-Umwandlungen.

### B. Bestimmung der Masse von C<sup>14</sup>.

Aus der Energietönung der Kernreaktion

$$N_7^{14} + n_0^1 \rightarrow C_6^{14} + H_1^1 + Q$$

lässt sich die Masse des Kohlenstoffisotops  $C_6^{14}$  bestimmen. Der Wert von  $Q = 0.55 \pm 0.04$  MeV entspricht  $0.00059 \pm 0.00004$ Atomgewichtseinheiten. Setzt man für die Atomgewichte<sup>1</sup>) des Neutrons  $1.00897 \pm 0.00006$ , des Protons (mit Elektron)  $1.00813 \pm 0.00002$  und des Stickstoffs  $14.00750 \pm 0.00008$  ein, so ergibt sich daraus die Masse des  $C_6^{14}$  zu

$$C^{14} = 14,00750 + 1,00897 - 1,00813 - 0,00059 \pm 0,00020$$
  
= 14,00775 + 0,00020.

Dabei stammen in der angegebenen Fehlergrenze nur 0,00004 Atomgewichtseinheiten direkt aus dem Messfehler von Q. Die übrigen 0,00016 Atomgewichtseinheiten sind Fehler der verwendeten Massenwerte. BONNER und BRUBAKER<sup>2</sup>) haben aus Wilsonkammermessungen Q zu 0,62  $\pm$  0,03 MeV bestimmt. Daraus resultiert für das Kohlenstoffisotop die Masse 14,00767. Aus der Reaktion

$$C_6^{13} + D_1^2 = C_6^{14} + H_1^1 + Q$$

erhielt POLLARD<sup>3</sup>) für C<sub>6</sub><sup>14</sup> den Massenwert 14,00775  $\pm$  0,00025, der mit dem hier gemessenen Wert übereinstimmt, wobei die angegebene Fehlergrenze von  $\pm$  0,00025 nur aus der Messungenauigkeit von Qstammt. Aus der  $\beta$ -Aktivität von C<sup>14</sup> erhalten RUBEN u. KAMEN<sup>4</sup>) den Massenwert 14,00768.

### 8. Die Untersuchung der Reaktionen S<sup>32</sup>(n, α) Si<sup>29</sup>, und S<sup>32</sup>(n, p) P<sup>32</sup>.

Die Auslösung der Schwefelumwandlungen geschieht durch schnelle Neutronen von 2,7 MeV Energie in einer mit 3 ata  $SO_2$ gefüllten Ionisationskammer.  $SO_2$  wurde aus chemisch reinem Na<sub>2</sub>SO<sub>3</sub> entwickelt, über  $P_2O_5$  getrocknet und in einem dickwandigen Glasgefäss verflüssigt. Dieses Gefäss konnte dann an die Ionisationskammer angeschlossen werden, um sie mit  $SO_2$  von 3 ata zu füllen.

Viele Vorversuche zeigten, dass mit unseren d-Meutronen sowohl eine  $\alpha$ - als eine p-Reaktion eintritt. Nach LIVINGSTON und

180

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>) LIVINGSTON U. BETHE, Rev. mod. Phys. 9, 373, 1937.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>) BONNER u. BRUBAKER, Phys. Rev. 49, 778, 1936.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>) POLLARD, Phys. Rev. 56, 1168, 1939.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>) RUBEN u. KAMEN, Phys. Rev. 59, 353, 1941.

BETHE<sup>1</sup>) sollten die  $(n, \alpha)$ -Umwandlungen eine positive Energietönung von 0,7 MeV und die (n, p)-Prozesse eine negative Energietönung von 0,9 MeV besitzen. Es war daher zu erwarten, dass die entstehenden  $\alpha$ -Teilchen durch 3 ata SO<sub>2</sub> genügend gebremst werden, damit keine Verfälschung der Ausschlagsstatistik durch den Randeffekt eintritt. Zur Bremsung der Protonen reichen dagegen die 3 ata SO<sub>2</sub> nicht aus. Höherer Druck kann nicht eingefüllt werden, da die 3 ata für Zimmertemperatur bereits den Verflüssigungsdruck für SO<sub>2</sub> darstellen. Es wurde deshalb versucht, durch Zusatz von Argon die Protonenreichweite zu verkürzen. Dies war aber nur in



unzureichendem Masse möglich, weil Schwierigkeiten infolge mangelnder elektrischer Sättigung eintreten. Die Frage der Sättigung wurde besonders untersucht und die Ergebnisse sind in Fig. 16 dargestellt.

### A. Wirkungsquerschnitt des $S(n, \alpha)$ Si-Prozesses.

Wie Vorversuche gezeigt haben, genügt zur Registrierung der  $(n, \alpha)$ -Reaktion ein Kammerdruck von 3 ata SO<sub>2</sub>. Zur Messung des Wirkungsquerschnittes wurde die mit SO<sub>2</sub> gefüllte Ionisationskammer mit schnellen Neutronen beschossen und die im Zählvolumen entstehenden Kernreaktionen registriert. Zwischen den eingestrahlten Neutronen N und den ausgelösten Kernprozessen Z besteht die Beziehung:

$$Z = N \cdot n \cdot \sigma \cdot d .$$

<sup>1</sup>) LIVINGSTON u. BETHE, Rev. mod. Phys. 9, 343, 1937 u nd 9, 345, 1937

In dieser Gleichung bezeichnen:

n die Zahl der S-Kerne pro cm<sup>3</sup> des Zählvolumens,

 $\sigma$  den Wirkungsquerschnitt des Prozesses und

d die Tiefe der Ionisationskammer.

Aus der Messung von Z lässt sich der Wirkungsquerschnitt leicht bestimmen, wenn die Zahl der in das Zählvolumen der Kammer fallenden Neutronen bekannt ist. Diese Zahl ergibt sich nach Abschnitt 6 zu  $2,2 \cdot 10^3 \frac{\text{Neutronen}}{\mu \text{Amp. sec.}}$  in Richtung des einfallenden Deuteronenstrahles.

In Tabelle 1 sind vier unabhängige Messreihen zusammengestellt; zwei davon sind in den Fig. 17 und 18 dargestellt. Die Kammerspannung betrug bei allen Registrierungen 11000 Volt, die Distanz Quelle-Kammer war 17,8 cm.

Tabelle 1.Wirkungsquerschnitt des  $S^{32}(n, \alpha) Si^{29}$ -Prozesses.

	1			
Druck in der Ionisationskammer in ata SO <sub>2</sub>	3,1	3	3	3
Kanalstrom (zeitl. Mittelwert) in $\mu$ Amp	36,6	43	40,7	40
Zahl der registr. Kernprozesse	424	487	326	478
Dauer	18'	18'30''	12'	18'
Wirkungsquerschnitt $\sigma \cdot 10^{25}$ cm <sup>2</sup>	0,63	0,62	0,68	0,68
Messung dargestellt in Fig	17	18		



Aus den vier Messungen, in denen über 1600 Reaktionen ausgezählt

182

wurden, ergibt sich für die  $S(n, \alpha)$  Si-Umwandlung für Neutronen von 2,76 MeV Energie ein Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma = 0.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$$
.

Für die (n,p)-Reaktion kann aus den Messungen kein Wirkungsquerschnitt berechnet werden, da sich der Randeffekt zu störend bemerkbar macht. Fig. 19 zeigt Registrierungen der Schwefelreaktionen.



Fig. 18. Schwefelreaktionen. Kammerfüllung 3 ata  $SO_2$ .

### B. Energietönung der S(n,a)Si-Reaktion.

Aus den im vorhergehenden Abschnitt erwähnten Messungen kann man bei bekannter Ionisierungsarbeit für  $SO_2$  die bei der Reaktion freiwerdende Energie bestimmen. Da aber für dieses Gas keine ausreichenden Daten vorliegen, wurde nach einer Methode gesucht, die unabhängig von der Kenntnis dieser Zahl eine Energiebestimmung zulässt. Nach einigen Vorversuchen hat sich folgendes Vorgehen als brauchbar erwiesen: Zu den 3 ata  $SO_2$ füllt man noch 1 ata Stickstoff in die Kammer ein. Am Stickstoffkern erzeugen die schnellen Neutronen die Reaktionen N $(n, \alpha)$ B und N(n, p)C. Die Energietönung der  $(n, \alpha)$ -Umwandlung ist genau bekannt (Q = -0.43 MeV), sodass bei den hier benützten Neutronen

eine frei werdende Energie von 2,33 MeV auftritt. Diese Stickstoffprozesse werden nun mit den Schwefelumwandlungen zusammen im gleichen Gasgemisch der Ionisationskammer registriert, wobei



Fig. 19. Registrierung der Schwefelreaktionen. Die grossen Ausschläge sind  $S(n,\alpha)$ Si-Umwandlungen.



Ausschlagsstatistik bei einer Kammerfüllung von 2,9 ata  $SO_2 + 1$  ata  $N_2$ .

die  $N(n,\alpha)$  B-Reaktion zur Eichung verwendet wird. Fig. 20 enthält die Resultate einer solchen Messung. Zu den Schwefelreaktionen hinzu treten die  $(n,\alpha)$ -Stickstoffumwandlungen. Auch die N(n,p)C-Reaktion ist zu erkennen, die aber wegen des kleinen Wirkungsquerschnittes nur schwach in Erscheinung tritt. Da für die N $(n, \alpha)$  B-Umwandlung die Energie bekannt ist und die Ladung durch den Verstärker gemessen wird  $(10,24 \cdot 10^{-15}$  Clb entsprechen 2,33 MeV), lässt sich durch eine solche Eichung der Zusammenhang zwischen Ladung und Energie ohne Hilfe der Ionisierungsarbeit finden. Weil die in der Ionisationskammer gebildete Ladung der Energie der Kerntrümmer proportional ist, gilt dieser Zusammenhang allgemein für das benützte Gasgemisch. Im besonderen lassen sich nun die Energien der Schwefelreaktionen angeben.

In Tabelle 2 sind vier Messreihen zur Energiebestimmung zusammengestellt. Die Energie der einfallenden Neutronen beträgt in allen Messungen 2,76 MeV. Die zu den Reaktionen angegebenen Ladungen sind extrapolierte Werte.

8 8 . ()	1			
Kammerfüllung in ata $SO_2 \ldots \ldots$	2,9	2,9	2,9	2,9
Kammerfüllung in ata $N_2 \ldots \ldots$	1,0	1,0	1,0	1,0
Zahl der reg. $S(n,\alpha)$ Si-Prozesse	396	401	411	364
Durch $S(n,\alpha)$ Si-Reaktion freiwerdende				
Ladung in $10^{-15}$ Clb	17,05	17,5	17,4	17,65
Mittelwert	17,4·10 <sup>-15</sup> Clb			
Durch N( $n, \alpha$ )B-Reaktion freiwerdende Ladung in 10 <sup>-15</sup> Clb	10,05	10,1	10,2	10,6
Mittelwert	10,24 · 10 <sup>-15</sup> Clb			
Energie der $S(n,\alpha)$ Si-Reaktion	. 3,96 MeV			
Energietönung der $S(n, \alpha)$ Si-Umwandlung	1,2 MeV			
Messung dargestellt in Fig	20		21	
	<ul> <li>Commission and the second secon</li></ul>	<ul> <li>A second sec second second sec</li></ul>	N 6.23 7	And should be for the state of the state

**Tabelle 2.** Energietönung des  $S^{32}(n,\alpha)Si^{22}$ -Prozesses.

Aus den Messungen ergibt sich für die  $S(n, \alpha)$  Si-Reaktion eine freiwerdende Ladung von  $17.4 \cdot 10^{-15}$  Clb, für die N $(n, \alpha)$  B-Umwandlung eine solche von  $10.24 \cdot 10^{-15}$  Clb. Da die Energie der Stickstoffreaktion bei Benützung von 2,76 MeV-Neutronen (Q = -0.43)MeV) 2,33 MeV beträgt, entsprechen  $10^{-15}$  Clb einer Energie von  $\frac{2.33}{10.24}$  MeV = 0,227 MeV. Dem S $(n, \alpha)$  Si-Prozess kommt daher die Energietönung zu

$$Q = +1,2 \pm 0,1$$
 MeV.

# C. Bestimmung des mittleren Energieverlustes pro Ionenpaar in SO<sub>2</sub>.

In Tabelle 3 sind die Resultate der  $S(n,\alpha)$  Si-Umwandlung von vier Messungen angegeben, bei denen die Kammerfüllung aus reinem SO<sub>2</sub> bestand.

Tabelle 3. Kammerfüllung reines SO<sub>2</sub>.

Kammerfüllung in ata $SO_2$	3,1	3	3	3
Durch $S(n,\alpha)$ -Si-Reaktion freiwerdende Ladung in $10^{-15}$ Clb.	17,4	17,5	17,5	17,0
Mittelwert	17,35 · 10 <sup>-15</sup> Clb			
Messung dargestellt in Fig	17	18	1	e.

Im Mittel ergibt sich aus diesen Ergebnissen eine Ladung von  $17,35 \cdot 10^{-15}$  Clb, die bei Berücksichtigung der Messungenauigkeit mit dem vorigen Resultat bei Stickstoffzusatz übereinstimmt.





Daraus muss man schliessen, dass im Mittel zur Bildung eines Ionenpaares in  $SO_2$  dieselbe Energie verbraucht wird wie im Stickstoff, nämlich 35 eV. Es wäre auch möglich gewesen, die Energien der untersuchten Reaktionen aus dieser Messung zu bestimmen, ohne die Stickstoffumwandlung zur Eichung zu brauchen. Letztere liefert indessen eine Kontrolle zu den gemessenen Werten.

Da die Ionisierungsarbeit in SO<sub>2</sub> nun bekannt ist, lässt sich mit der Stickstoffeichung die Energie dieser Umwandlung aus dem gemessenen Wert von  $10,24 \cdot 10^{-15}$  Clb (Tab. 2) prüfen. Die Energie ergibt sich zu  $E_{N(n,\alpha)B} = \frac{10,24 \cdot 10^{-15}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \cdot 35$  eV = 2,24 MeV, was einer Energietönung von -0,5 MeV entspricht. Dies stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem früher angegebenen Wert von -0,43 MeV überein.

# D. Die Energietönung des $S^{32}(n,p) P^{32}$ -Prozesses.

Aus den Messungen in reinem  $SO_2$  lässt sich auch die Energie der (n, p)-Umwandlung von Schwefel angeben. Obwohl die Reichweite der Protonen mit den Kammerabmessungen vergleichbar ist, lässt sich die bei der Umwandlung S(n, p)P gebildete Ladung gut angeben. In Tabelle 4 sind die Ergebnisse zusammengestellt. Die angegebenen Ladungen stellen wiederum extrapolierte Werte dar.

### Tabelle 4.

Kammerfüllung in ata $SO_2 \dots$ Extrapol. Ladungswert in $10^{-15}$ Clb	3,1 8,55	3 8,56	3 8,47	
Mittelwert	8,37.10 <sup>-15</sup> Clb			
Energie der $S(n, p)$ P-Reaktion	1,83 MeV			
Energietönung	. – 0,93 MeV			
Messung dargestellt in Fig	17	18		н т. жи

Energietönung des  $S^{32}(n, p)P^{32}$ -Prozesses.

Die Messungen ergeben für die S(n,p) P-Reaktion eine Ladung von  $8,37 \cdot 10^{-15}$  Clb, was einer Energie von 1,83 MeV entspricht. Die Energietönung dieses Prozesses ergibt sich zu

$$Q = -0.93 \pm 0.1$$
 MeV.

### 9. Bestimmung der Massen von Si<sup>29</sup> und P<sup>32</sup>.

Aus der Kernreaktion

$$S^{32} + n \rightarrow Si^{29} + He^4 + Q_1$$

lässt sich bei bekannter Energietönung  $Q_1$  die Masse von Si<sup>29</sup> berechnen. Im Abschnitt 8B wurde der Wert von  $Q_1$  zu  $Q_1 = 1,2 \pm 0,1$  MeV bestimmt. Er entspricht  $0,00129 \pm 0,0001$  Atomgewichtseinheiten. Benützt man die von *Livingston* und *Bethe*<sup>1</sup>) angegebenen Massenwerte für S<sup>32</sup>, He<sup>4</sup> u. n., so ergibt sich die Masse von Si<sup>29</sup> zu

$$Si^{29} = 31,9823 + 1,00897 - 4,00389 - 0,00129 \pm 0,00054 = 28,98609 + 0,00054.$$

<sup>1</sup>) Livingston und Bethe, Rev. mod. Phys. 9, 373, 1937.

Der von Aston<sup>1</sup>) massenspektrographisch ermittelte Wert beträgt 28,9866  $\pm$  0,0006.

Die Untersuchung der Reaktion

 $S^{32} + n \rightarrow P^{32} + H^1 + Q_2$ 

führte zu einem Wert  $Q_2 = -0.93 \pm 0.1$  MeV. Diese Energie entspricht  $0.0010 \pm 0.00011$  Atomgewichtseinheiten. Daraus ergibt sich die Masse von P<sup>32</sup> zu

 ${f P^{32}=31,9823+1,00897-1,00813+0,0010\pm0,00049\ =31,98414+0,00049}$  .

Durch Ausmessung des Elektronenspektrums des radioaktiven Phosphors wurde ebenfalls die Masse<sup>1</sup>) von P<sup>32</sup> aus der Reaktion P<sup>32</sup>  $\rightarrow$  S<sup>32</sup> + e<sup>-</sup> bestimmt. Dabei wird der Wert 31,9841  $\pm$  0,0005 erhalten, was genau mit dem vorigen Wert übereinstimmt.

### 10. Zusammenfassung.

a) Aus der Reaktion N<sup>14</sup>(n, p)C<sup>14</sup> wird die Masse von C<sup>14</sup> bestimmt: C<sup>14</sup> = 14,00775  $\pm$  0,00020.

b) Beschiessung von Schwefel mit 2,76 MeV-Neutronen ergibt zwei Reaktionen. Die  $S(n, \alpha)$  Si-Umwandlung besitzt eine Energietönung von  $Q = 1,2 \pm 0,1$  MeV und einen Wirkungsquerschnitt  $\sigma = 0,65 \cdot 10^{-25}$  cm<sup>2</sup>. Der S(n,p) P-Prozess hat eine Energietönung von  $Q = -0.93 \pm 0,1$  MeV.

c) Für  $SO_2$  wird für schnelle  $\alpha$ -Teilchen eine mittlere Ionisierungsarbeit pro Ionenpaar von 35 eV gefunden.

d) Die Massen von Si<sup>29</sup> und P<sup>32</sup> werden bestimmt:

 $Si^{29} = 28,98609 \pm 0,00054; P^{32} = 31,98414 \pm 0,00049.$ 

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. Scherrer, bin ich für die wertvolle Unterstützung dieser Arbeit zu grossem Dank verpflichtet. Ebenso danke ich Herrn P. C. Gugelot und meinem Bruder O. Huber für ihre Mithilfe bei diesen Untersuchungen.

Zürich, Physikalisches Institut der E.T.H.

<sup>1</sup>) LIVINGSTON u. BETHE, Rev. mod. Phys. 9, 373, 1937.