

Über die Isotope S37 und P34, die bei Bestrahlung von Chlor mit schnellen Neutronen entstehen

Autor(en): **Bleuler, E. / Zünti, W.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **19 (1946)**

Heft III

PDF erstellt am: **24.04.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111701>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Über die Isotope S^{37} und P^{34} , die bei Bestrahlung von Chlor mit schnellen Neutronen entstehen

von E. Bleuler und W. Zündi.

(26. II. 1946.)

Zusammenfassung: Im ersten Teil werden Angaben gemacht über die Hochspannungsanlage, die Ionenquelle, das Beschleunigungsrohr, die Vakuumpumpen und die Bestrahlungskammer, sowie über die im vorläufigen Ausbau erreichten Betriebswerte.

Die Fehlerquellen der Messmethoden und Apparate werden im zweiten Teil diskutiert. Die Konstanten der FEATHER'schen Relation zwischen Reichweite und Maximalenergie der β -Spektren werden nachgeprüft. Durch eine Modifikation der Auswertung von Absorptionsmessungen können insbesondere bei komplexen Spektren genauere Aufschlüsse erhalten werden.

Im dritten Teil wird ein neues Schwefelisotop S^{37} mit 5 min Halbwertszeit beschrieben, dessen komplexes β -Spektrum zwei Gruppen von 4,3 und 1,6 MeV Maximalenergie aufweist. Eine schon bekannte Aktivität von 12,4 sec Halbwertszeit konnte dem Phosphorisotop P^{34} zugeordnet werden. Mit Hilfe einer Durchflussapparatur gelang die Messung der β -Maximalenergie von 5,1 MeV und der Nachweis eines Teilspektrums von 3,2 MeV.

Die genaue Kenntnis der Kernmassen ist von grosser Bedeutung für die Theorie des Kernbaues und der Kernkräfte. Besonders wichtig ist die Vermehrung der experimentellen Daten bei den leichten Kernen, bis zum Atomgewicht von etwa $A = 40$, da hier die schärfsten theoretischen Voraussagen gemacht werden können.

Das Gerüst für die Berechnung von Kernmassen wird durch die massenspektrographische Bestimmung stabiler Kerne gewonnen. Die instabilen Kerne können nun auf zwei Arten angeschlossen werden: 1. durch Messung der Energietönung von Kernprozessen, 2. durch Bestimmung der Zerfallsenergie der radioaktiven Prozesse. Die erste Methode hat den Vorteil, dass sie häufig nicht nur die Masse des Grundzustandes, sondern auch die Energie gewisser angeregter Niveaus berechnen lässt, wenn nämlich verschiedene Energiegruppen der Umwandlungsprodukte auftreten. Dabei kann es allerdings vorkommen, dass die zum Grundzustand führende Gruppe übersehen wird. Auch die Zuordnung

der einzelnen Umwandlungsprodukte zu den verschiedenen möglichen Kernreaktionen bereitet oft Schwierigkeiten. Dagegen lässt sich bei der zweiten Methode der aktive Körper entweder chemisch oder zeitlich infolge verschiedener Halbwertszeiten von den störenden Begleitern trennen. Die Aufgabe besteht hier darin, das radioaktive Zerfallsschema in Erfahrung zu bringen, die Energie der emittierten γ -Quanten und die Maximalenergie der auftretenden Elektronen oder Positronen zu bestimmen.

Wir haben nach der zweiten Methode eine Reihe von kurzlebigen Isotopen der leichten Elemente untersucht, welche durch Neutronenbestrahlung hergestellt werden können. Diese erste Mitteilung enthält Angaben über die verwendeten Apparaturen und Messmethoden, insbesondere über die Bestimmung der Maximalenergie von β -Spektren durch Absorptionsmessungen. Dann werden zwei bisher kaum oder gar nicht bekannte Isotope beschrieben, die bei Bestrahlung von Chlor mit schnellen Neutronen auftreten.

I. Die Hochspannungsanlage.

Unter dem Namen „Tensator“ ist der grundsätzliche Aufbau der Anlage bereits beschrieben worden¹⁾²⁾. Im Hinblick auf gewisse Abänderungen, die sich als notwendig erwiesen haben, muss aber nochmals kurz darauf eingegangen werden. Fig. 1 zeigt das generelle Schaltschema. Es werden zehn voneinander unabhängige Aggregate zur Erzeugung hoher Gleichspannungen in Serie geschaltet. Jedes dieser Aggregate besteht aus einem Einphasen-Wechselstrom-Synchrongenerator von 900 VA Scheinleistung, fremderregt durch einen kleinen Gleichstrom-Nebenschlussgenerator. Die Wechselspannung wird über einen praktisch stufenlos regulierbaren Autotransformator (Variac) auf die Primärwicklung des Hochspannungstransformators übertragen. Mechanische Gleichrichter besorgen die Aufladung zweier Kondensatoren in der bekannten GREINACHER-Verdopplungsschaltung.

Ursprünglich wurde die Höhe der Gleichspannung durch Veränderung der Generatorerregung eingestellt. Bei schwacher Erregung sind die Generatoren aber so „weich“, dass einerseits die Strom-Spannungscharakteristik sehr ungünstig verläuft, während andererseits die überwiegend kapazitive Belastung im Leerlauf zu unangenehmen Selbsterregungserscheinungen führt. Beide Schwierigkeiten konnten durch den Einbau der Reguliertransformatoren behoben werden. Die Spannung der neun untern Gruppen wird gemeinsam geändert durch mechanische Kupplung der Regulier-

transformatoren, während die zehnte Gruppe zur Fokussierung der Ionen gesondert bedient wird. Zwischen Generatoren und Transformatoren sind Umpoler angebracht, so dass beide Polaritäten zur Verfügung stehen.

Bei Verwendung von Resocel, Öl und Druckluft als Isoliermaterialien schien es auf Grund von Vorversuchen möglich, bei

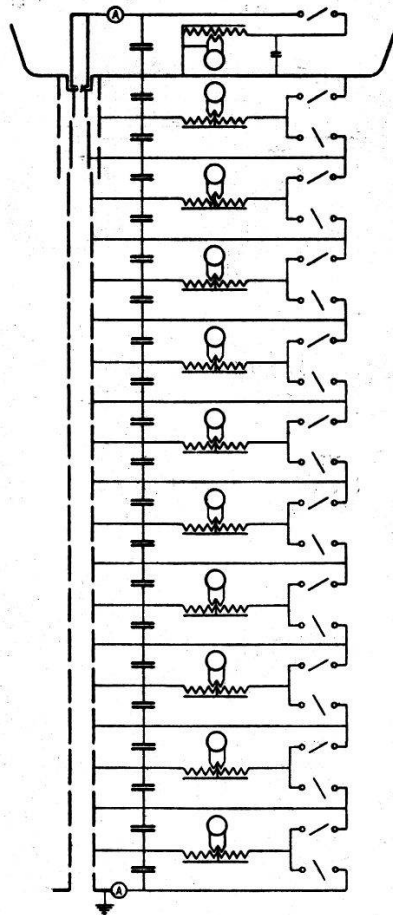


Fig. 1.

Generelles Schaltschema.

60 cm Höhe einer Stufe etwa 300 kV zu erreichen, so dass bestenfalls mit einer Totalspannung von 3 Millionen Volt gerechnet wurde. Die Aufstellung in freier Luft hätte einen sehr grossen Raum erfordert, weshalb auch für die äussere Isolation Öl vorgesehen war, wenn auch über dessen Verhalten bei so hohen Gleichspannungen wenig bekannt ist.

Technische Gestaltung.

Die Generatoren von axial möglichst gedrungener Bauweise sind in einem Resocelrohr eingebaut und werden durch isolierende Kuppelwellen vom unten befindlichen 12-kW-Kurzschlussläufer-

motor angetrieben. Für die Erreger ist ein 1,5-kW-Motor vorgesehen. Eine schlanke, sechsfach gelagerte Isolierwelle, welche die zwanzig Nadeln der mechanischen Gleichrichter trägt, rotiert durch Vermittlung eines Zahnradgetriebes synchron mit den Generatoren.

Die drei Resocelhülsen, welche die Generatoren, Erreger und Gleichrichter enthalten, sind durch Rohrkrümmer zu einem druckfesten Kreislaufsystem vereinigt, in welchem der Druck zur Er-

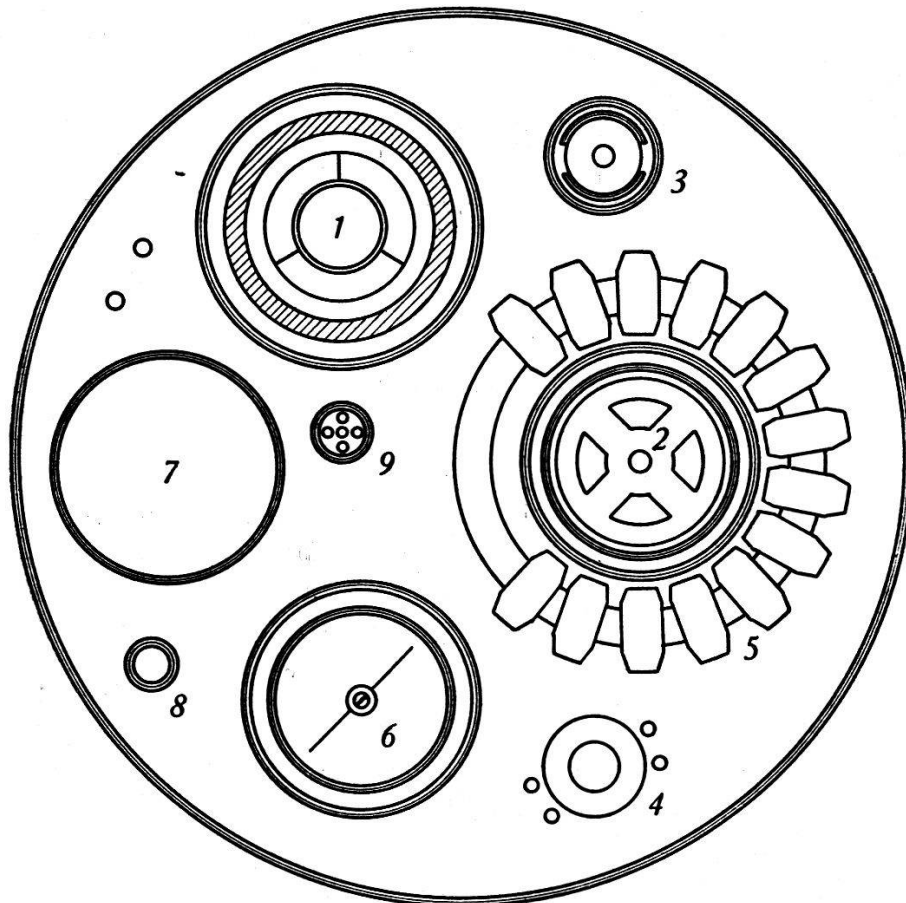


Fig. 2.

Querschnitt des Tensators.

Legende: 1 Beschleunigungsrohr 2 Wechselstromgenerator 3 Erreger
4 Reguliertransformator 5 Hochspannungstransformator 6 Nadelgleichrichter
7 Kondensatoren 8 Hochohmwiderstand 9 Gas- und Kühlleitungen.

höhung der Überschlagsspannung auf mehrere Atmosphären gesteigert werden kann. Die Füllung erfolgt mit reinem Stickstoff, um die Bildung nitroser Gase zu vermeiden. Die Antriebsmotoren befinden sich im Druckraum, so dass keine rotierenden Durchführungen notwendig sind. Durch einen Ventilator wird der Stickstoff im Kreislauf umgewälzt, wobei er die Verlustwärme der elektrischen Maschinen in einem Rückkühler an das Kühlwasser abgibt.

Wie ein Querschnitt durch den Tensator (Fig. 2) weiter zeigt, birgt eine Resocelhülse von 40 cm Durchmesser das Ionenbeschleunigungsrohr, während in zwei kleinern Rohren die Hochohmwiderstände für die Spannungsmessung, sowie Bedienungs- wellen, Gaszuführungs- und Kühlleitungen untergebracht sind. Alle diese Einzelteile sind in sechs Säulen so zusammengebaut, dass sie zu Kontrollzwecken mit Hilfe eines Kranes in die Montagegrube abgesenkt werden können.

Eine grosse dreiteilige Resocelhülse von 130 cm Durchmesser und mehr als 600 cm Höhe umschliesst das Ganze und bildet eine äussere Gefässwand für die Ölfüllung, in welcher sich die Kondensatoren, Hochspannungs- und Reguliertransformatoren befinden. Die Hochspannungstransformatoren sind ringförmig ausgebildet und umschliessen den zugehörigen Wechselstromgenerator.

Die Hochspannungselektrode hat die Form einer Aluminiumkugel von 150 cm Durchmesser. Sie enthält auf engstem Raum zusammengedrängt die Ionenquelle und das zugehörige Gleichspannungsaggregat.

Bei kernphysikalischen Anlagen ist es unerlässlich, die Beschleunigungsspannung möglichst genau zu kennen. Beim Tensator ist hierfür ein Hochohmwiderstand eingebaut, der aus zwanzig Einheiten von je 1500 Megohm und 27 cm Länge besteht (Fabrikat IRC Typ MVO). Sie sind in einem Resocelrohr aufgereiht und ganz von Öl umgeben. Nach einer Spannungsprüfung unter Öl wurde der Widerstand jeder Einheit bei 60 und 30 kV, teilweise auch bei 300 Volt Belastung in einer Brückenschaltung gemessen. Sowohl Spannungs- wie Temperaturabhängigkeit der Widerstände sind vernachlässigbar klein. Der durch den Hochohmwiderstand fliessende Strom wird mit einem Lichtzeiger-Galvanometer gemessen, dessen 60 cm lange Skala auch aus grösserer Entfernung ablesbar bleibt.

Für den richtigen Betrieb der Anlage ist es wichtig, den gesamten fliessenden Gleichstrom zu kennen. Hierzu ist zwischen die Klemme des untersten Kondensators und die Erde ein Milliampèremeter geschaltet (Fig. 1). Dieses misst zwar nicht den effektiv von den einzelnen Stufen gelieferten Strom, sondern die Summe der zur Erde fliessenden Ladungsträger (Korona-, Isolations- und Ionenströme). Das Instrument muss gegen die bei Überschlügen auftretenden grossen Stoßströme geschützt werden durch eine Kombination von eng gestellter Funkenstrecke, Glimmröhre, Drossel und Kondensator.

Alle Messinstrumente und Schalter sind auf einer Schalttafel vereinigt, in deren Nähe sich alle wichtigen Bedienungselemente befinden. Wenn immer möglich, wurden die Schalter so gekuppelt, dass bei Fehlbedienung keine Schäden entstehen können.

Ionenquelle und Ionenoptik.

Wegen der schlechten Zugänglichkeit ist das OLIPHANT-RUTHERFORD'sche Kanalstrahlrohr³⁾ die gegebene Ionenquelle, weil sie bei richtiger Konstruktion unverwüstlich und weit zuverlässiger ist als alle andern bekannten Anordnungen. Fig. 3 zeigt einen etwas vereinfachten Schnitt der Ionenquelle und des obersten Teils des Beschleunigungsrohres. Die konstruktive Durchbildung ist von der bewährten Van de Graaf-Anlage des Institutes übernommen worden⁴⁾. Tombakfederrohre gestatten die Zentrierung des Innenteils und der ganzen Ionenquelle gegenüber dem Beschleunigungsrohr. Alle Elektroden bestehen aus hochglanzpoliertem Stahl. Kathode wie Anode werden mit Petroleum gekühlt, welches mit Hilfe einer Zahnrادpumpe durch dünne Resocelrohre und Bunaschläuche gefördert und auf Erdpotential rückgekühlt wird. Wegen der erheblichen vertikalen Ausdehnung von ca. 7 m könnte im auslaufenden Teil der Kühlleitung durch Heberwirkung ein elektrisch ungünstiger Unterdruck entstehen. Dieser Gefahr begegnet ein gewichtsbelastetes Auslaufventil.

Bei dieser Ionenquelle spielen Kanalform und Anodenblende⁵⁾ eine grosse Rolle für die Ionenausbeute. Im Rahmen einer Diplomarbeit von Herrn GRÜTTER wurde die wechselseitige Abhängigkeit eingehend untersucht, wobei der Ionenstrahl magnetisch analysiert wurde. Es waren die Bedingungen festzulegen, wie bei gegebener Gleichstromleistung ein optimales Verhältnis von Atomionen zu Gasnachströmung erzielt wird. Im Gegensatz zu den Resultaten von SCHÜTZE⁶⁾ wurde ein Atomionenanteil von 80 bis 85% gefunden. Die Länge des Kanals darf seinen Durchmesser dreimal übertreffen, ohne Schaden für den Ionenstrom im kleinen ausnutzbaren Raumwinkel. Wichtig ist, dass die gegen den Entladungsraum gerichtete Kante nicht gerundet wird.

Eine ganz geringe Beimengung von Kohlenwasserstoffen zum reinen Wasserstoff (z. B. Butan in Bruchteilen eines Prozent) verringert den für die Entladung notwendigen Gasdruck um mehr als die Hälfte. Leider sinkt die Atomionenausbeute entsprechend, so dass kein Gewinn resultiert.

Gegenwärtig werden in der Anlage Deuteronen beschleunigt. Wir entwickeln den schweren Wasserstoff fortlaufend durch

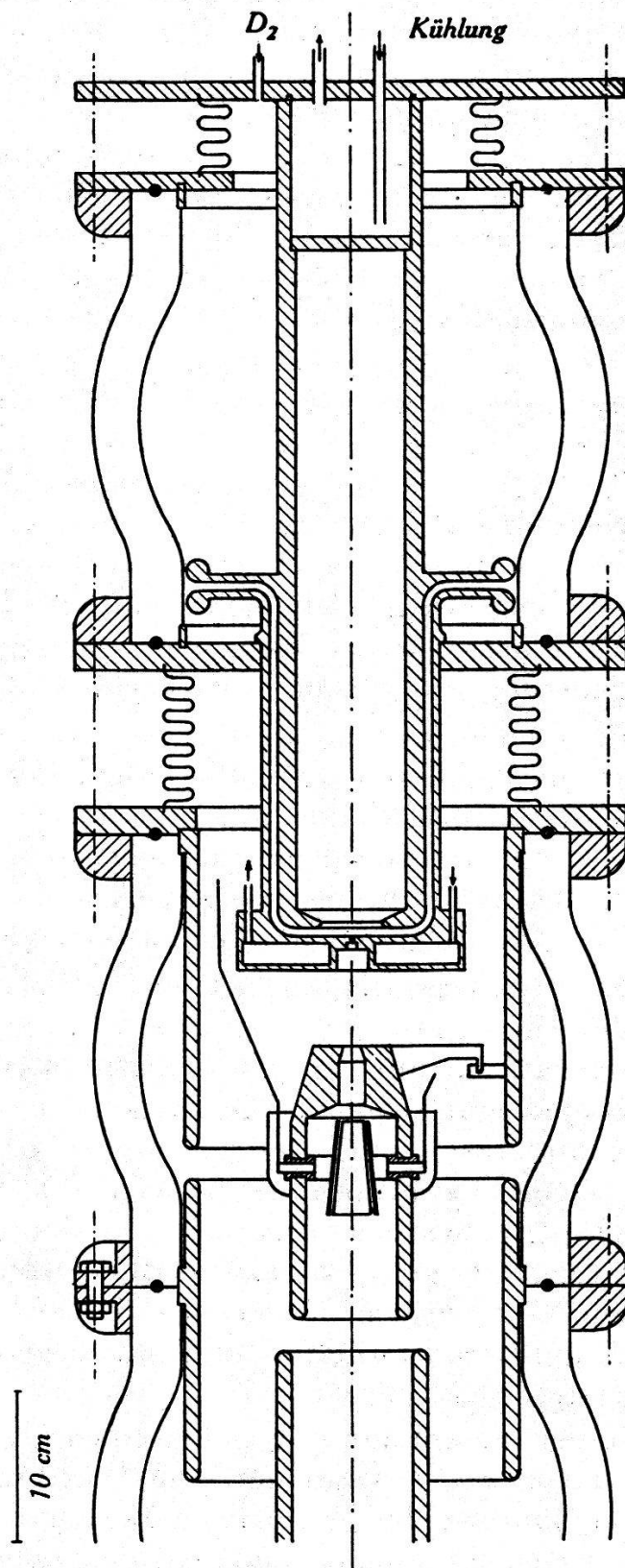


Fig. 3.

Ionenquelle und oberste Partie des Beschleunigungsrohres.

Elektrolyse von schwerem Wasser in einem U-Rohr. Die Wasserstoffseite steht durch eine 9 m lange Pyrex-Kapillarleitung von 1 mm Lumen in Verbindung mit dem doppelten FOWLER-Ventil, das auf der Ionenquelle aufgebaut ist. Die Gasnachströmung kann sehr fein und reproduzierbar eingestellt werden dank kinematisch einwandfreier Führung der gequetschten Neusilberröhrchen. Für den vollkommenen Abschluss dient ein Ventil kleinen Volumens. Beide Organe werden durch Isolierwellen betätigt.

Die Sauerstoffseite der Elektrolyseapparatur ist von der Aussenluft durch ein feinporiges Glasfilter abgetrennt, das mit einigen mm Quecksilber überschichtet ist. Der entwickelte Sauerstoff kann also unter geringem Überdruck entweichen. Normalerweise wird der Elektrolysestrom etwas höher eingestellt, als dem Wasserstoffverbrauch entspricht. Als Folge davon wird die Wassersäule verschoben bis zum Austauchen der Kathode, wodurch die Gaserzeugung für eine kleine Zeitspanne aufhört. Bei geeigneter Formgebung der Platinelektrode kann man eine ganz kontinuierliche Selbstregulierung des Stromes erreichen.

Nach Öffnung eines Verbindungshahnes darf die Elektrolyseapparatur samt Glaskapillare evakuiert werden. Das Volumen der Sauerstoffseite ist so abgestimmt, dass die Wiederauffüllung auf den Arbeitsdruck ohne irgendwelche Manipulationen vor sich geht. Eine akustische Warnvorrichtung sichert gegen das Absaugen des schweren Wassers bei zu geringem oder aussetzendem Strom.

Zum Betrieb der Gasentladung ist eine Gleichspannung von 50 bis 60 kV bei einigen mA Strom erforderlich. Sie wird geliefert von einem Aggregat, das aus den gleichen Einzelteilen aufgebaut ist wie die Beschleunigungsstufen. Die Einweggleichrichtung lässt nur eine schlechte Ausnutzung des Generators zu. Durch Anordnung eines kleinen Kondensators parallel zur Sekundärwicklung des Hochspannungstransformators⁷⁾ verdoppelte sich die Gleichstromleistung. Der grosse kapazitive Blindstrom wird primärseitig durch eine entsprechend bemessene Drossel kompensiert, so dass im Reguliertransformator und im Generator nur der Wirkstrom fliesst.

Die Anode der Gasentladung ist über einen ölgefüllten Silcobandwiderstand von $2 \cdot 10^5$ Ohm mit dem Glättungskondensator verbunden. Die während der erstmaligen Formierung öfters vorkommenden Überschläge können dann an den polierten Flächen keinen Schaden anrichten.

Die Strom-Spannungs-Charakteristik einer solchen Gasentladung verlangt gebieterisch eine Kontrolle des Stromes.

Die normale Lösung, das Messinstrument durch eine Öffnung in der Hochspannungselektrode mittels Fernrohr abzulesen, war aus baulichen Gründen nicht gangbar. Versuche mit einem Kontaktinstrument, dessen von unten verstellbarer Kontakt ein akustisches Signal auslöste, befriedigten auf die Dauer nicht. Viel zuverlässiger erwies sich ein Glimmlampenrelais, das anspricht, wenn der Spannungsabfall an einem vom Gasentladungsstrom durchflossenen Widerstand die Zündspannung überschreitet. Die Grösse dieses Widerstandes kann mittels Isolierwelle in zwanzig Stufen verändert werden. Eine leichte Drehung im Gegenuhrzeigersinn bringt das Relais jeweils in die Anfangsstellung zurück.

Fertige Formeln für die ionenoptische Berechnung vielstufiger Beschleunigungssysteme gibt es nicht, doch sind die Grundlagen vorhanden^{8) 9)}. Sehr vereinfacht wird die Berechnung durch die Tatsache, dass nur die erste Stufe eine wesentliche Rolle spielt, während die folgenden summarisch behandelt werden können. Es sind widerstrebende Forderungen zu erfüllen: Die geometrische Ionenoptik verlangt eine grosse Brennweite der ersten Stufe, besonders im Hinblick auf die „Spektralfehler“, welche durch die inhomogene Geschwindigkeit der Kanalstrahlen entstehen. Will man aber die unvermeidliche Streuung des Ionenstrahles durch die Gasmoleküle gering halten, so müssen die Ionen auf kürzestem Weg beschleunigt werden, was auf kleine Brennweite führt. Für unsere Verhältnisse schien die zweite Forderung die wichtigere zu sein, doch gingen wir nur so weit, dass noch Raum blieb für den Einbau zweier Plattenpaare für die elektrostatische Ablenkung des Ionenstrahls, ähnlich wie beim M.I.T.-Generator¹⁰⁾. Die Spannungen hierfür werden an zwei Potentiometern abgegriffen, welche von einem kleinen 2 kV-Glühkathodengleichrichter gespeist werden. Vollen Nutzen ziehen kann man aus dieser Einrichtung nur, wenn Ionen homogener Geschwindigkeit zur Verfügung stehen.

Das Beschleunigungsrohr¹¹⁾.

Es besteht, dem elektrischen Teil entsprechend, aus zwanzig Porzellankörpern von 30 cm Höhe und 22 cm kleinstem Innendurchmesser. Die Stirnflächen sind plan geschliffen und mit einer Rille für die runde Gummidichtung versehen. Die notwendige Pressung erfolgt mit 12 Schrauben, welche in den aufgekitteten Flanschen aus Avionallegierung versenkt sind. Direkter Kontakt der Porzellankörper schien uns nicht ratsam wegen der Gefahr örtlicher Überbeanspruchung. Schwimmende Dichtungen würden aber eine genaue Zentrierung verunmöglichen, weshalb wir eine Blei-

zwischenlage benutzten. In Vorversuchen wurde die richtige Verteilung des Pressdruckes auf Gummi und Blei ermittelt. Dies führte auf einen Bleiquerschnitt von $2,5 \times 0,3$ mm. Diese dünnen Bleiringe konnten durch Auswalzen von geschweissten Runddraht-ringen hergestellt werden. Sie bilden gleichzeitig einen Schutz gegen die Dämpfe der Gummidichtung. Diese besteht aus zusammenvulkanisierter Bunarundschnur von 8 mm Durchmesser. Vor dem Einlegen wird sie mit Hahnfett leicht gefettet. Der elektrische Kontakt der Beschleunigungselektroden mit dem Aussenflansch wird durch breite Aluminiumstreifen von 8μ Dicke hergestellt, welche die beiden Dichtungsringe überqueren und ebenfalls gefettet sind. Bunaringe aus Rundschnur wurden noch bei vielen andern Dichtungsstellen verwendet und haben sich als durchaus zuverlässig erwiesen.

In Anbetracht der grossen Länge des Beschleunigungsrohres wurde die Zentrierung der Elektroden mit grosser Sorgfalt ausgeführt. Da die Befestigung an der Grundplatte des Tensators mittels eines kräftigen Basisringes erfolgt, muss die Zentrierung auf diesen genau horizontal gelagerten Ring bezogen werden. Die Achse wird durch eine Eisenwelle von 40 mm Durchmesser und 7 m Länge definiert, die unten in einem 60° -Kegel, oben in einer V-Nut drehbar geführt ist. Ein Fühlhebel mit 20-facher Übersetzung und sehr geringem Messdruck kann in jeder beliebigen Höhe angebracht werden. Mit Hilfe von sechs Schrauben wird die Elektrode zentriert und so Stufe auf Stufe gebaut.

Die Stirnflächen der Porzellankörper sind nicht genau parallel, so dass die Säule beim ersten Aufbau zu sehr von der Achse abwich. Daher wurde die Keilform jedes Körpers gemessen und seine Stellung so gewählt, dass sich die Fehler kompensierten.

Die Elektroden bestehen aus Stahl und sind zum Teil sehr massiv ausgeführt zwecks magnetischer Abschirmung. Messungen hatten nämlich ergeben, dass am Ort des Ionenstrahls magnetische Wechselfelder herrschen, die zum grössten Teil von den Hochspannungs-Transformatoren herrühren. Ihre Amplitude ist proportional der angelegten Primärspannung und erreicht Werte von einigen Oersted. Die Rechnung zeigt, dass selbst Ionen merkbar beeinflusst würden, von Elektronen zu schweigen. Eine gute magnetische Abschirmung (Faktor 100) ist bei Anwesenheit von elektrisch bedingten Luftspalten nur mit sehr grossem Aufwand zu erreichen¹²⁾. Deshalb wurde ein anderer Weg eingeschlagen, indem jeder zweite Transformator primär- und sekundärseitig umgepolt wurde, so dass sich auch die Richtung des magnetischen Streu-

feldes umkehrt. Eine vollkommene Kompensation würde erreicht, wenn die Ablenkung der Ionen in jeder Stufe alternierend gleich gross wären. Die hierzu erforderliche gesetzmässige Variation der Amplitude des Wechselfeldes kann durch eine gestufte Abschirmung annäherungsweise realisiert werden. Unmittelbar bei der Ionenquelle muss die Abschirmung am stärksten sein.

Die zwei obersten Elektroden sind so gelagert, dass sie nach Abheben der Ionenquelle ohne Demontage des Beschleunigungsrohres von oben zentriert und wenn nötig ausgewechselt werden können.

Diese Massnahmen wurden getroffen, um bei einer spätern Umstellung auf Elektronenbeschleunigung grosse Umbauten zu vermeiden. Sie würden sich nun auf Auswechslung der Gasentladung und Kompensation des Erdfeldes beschränken.

Vakuumanlage.

Unmittelbar am Ende des Porzellanrohres ist ein geschweisstes T-Stück aus Stahl angeflanscht, welches zu den Vakuumpumpen führt. Vier 10 cm-Öldiffusionspumpen sind parallelgeschaltet, die

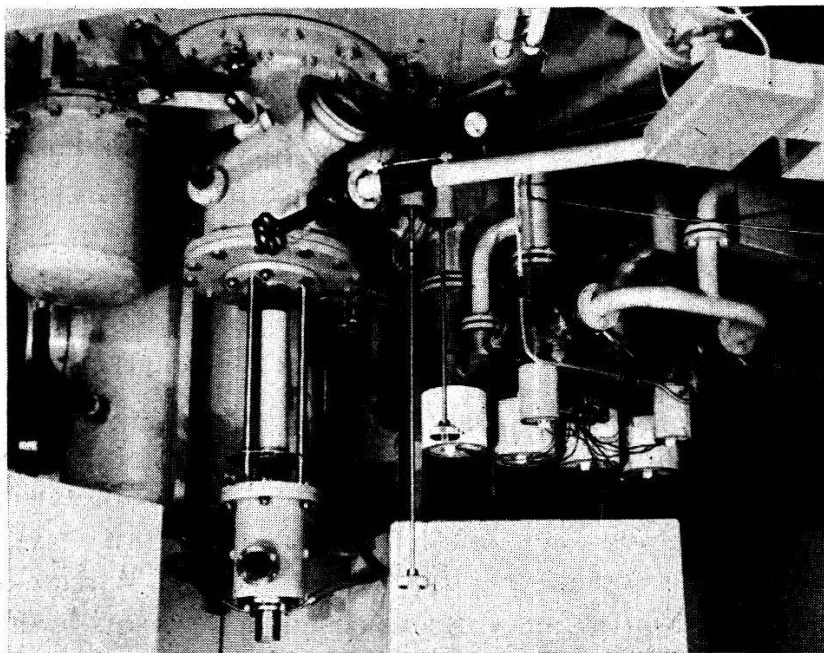


Fig. 4.
Targetkammer und Öldiffusionspumpen.

paarweise an 4 cm-Öldiffusionspumpen angeschlossen sind (Fig. 4). Der Vorvakuumbehälter von 150 l und die rotierende Ölpumpe sind mit 2,5 cm-Ventilen abtrennbar. Die Öldiffusionspumpen sind im eigenen Institut entwickelt worden¹³⁾. Mit einem Apiezon-B-

ähnlichen Öl gefüllt, leisten sie bei eingesetzter Ölfangtreppe je 150 bzw. 20 l/sec im interessierenden Druckbereich.

Zur Überwachung des Vakuums im Beschleunigungsrohr ist ein Kaltionisationsmanometer der Bauart Philips¹⁴⁾ angebracht, das bei Verwendung eines relativ starken Magnetfeldes sehr zuverlässig arbeitet. Der höhere Druckbereich wird von einem Pirani-manometer erfasst. Mit einem weiteren Pirani kann der Vorvakuumdruck überwacht werden. In der Kühlwasser-Rückleitung ist ein Wasserwächter angebracht, welcher die Pumpenheizungen bei zu geringer Kühlwassermenge abschaltet.

Targetkammer.

Die Targetkammer steht durch eine Öffnung von 8 cm Durchmesser in Verbindung mit dem Beschleunigungsrohr. Diese Öffnung kann mit Hilfe einer gummigedichteten Klappe abgeschlossen werden, so dass das Beschleunigungsrohr auch bei Targetwechsel in Betrieb gehalten werden kann. Der Ionenstrahl fällt dabei auf eine Quarzplatte und erzeugt einen Brennfleck, der durch ein Schauglas beobachtet wird. Zur schnellen Evakuierung kann die Targetkammer durch eine Umwegleitung von grossem Querschnitt direkt mit der rotierenden Vakuumpumpe verbunden werden, während die Diffusionspumpen auf den Vorvakuumbehälter arbeiten.

Die eigentliche Targetkammer ist durch einen 60 cm langen Federkörper mit der Klappenkammer verbunden. An dieser Stelle kann eine allenfalls notwendige magnetische Zerlegung des Ionenstrahls vorgenommen werden. Dieses Zwischenstück ist elektrisch isoliert und wird an ein negatives Potential gelegt, um den störenden Einfluss der Sekundärelektronen auf die Ionenstrommessung zu verringern.

Die Targetträger sind rasch auswechselbar und verschiedenartig geformt, um jeweils unter optimalen geometrischen Bedingungen bestrahlen zu können. Sie sind mit eingebauten Wasserkühlungen versehen, die einen guten Wärmeaustausch sichern und die Neutronen nur unwesentlich absorbieren. In der Targetkammer sind auch zwei elektrisch geheizte Öfen angebracht, welche über die Targetfläche geschwenkt werden können. Die zu verdampfende Substanz, meist Lithium, befindet sich in einem ringförmigen Behälter; der Dampf strömt durch einen zentralen Kanal auf die darunterliegende Targetfläche. Ferner steht uns eine massive Target aus Berylliumbronze (98,5% Be-Gehalt) von 3 cm Durchmesser zur Verfügung.

Mittels einer kleinen Quarzplatte kann die Lage des Brennflecks unmittelbar über der Target nochmals kontrolliert werden. Der auf die Target fallende Ionenstrom wird mit einem Lichtzeiger-Galvanometer gemessen.

Vorläufiger Ausbau.

Der elektromechanische Teil der Anlage, ohne äusseren Öl-mantel, war von der Micafil A.G. als Ausstellungsobjekt für die Schweizerische Landesausstellung 1939 erbaut worden. Hernach sollte die Anlage in den dazu vorgesehenen unterirdischen Räumlichkeiten des Physikalischen Instituts der ETH. aufgestellt werden. Infolge Ungunst der Zeit erlitten die Arbeiten aber einen fast zweijährigen Unterbruch. Die äussern Verhältnisse liessen es als richtig erscheinen, den Tensator vorerst nur für einen Betrieb in freier Luft mit stark reduzierter Spannung fertigzustellen, da der minimale Wandabstand der Hochspannungselektrode nur 125 cm beträgt. Die notwendigen Umänderungen nahmen wegen Personal-mangel und Materialbeschaffungsschwierigkeiten nochmals lange Zeit in Anspruch, so dass der regelmässige Betrieb erst im Herbst 1944 aufgenommen werden konnte.

Unter diesen Umständen können begreiflicherweise nur Bruchteile der erhofften Leistung erreicht werden. Wegen der bessern Zugänglichkeit war es dafür leichter, Mängel zu erkennen und zu beheben.

Im Dauerbetrieb kann je nach den atmosphärischen Verhältnissen eine Spannung von 640 bis 660 kV aufrechterhalten werden. Die Energie der beschleunigten Ionen ist etwa 30 kV höher, da sie im Mittel mit dieser Energie aus der Ionenquelle austreten. Der nutzbare Deuteronenstrom erreicht etwa $100 \mu A$ bei 40 mm Targetdurchmesser, und etwa $70 \mu A$ bei 18 mm. Mit der Li-D-Reaktion erhalten wir bei Verwendung der grössern Target etwa $3 \cdot 10^9$ Neutronen pro sec, was roh genommen der Ausbeute einer 100 g-Radium-Beryllium-Neutronenquelle entspricht. Mit der Be-D-Reaktion erreicht man etwas mehr als die Hälfte dieser Intensität.

Die gesamte Strombelastung ist bedeutend höher, als die obigen Ionenströme erwarten lassen, nämlich 0,3 bis 0,4 mA, was zum grossen Teil von Elektronen herrührt. Durch geeignet polarisierte Fanggitter und kleine, am untern Ende des Beschleunigungsrohres eingebaute Oerstitmagnete konnte nur ein geringer Teil dieser Elektronen unschädlich gemacht werden. Die fast lineare Abhängigkeit des Elektronenstromanteils vom Gasdruck im Be-

beschleunigungsrohr deutet darauf hin, dass die Auslösung der Elektronen im Gas und nicht an den Metallwänden erfolgt. Es ist bemerkenswert, dass unter diesen Umständen der Ionenstrahl doch so stark gebündelt bleibt, dass ein intensiver Kern von etwa 8 mm Durchmesser beobachtet wird. Bei ausgeschalteten Ablenkspannungen weicht dieser Kern nur einige Millimeter von der Rohrachse ab. Dabei wurde dieses Resultat mit einer rein geometrischen Zentrierung erreicht.

Der nutzbare Ionenstrom wird hauptsächlich durch die noch zulässige Gasnachströmung begrenzt. Der Druck in der Gasentladung beträgt etwa $5 \cdot 10^{-2}$ mm Hg. Bei einem Kanal von 1,5 mm Durchmesser und 4 mm Länge wird am Pumpstutzen ein Druck von $3 \cdot 10^{-5}$ mm Hg gemessen. Bei maximaler Belastung steigt er, wohl infolge Gasabgabe der Elektroden, um etwa 20%.

Die Anlage kann erst einige Stunden nach Einschalten der Pumpen den maximalen Ionenstrom liefern. Diese werden daher dauernd in Betrieb gehalten. Dann nimmt die Formierung etwa 10 Minuten in Anspruch. Im Dauerbetrieb ist die Konstanz der Betriebswerte sehr zufriedenstellend. Die Bedienung beschränkt sich auf gelegentliche Regulierung der Gasnachströmung zum Ausgleich thermischer Effekte.

Im Gegensatz zu den üblichen Konstruktionen sind beim Tensator die Endelektroden direkt, die Zwischenelektroden nur über kleine Schutzwiderstände mit den entsprechenden Kondensatorklemmen verbunden. Die diesbezüglichen Befürchtungen erwiesen sich bisher als unbegründet, da noch nie stromstarke Entladungen im Beschleunigungsrohr beobachtet werden konnten. Gegen äussere Überschläge ist der Tensator völlig unempfindlich, ein grosser Vorteil der Nadelgleichrichter.

Beim Entwurf der Anlage wurde zu wenig Bedacht auf den Strahlungsschutz der Bedienungsperson genommen. Die Röntgenstrahlung, die bei Deuteronenbetrieb auf dem Niveau der Hochspannungselektrode ganz merklich ist, erreicht zwar den Bedienungsort nur in ungefährlicher Masse. Die Neutronendosis hingegen ist trotz Verwendung von 60 cm dicken Wassertanks eher über der als erlaubt angesehenen Grenze¹⁵⁾. Für den Vollausbau wird eine Fernbedienungsanlage unumgänglich sein.

Der Tensator wird gegenwärtig nicht nur für die rein physikalische Forschung, sondern auch zur Erzeugung von aktiven Präparaten für die biologische und medizinische Forschung verwendet, trotzdem die Möglichkeiten beim jetzigen Ausbau eng beschränkt

sind und deshalb nur wenigen Wünschen Rechnung getragen werden kann.

An dieser Stelle möchten wir die Firmen in Erinnerung rufen, welche in grosszügiger Weise das Physikalische Institut der ETH. mit dieser Anlage ausgerüstet haben. Die Hauptlast trug die *Micafil A.-G.* in Zürich-Altstetten; von ihrem technischen Direktor, Prof. A. Imhof, stammen Idee und Gestaltung des elektrischen Teils. Auch die *Aluminium-Industrie A.-G.* Neuhausen, die *Aluminium-Schweisswerk A.-G.* Schlieren, die Aktiengesellschaft *Brown, Boveri & Cie* Baden und die *Porzellanfabrik Langenthal A.-G.* haben unentgeltlich umfangreiche Lieferungen besorgt, während der Jubiläumsfonds der ETH. und der Aluminiumfonds Neuhausen finanzielle Unterstützung gewährten. Wir sind ihnen allen zu grossem Dank verpflichtet.

II. Messmethoden und Apparate.

Die Hauptaufgabe besteht darin, die Maximalenergie der β -Spektren zu bestimmen. Bei kurzlebigen Aktivitäten scheiden im allgemeinen die spektrographische Methode und die Wilsonkammer wegen Intensitätsgründen aus. Nur die Absorptionsmethode mit dem Zählrohr als Nachweismittel bleibt noch verwendbar. Dabei müssen Intensitätsunterschiede von mehr als 1:10000 einwandfrei beherrscht werden, was nur mit Hilfe von Untersetzern gelingt.

Für präzise Messungen müssen die Zählverluste eines solchen Zählrohr-Untersetzer-Systems berücksichtigt werden. Fallen pro Zeiteinheit im Mittel n zeitlich statistisch verteilte Teilchen auf das Zählrohr (die Nachweiswahrscheinlichkeit eines einzelnen Teilchens sei 1 gesetzt), so wird vom Zählwerk nur die Zahl n' angezeigt. Nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit ist folgendes Verhältnis zu erwarten¹⁶⁾¹⁷⁾:

$$\frac{n'}{n} = \frac{1}{p(1+n\tau_1)} \Pi(p, [\tau_2 - p\tau_1]n) \quad \text{für } \tau_2 > p\tau_1,$$

$$\frac{n'}{n} = \frac{1}{p(1+n\tau_1)} \quad \text{für } \tau_2 \leq p\tau_1.$$

p ist der Untersetzungsfaktor (scale-of-p), τ_1 im wesentlichen die Zeitkonstante des Eingangskreises, τ_2 diejenige des Zählwerkes, $\Pi(x, z)$ bedeutet die unvollständige Fakultät.

Als Untersetzereinheit verwenden wir die aus drei Trioden aufgebaute Schaltung nach LIFSCHUTZ¹⁸⁾¹⁹⁾. Bei passender Wahl

der Kopplungsglieder im Eingangsverstärker wird τ_1 nurmehr durch die Totzeit des Zählrohrs bestimmt, die experimentell gemessen werden kann. Wir verwenden dazu eine Anordnung mit Kathodenstrahlröhre nach STEVER²⁰), die von Herrn RICKENBACH im Rahmen einer Diplomarbeit zur Untersuchung von Zählrohrentladungen gebaut wurde. Unsere normalen Aluminiumzählrohre (24 mm ϕ , 50 bis 70 mm empfindliche Länge, 0,2 mm Zähl draht aus rostfreiem Stahl, Füllung 75 mm Hg Argon + 15 mm Hg Äthylalkohol) weisen 80 Volt über der Einsatzspannung eine Totzeit von $1,5 \cdot 10^{-4}$ sec auf.

Bei grösseren Überspannungen verringert sich die Länge der Totzeit erheblich, dafür machen sich die Nachentladungen zu stark bemerkbar. Mit einem hochauflösenden Untersetzer werden diese im Gegensatz zum normalen Zählrohrverstärker alle gezählt. Daher ist z. B. das Plateau eines Zählrohrs, mit und ohne Untersetzer gemessen, sehr verschieden. Von einem Plateau mit 400 Volt Ausdehnung ohne merkliche Neigung bleibt noch ein linearer Anstieg von 0,05 % pro Volt über vielleicht 200 Volt übrig! Damit wird aber die Verwendung von glimmlampen- oder pentodenstabilisierten Spannungsquellen unumgänglich.

Die Zeitkonstante τ_2 des Zählwerks, etwa $1,5 \cdot 10^{-2}$ sec in unserm Fall, spielt bei Verwendung von Untersetzern eine geringe Rolle, da man durch passende Wahl von p ihren Einfluss beliebig klein machen kann. In unserer Apparatur sind die Stufen $p = 1, 4, 16$ und 64 verfügbar. Mit dem bekannten Glimmlämpcheninterpolator im Zweier-Zahlsystem kann die exakte Impulszahl im Eingangskreis abgelesen werden. Stosszahlen von 10^5 pro Minute werden noch einwandfrei beherrscht, ohne „warming-up“-Effekt²¹) und ohne Nachwirkungen auf den Nulleffekt. Die nach der Zwei-Quellen-Methode bestimmte globale Zeitkonstante stimmt jeweils überein mit der auf ganz andere Weise gewonnenen Totzeit des verwendeten Zählrohrs.

Zur Messapparatur gehört ferner ein Koinzidenzverstärker, der nach dem bewährten Schema der Rossi-Mischstufe arbeitet. Sein Auflösungsvermögen beträgt etwa $1,5 \cdot 10^{-6}$ sec. Über kleine Kapazitäten sind vor der Mischstufe Untersetzer angekoppelt, so dass die Einzel- und Koinzidenzstosszahlen gleichzeitig gemessen werden können.

Ungemein brauchbar erwies sich ein Synchronmotor, der die Registrierung in regelmässigen, zwischen 2 sec und 10 min wählbaren Intervallen für kurze Zeit unterbricht, zwecks Ablesung und Absorberwechsel.

Maximalenergie der β -Spektren.

Die Absorptionsmethode der Energiemessung wurde besonders von FEATHER²²⁾²³⁾ entwickelt. Sie beruht auf dem Begriff der Reichweite der β -Strahlen und setzt diese in Beziehung zur Maximalenergie in der bekannten FEATHER'schen Relation

$$R = 0,543 E - 0,160 \quad R \text{ in g/cm}^2, \quad E \text{ in MeV } (> 0,7).$$

Allerdings kann die Reichweite nur in günstigsten Fällen direkt bestimmt werden. Sonst nimmt man nach dem Vorschlag von FEATHER einen annähernd affinen Verlauf der vorliegenden Absorptionskurve und derjenigen der Eichsubstanz RaE an. Dann kann man eine Reihe angenäherter Reichweiten berechnen, die eine Extrapolation auf die wahre Reichweite zulassen. Das Verfahren wird um so zuverlässiger, je weiter die Absorption verfolgt werden kann.

In Anbetracht der wenig homogenen Grundlagen und offenkundiger Diskrepanzen (bei P^{32} z. B.) unternahmen wir eine Neubestimmung der Konstanten mit Hilfe der Eichsubstanzen RaE, P^{32} , UX_2 , und versuchten durch Messungen an Cl^{38} einen Eichpunkt bei hohen Energien zu gewinnen.

Wir verwenden zwei verschiedene Anordnungen. Bei der ersten befindet sich die Quelle (normale Ausdehnung $7 \text{ cm} \times 2,4 \text{ cm}$, bis 1 cm Dicke) zwischen zwei Zählrohren. Ein besonderer Halter erlaubt die exakte Fixierung von Filterblättern obiger Grösse. Zwischen β -Zählrohr und Quelle können bis zu 11 mm dicke ebene Aluminiumabsorber von $9 \times 7 \text{ cm}$ eingeführt werden. Das γ -Zählrohr auf der andern Seite der Quelle ist durch Bleiabsorber geschützt, denen aus später zu erörternden Gründen bei nicht sehr dicken Quellen ein Preßspanabsorber vorgeschaltet wird. Für die Messung der Energie von γ -Quanten mit Koinzidenzen nach der Methode von BOTHE²⁹⁾ kann noch ein drittes Zählrohr angebracht werden, das vom zweiten durch ebene Absorber bis zu $6,5 \text{ mm}$ Dicke getrennt ist. Alle drei Zählrohre sind durch Aluminium- und Bleibarrieren sorgfältig vor Streuelektronen geschützt. Die ganze Anordnung wird von einem Kasten umgeben, dessen dicke Bleiwände mit Preßspan allseitig ausgekleidet sind.

Die zweite Anordnung, die hauptsächlich zu Messungen an Flüssigkeiten dient, hat Zylindersymmetrie. Das β -Zählrohr wird von der ringförmigen Quelle so umgeben, dass sich rohrförmige Absorber mit Wandstärken bis zu $6,5 \text{ mm}$ einführen lassen. Auf der Aussenseite werden bis zu acht bleigeschützte γ -Zählrohre angebracht.

Mit P^{32} -Präparaten wurden zunächst die Faktoren ermittelt, die einen Einfluss auf die Form der Absorptionskurve ausüben. Quellengrösse, empfindliche Länge des Zählrohrs, Abstand des Absorbers von der Quelle sind durchaus von Belang. Den grössten Einfluss aber hat die Präparatunterlage. Versieht man ein dünnes Präparat (3 mg/cm^2) mit Unterlagen aus Preßspan, Aluminium, Messing oder Blei, so wird die Intensität wegen Rückstreuung der Elektronen scheinbar erhöht, und zwar in obiger Reihenfolge um 4, 10, 24 und 44%. Die zugehörigen, logarithmisch aufgetragenen Absorptionskurven laufen bei grössern Absorberdicken wieder parallel; die Verschiebung entspricht gerade der anfänglichen Intensitätserhöhung. Darin spiegelt sich die in der β -Spektrometrie wohlbekannte Tatsache, dass die rückgestreuten Elektronen grösstenteils weich sind. Da für die β - γ -Koinzidenzmessungen ein rückseitiger Bleiabsorber unbedingt nötig ist, schalten wir seine schädliche Wirkung durch eine Preßspanverkleidung von $0,3 \text{ g/cm}^2$ weitgehend aus.

Der Unterschied zwischen ebener und zylindrischer Anordnung ist besonders bei sehr dünnen und sehr dicken Absorbern bemerkbar. Infolge des im Mittel schiefern Durchtritts nimmt die Absorption anfänglich schneller, in der Nähe der Reichweite aber langsamer zu als im ebenen Fall. Absorber gleicher Wandstärke, aber verschiedenen Durchmessers schwächen nicht im gleichen Masse.

All dies bezieht sich auf die Form der Absorptionskurve. Wenn aber für β -Strahlen eine Reichweite im strengen Sinne des Wortes existiert, so darf sie keinesfalls von der Geometrie abhängen, sobald irgendwo eine Verbindungsgerade von Quelle zu Detektor den Absorber senkrecht durchsetzt.

In mehreren sorgfältigen Messreihen bestimmten wir die Absorption der Elektronen von dünnen RaE-, P^{32} - und $UX_1 + UX_2$ -Quellen aus etwa fünf Millionen Zählrohrstössen. Die letzten brauchbaren Messpunkte liegen bei 2 bis $5 \cdot 10^{-5}$ der Anfangsintensität, also schon ganz im Gebiet der inneren und äusseren Bremsstrahlung²⁴), und dennoch können wir die Reichweite nicht ohne eine gewisse Willkür angeben, besonders bei RaE, weil der Kurvenverlauf eine Extrapolation erheischt. Eine einfache Vorschrift besteht darin, die Kurve in der logarithmischen Darstellung mit konstanter Krümmung bis zur senkrechten Tangente fortzusetzen. So finden wir die Reichweiten

RaE	$E_{\max}$ 1,17 MeV	R $0,512 \pm 0,005 \text{ g/cm}^2$
P^{32}	1,72	$0,815 \pm 0,005$
UX_2	2,32	$1,168 \pm 0,006$

Die P^{32} -Reichweite bleibt fast ungeändert, während die beiden andern wesentlich höher rücken. Alle drei liegen gut auf der Geraden

$$R = 0,571 E - 0,161 .$$

Reichweitemessungen im Gebiet kleiner Energien wurden kürzlich von BORN und SEELMANN²⁵⁾ veröffentlicht, doch ohne genauere Angaben. Ihre Messpunkte schliessen sich befriedigend an im Gebiet um 1 MeV, darunter beginnen die Abweichungen von der linearen Beziehung.

Messungen an Cl^{38} .

Im Gebiet der hohen Energien ist die Gültigkeit der FEATHERschen Relation noch nicht geprüft worden. Als Eichpunkt kommt gegenwärtig einzig das Chlorisotop 38 in Betracht, dessen β -Maximalenergie von WATASE und ITOH²⁶⁾ spektrometrisch zu 4,99 MeV bestimmt wurde. Dessen Nachteile sind freilich gross: Es liegen zwei Teilspektren vor, die allerdings wenig intensiv sind. Die γ -Strahlung macht die Reichweitebestimmung aber sehr schwierig. Über die Gestalt der Absorptionskurve erhält man jedoch interessante Aufschlüsse.

Zur Gewinnung von Cl^{38} bestrahlten wir CCl_4 im Wasserbad mit Be-D-Neutronen, deren Energie zur Bildung von Cl^{34} nicht ausreicht. Die aktivierten Atome wurden nach dem SZILARD-CHALMERS-Prozess als AgCl gefällt, derart, dass die Dicke der Quelle unterhalb 10 mg/cm² lag. Die Absorptionskurve ist in Fig. 5 als stark ausgezogene Linie ersichtlich; der statistische Fehler ist nur wenig grösser als die Strichdicke. Aus dem veröffentlichten Cl^{38} -Spektrum haben wir Maximalenergien und Verzweigungsverhältnis der Teilspektren nochmals bestimmt: β_1 52% 4,96 MeV, β_2 16% 2,82 MeV, β_3 32% 1,15 MeV, hierauf die zu β_2 und β_3 gehörenden Absorptionskurven phosphorähnlich angenommen und subtrahiert. Die strichpunktierte Kurve ist das Resultat. Bei der Subtraktion des γ -Untergrundes müsste korrekterweise die Änderung der γ -Empfindlichkeit durch die vorgeschalteten Absorber berücksichtigt werden. Dieser Effekt ist einerseits schwer zu erfassen, anderseits nur in Sonderfällen numerisch von Bedeutung, so dass wir einfachheitshalber nur die Absorption der γ -Strahlung in Rechnung stellen. Die so gewonnene Kurve β_1 stellt also die Absorption eines β -Spektrums mit 4,96 MeV Maximalenergie dar. Die Extrapolation, die zur Reichweite von 2,70 g/cm² führt, ist freilich viel willkürlicher als bei den andern Eichsub-

stanzen, und ein Fehler von $0,05 \text{ g/cm}^2$ ist nicht ausgeschlossen. Der angegebene Wert passt gut in die neue Relation.

Die Absorptionskurve, welche WATASE und ITOH angeben, stimmt mit der unsrigen recht genau überein, abgesehen von der γ -Intensität. Ihr Wert für die Reichweite, $2,47 \text{ g/cm}^2$ ist aber aus dem Fusspunkt der linearen Absorptionskurve bestimmt. Dieses Verfahren führt aber durchwegs zu einer groben Unterschätzung der Reichweite. Davon kann man sich bei Versuchen

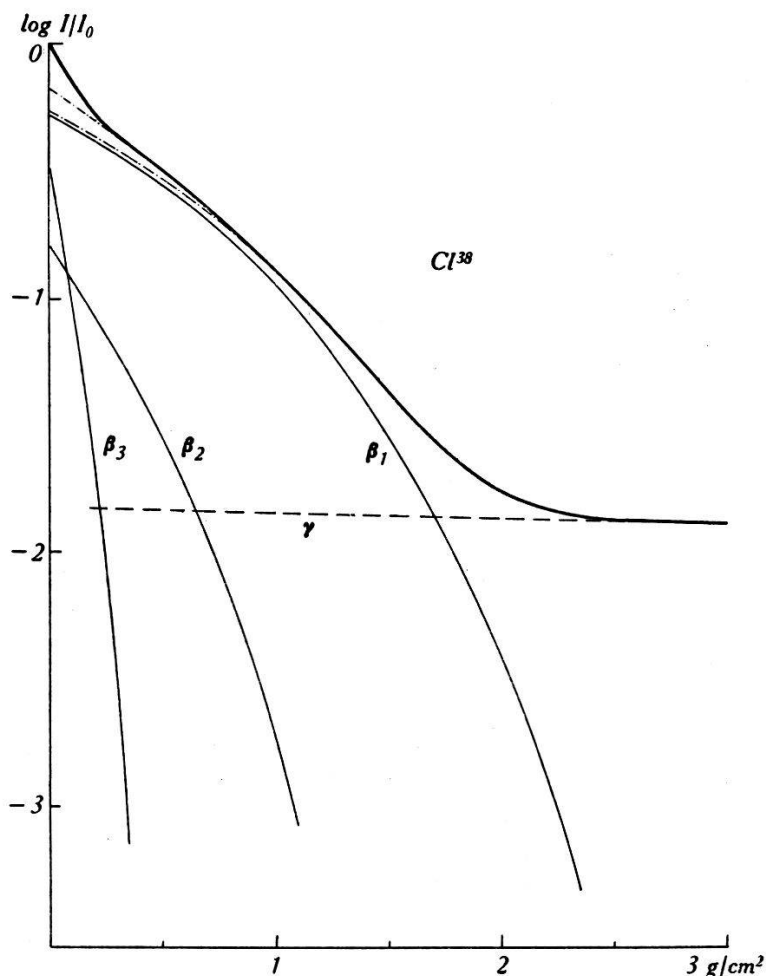


Fig. 5.

Absorptionskurve der Strahlung von Cl^{38}

mit P^{32} (mit oder ohne künstlichen γ -Untergrund) leicht überzeugen.

In der Tabelle 1 sind für die vier Eichsubstanzen die Relativwerte d_n/R der Aluminiumabsorberdicken d_n angegeben, welche in unserer Anordnung die Anfangsintensität auf den 2^n -ten Teil herabsetzen. Die Unterschiede im Verlauf sind so gross, dass das FEATHER'sche Vergleichsverfahren mit RaE als Eichsubstanz unzweckmässig erscheint. Unsere Erfahrung mit einer Reihe von

Absorptionskurven weisen eindeutig darauf hin, dass die Unterschiede zufolge individueller Besonderheiten der β -Spektren stark zurücktreten gegenüber einer ausgeprägten systematischen Abhängigkeit von der Maximalenergie. Es liegt nun nahe, im Energie-Absorbergewicht-Diagramm nicht nur für die Reichweite, sondern für jedes n eine Gerade einzuzichnen, welche durch die entsprechenden Eichpunkte von P³² und Cl³⁸ bestimmt ist. Den d_n -Werten eines unbekannten Spektrums entspricht dann auf der zugehörigen Geraden eine Energie E_n , welche mit wachsendem n der Maximalenergie des β -Spektrums zustrebt. Dieser direkte Weg ist frei von den Unsicherheiten der Reichweite, und der Gang der E_n ist bei einfachen Spektren nur ganz gering. Damit sind aber die Voraussetzungen geschaffen für eine quantitative Analyse von Absorptionskurven komplexer β -Spektren.

Tabelle 1.

n	RaE	d_n/R		
		P ³²	UX ₂	Cl ³⁸
1	0,10 ₄	0,14 ₆	0,14 ₂	0,20 ₃
2	0,20 ₀	0,26 ₇	0,26 ₀	0,34 ₈
3	0,29 ₀	0,36 ₈	0,36 ₁	0,45 ₃
4	0,37 ₅	0,46 ₅	0,45 ₀	0,54 ₂
5	0,45 ₃	0,54 ₅	0,53 ₀	0,61 ₅
6	0,52 ₆	0,61 ₅	0,59 ₇	0,68 ₀
7	0,59 ₁	0,67 ₈	0,65 ₇	0,73 ₄
8	0,65 ₁	0,73 ₃	0,71 ₂	0,78 ₀
9	0,70 ₆	0,78 ₀	0,76 ₁	0,82 ₄
10	0,75 ₈	0,82 ₃	0,80 ₅	
11	0,80 ₅	0,86 ₄	0,84 ₄	
12	0,85 ₀	0,89 ₆	0,88 ₁	
13	0,89 ₀	0,92 ₅	0,91 ₅	
14	0,92 ₇	0,95 ₀	0,94 ₅	
R	0,512	0,815	1,168	2,70

Das Problem der Form der Absorptionskurve in ihrer Abhängigkeit von der Maximalenergie und der Gestalt des β -Spektrums ist übrigens der rechnerischen Behandlung zugänglich. Darüber soll in einer spätern Mitteilung berichtet werden.

Unter Umständen ist es nicht möglich, dünne Quellen zu verwenden, so dass eine Methode benötigt wird, die von der Absorptionskurve $I(d)$ einer dicken Quelle (Dicke t in Aluminium-

äquivalent) auf jene einer dünnen Quelle $I_0(d)$ schliessen lässt. Nun gilt aber die Beziehung

$$I(d) = \frac{1}{t} \int_a^{d+t} I_0(a) da.$$

Daraus kann man die zu erwartenden Korrekturen nach dem Vorgang von FEATHER²³⁾ für typische Fälle berechnen; doch zeigt es sich, dass sie stark von der Kurvenform und von n abhängen. Ausser für geringe Dicken ($t/R < 0,1$) ist das Verfahren daher unpraktisch und zudem beschränkt auf einfache Spektren. Wir ziehen deshalb meist vor, die differentielle Fassung obiger Formel zu benutzen:

$$I_0(d) = I_0(d+t) - t \left[\frac{d}{da} I(a) \right]_d$$

und die I_0 -Kurve von grossen Absorberdicken her punktweise aufzubauen. Der erste Term rechts ist meist klein gegenüber dem zweiten.

β - γ - und γ - γ -Koinzidenzmessungen sind unumgänglich zur Aufklärung des Zerfallschemas²⁷⁾²⁸⁾. Bei komplexen β -Spektren ist die Absorptionskurve der Koinzidenzen identisch mit jener des Teilspektrums, wodurch die Analyse sehr erleichtert wird. Bei Kenntnis der wirksamen Raumwinkel können mehrere Kontrollen vorgenommen werden.

Die Messung der Energie der γ -Quanten nach der Methode von BOTHE²⁹⁾ liefert eine weitere Kontrollmöglichkeit, sofern der Zerfall des instabilen Kerns nicht zu kompliziert vor sich geht. Die Schwierigkeit liegt hier hauptsächlich im Fehlen geeigneter Eichsubstanzen, denn es ist zu erwarten, dass diese Absorptionskurven noch mehr als bei β -Strahlen von der geometrischen Anordnung abhängen.

III. Messungen an Chlor.

Die mit schnellen Neutronen an Chlor induzierten Aktivitäten wurden genauer untersucht, um die von HUBER, LIENHARD und WÄFFLER³⁰⁾ gefundene 14,7 sec-Aktivität zuordnen zu können. Dabei wurde eine bisher nicht beobachtete 5 min-Aktivität gefunden, die dem S^{37} zuzuordnen ist. Da ihre Kenntnis zur Auswertung der kürzeren Aktivität notwendig ist, sei sie an erster Stelle beschrieben.

S^{37} .

Bestrahlt man eine chlorhaltige Substanz, etwa C_2Cl_6 während 5 min mit schnellen Li-D-Neutronen, so erhält man die in

Fig. 6 dargestellte Abklingkurve der induzierten Aktivität. Nach Subtraktion der bekannten Aktivitäten von Cl^{34} , Cl^{38} , P^{32} , S^{35} und der kurzen von genauer 12,4 sec HWZ bleibt eine rein exponentiell abfallende Aktivität von 5 min HWZ übrig. Die chemische Abtrennung ergibt, dass es sich um ein Schwefelisotop handelt. Das feste KCl oder NaCl wird nach dem Bestrahlen gelöst, etwas H_2SO_4 als Trägersubstanz und $BaCl_2$ als Fällungsmittel beigegeben. Das ausfallende Bariumsulfat wird als dünne

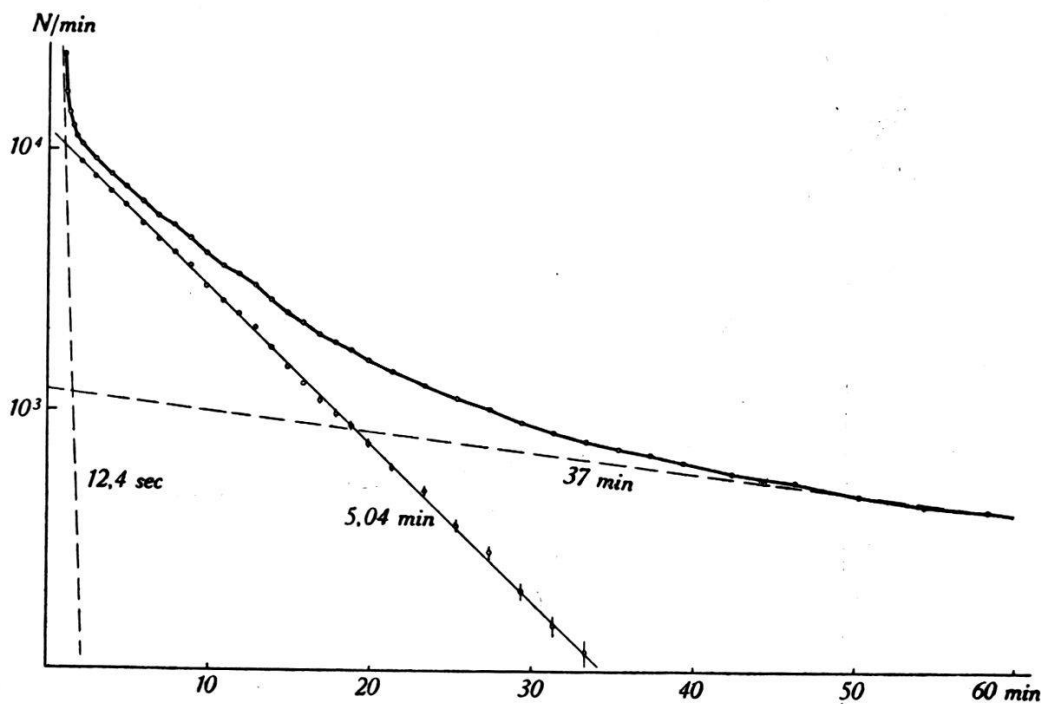


Fig. 6.

Aktivität von C_2Cl_6 , 5 min mit Li-D-Neutronen bestrahlt.

Schicht auf einem zur ebenen Anordnung passenden Filterblatt $7 \times 2,4$ cm aufgefangen. Ausser einer leichten Erhöhung des Null-effektes, die vom langlebigen S^{35} herrühren dürfte, findet sich eine Aktivität von $5,04 \pm 0,02$ min Halbwertszeit. Zur Kontrolle wurde auch eine Fällung auf Phosphor durchgeführt. Es zeigte sich keine entsprechende Aktivität.

Die Zuordnung hängt von derjenigen des 88 Tage-Schwefels ab, der auch durch den n, p -Prozess aus dem Chlor gewonnen wird, das die beiden stabilen Isotope 35 und 37 enthält. Während die lange Aktivität früher eher dem S^{37} zugesprochen wurde³¹⁾ hat KAMEN³²⁾ starke Argumente dafür beigebracht, dass sie zum S^{35} gehört. Wir versuchten, die 5 min-Aktivität noch auf andere Weise zu erhalten, nämlich durch Neutroneneinfang an Schwefel, der ja unter andern auch die stabilen Isotope 34 und 36 enthält,

hatten aber keinen Erfolg. Beachtet man die relativen Häufigkeiten dieser Isotope, 4,2% bzw. 0,016%, so deutet auch dieses Resultat auf eine Zuordnung zu S^{37} hin. Die Möglichkeit einer Kernisomerie fällt angesichts des gleich zu besprechenden komplexen β -Spektrums ausser Betracht.

Die Absorptions-, Koinzidenz- und γ -Energiesmessung wurde in der ebenen Anordnung an der chemisch abgetrennten Aktivität durchgeführt. Es waren mehr als 30 Messreihen notwendig, um bei der kurzen HWZ eine ausreichende Genauigkeit zu erhalten.

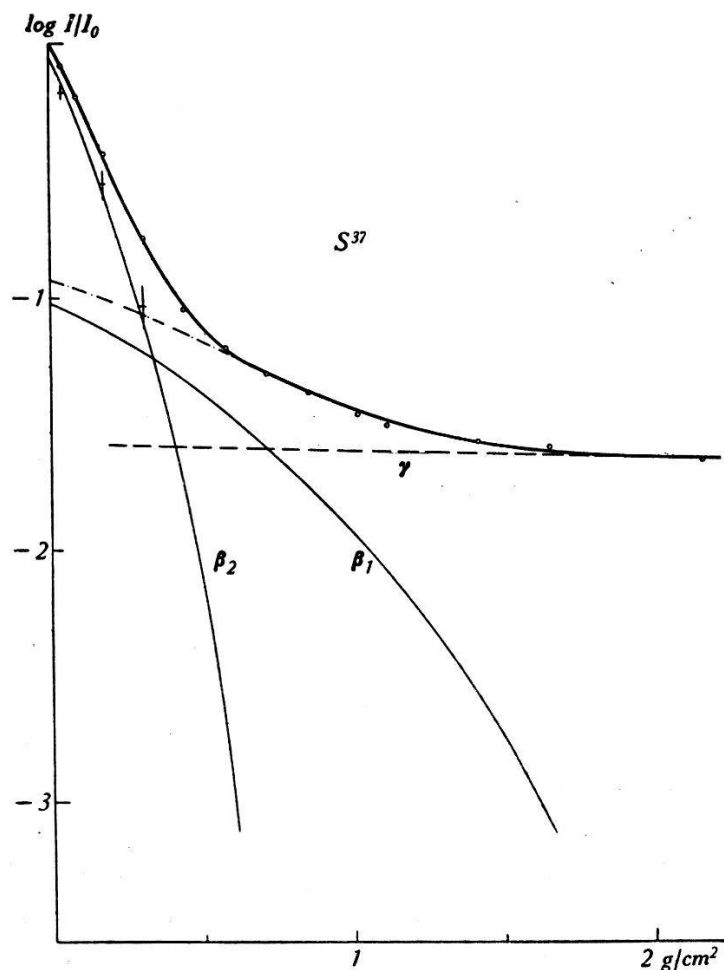


Fig. 7.

Absorptionskurve der Strahlung von S^{37} .

Die Messpunkte der Absorptionskurve sind in der halblogarithmischen Darstellung Fig. 7 als kleine Kreise eingetragen, deren Grösse etwa dem statistischen Fehler entspricht. Man erkennt sofort, dass eine starke γ -Strahlung und ein komplexes β -Spektrum vorliegen. Die Koinzidenzmessungen, durch Kreuze + bezeichnet, bestätigen diese Auffassung. Ihre Genauigkeit ist aber so gering, dass man das Teilspektrum besser durch Analyse der Absorptionskurve bestimmt.

Die stark ausgezogene Kurve ist die Summe der drei dünnen Teilabsorptionskurven, die einem normalen β -Spektrum von 4,3 MeV Maximalenergie (β_1) mit 10% Anteil, einem normalen Teilspektrum von 1,6 MeV (β_2) mit 90% Anteil und dem γ -Untergrund zukommen. Die Übereinstimmung mit den Messpunkten ist sehr befriedigend. Abweichungen der Spektren von der Normalform machen sich hauptsächlich im Anfangsteil der Absorptionskurve bemerkbar. Dies bedeutet, dass die Maximalenergie wenig, das Verzweigungsverhältnis aber empfindlich davon beeinflusst wird. Dieses dürfte jedenfalls zwischen 8 und 12% liegen.

Die Differenz der beiden Maximalenergien entspricht einer γ -Strahlung von 2,7 MeV. Die Energiemessung nach der Methode von BOTHE ergibt aus der Halbwertsdicke 2,6 MeV³³⁾, aus der Grenzdicke der linear aufgetragenen Absorptionskurve 2,9 MeV^{34) 35)}. Die γ -Strahlung scheint also homogen zu sein, und die Analyse der Absorptionskurve findet eine gute Bestätigung.

P³⁴.

Bei der von HUBER, LIENHARD und WÄFFLER³⁰⁾ gefundenen kurzen Aktivität handelte es sich zunächst darum, die Halbwertszeit genauer zu bestimmen und sie zu vergleichen mit derjenigen, die nach CORK und MIDDLETON³⁶⁾ mit schnellen Neutronen in Schwefel induziert wird. Die bestrahlten Substanzen waren C_2Cl_6 , CCl_4 , CS_2 und fester Schwefel. Die Halbwertszeiten wurden nach der Methode von PEIERLS³⁷⁾ berechnet und stimmen gut überein: $12,45 \pm 0,15$ sec aus den Chlormessungen, $12,3 \pm 0,2$ sec aus den Schwefelmessungen. Der schlüssige Beweis, dass es sich um dieselbe Aktivität handelt, muss durch chemische Abtrennung der in Chlor induzierten Aktivität erbracht werden.

Die kurze Lebensdauer erforderte besonders rasche Fällungsmethoden. Herrn Dr. E. JACOBI sind wir zu Dank verpflichtet für die Ausarbeitung und Durchführung. Nach vielen Versuchen gelang es, bei der oben beschriebenen Schwefelfällung die Zeitspanne zwischen Ende Bestrahlung und Messbeginn auf etwa 30 Sekunden zu verkürzen, indem die kochende Salzlösung bestrahlt wurde. Ausser der 5 min-Aktivität von S^{37} konnte nur eine schwache Aktivität von etwa 7 sec HWZ gefunden werden. Diese trat auch bei Kontrollbestrahlungen von KOH, NaOH und sogar von dest. Wasser allein auf und konnte durch Auswaschen der Filter fast zum Verschwinden gebracht werden. Es dürfte sich dabei um den Prozess $O^{16}(n, p)N^{16}$ handeln, wobei ein Teil der gebildeten N-Atome im Filter zurückgehalten wird.

Die Phosphorfällung erfolgte nach der Molybdatmethode. Nach Bestrahlung der kochenden KCl- oder NaCl-Lösung wurde Natriumphosphat als Trägersubstanz, etwas Salpetersäure als Oxydationsmittel und die Fällungssubstanz (saure Lösung von Ammoniummolybdat und Ammoniumnitrat) zugegeben. Wegen der bessern Filtrierbarkeit des Niederschlags konnte der Zeitverlust auf etwa 25 sec gesenkt werden. Hier wurde nun die 12,4 sec-Aktivität wiedergefunden. Auch bei der Phosphorfällung konnte bei der Kontrolle mit KOH die Anwesenheit der erwähnten kurzen Fremdaktivität festgestellt werden. Nach der entsprechenden Korrektur fanden wir folgende Halbwertszeit: aus KCl $12,3 \pm 0,4$ sec, aus NaCl $12,6 \pm 0,4$ sec. Das gewogene Mittel aus allen Bestimmungen liegt bei

$$\underline{12,40 \pm 0,12 \text{ sec.}}$$

Die Zuordnung dieser Aktivität ist nun eindeutig möglich: sie wird aus dem Chlor durch den n, α -Prozess gebildet. Dieser führt von Cl^{35} auf den wohlbekannten P^{32} , so dass nur die Möglichkeit $\text{Cl}^{37} (n, \alpha) \text{P}^{34}$ besteht. Beim Schwefel führt der n, p -Prozess zu P^{34} .

Bei so kurzer Lebensdauer sind Absorptionsmessungen nach der gewöhnlichen Methode kaum mehr durchzuführen, da die Stosszahl pro Bestrahlung gering ist und der Absorberwechsel zu viel Zeit in Anspruch nimmt. Wir bauten daher eine Einrichtung für kontinuierliche Bestrahlung flüssiger Substanzen. Aus einem geschlossenen Vorratsgefäss, das unter Druck gesetzt wird, gelangt die Flüssigkeit in das Bestrahlungsgefäss von 250 cm^3 Volumen, dann durch eine 9 m lange Leitung von geringem Querschnitt zur neutronengeschützten Messapparatur. Bei konstanter Durchflussmenge steht dort eine zeitlich konstante Anzahl aktiver Atome zur Verfügung.

Bei Vorgabe gewisser äusserer Bedingungen (HWZ, Dichte und Zähigkeit der Flüssigkeit, Druckgefälle in der Leitung, Begrenzung der Bestrahlungskammer gegen die Neutronenquelle) existiert ein optimaler Leitungsquerschnitt und ein zugehöriges Bestrahlungsvolumen, die angenähert berechnet werden können. Glücklicherweise ist das Optimum sehr flach. Bei Variation des Druckes kann eine bestimmte Anlage für ein ziemlich grosses HWZ-Intervall gebraucht werden.

Zwei Flüssigkeiten standen zur Wahl: CS_2 und CCl_4 . Der Vorteil von CS_2 liegt in der Abwesenheit von störenden kurzen Aktivitäten, da die Energie unserer Li-D-Neutronen zur Bildung von S^{31} nicht ausreicht. Die Vorteile von CCl_4 , vierfache Ausbeute und ungefährliche Handhabung, schienen uns aber so wesentlich,

dass wir die störenden Aktivitäten S^{37} , Cl^{34} und Cl^{38} in Kauf nahmen. Sie sind nämlich relativ schwach und können in folgender Weise berücksichtigt werden: Gegen Ende einer Messreihe, nach Durchfluss von etwa 12 l CCl_4 wird die Messkammer abgetrennt und die Abfallkurve der darin verbliebenen Flüssigkeit aufgenommen und analysiert, so dass auf die im stationären Zustand vorhandenen, zu S^{37} und $Cl^{34} + Cl^{38}$ gehörenden Aktivitäten zurückgeschlossen werden kann. Der Gehalt an P^{32} , der im Laufe der Zeit zunimmt, wird aus Differenzmessungen gegen den Nulleffekt bei Füllung mit unbestrahltem CCl_4 bestimmt, während die sehr weiche β -Strahlung von S^{35} in den vorhandenen Folien völlig absorbiert wird.

Die zu den obigen vier Aktivitäten gehörenden Absorptionskurven, γ -Intensitäten und Koinzidenzraten wurden mit dem nämlichen zylindersymmetrischen Messgefäß bestimmt. Das CCl_4 strömt mit tangentialem Einlauf in die hohlzylinderförmige Messkammer von 70 mm Höhe, die das β -Zählrohr umgibt und deren innere Wand aus Kupferfolie besteht. Die Schichtdicke von 6,3 mm entspricht $1,03 \text{ g/cm}^2$ Aluminiumäquivalent.

Um die Koinzidenzrate zu erhöhen, brachten wir auf der Aussenseite der Kammer sechs parallelgeschaltete Bleizählrohre an. Wie die folgende Tabelle 2 zeigt, sind die Verhältnisse bei den

Tabelle 2.

Mittlere Stosszahlen pro min, ohne Absorber.

	β	γ	Koinz.
P^{34}	30000	380	19
S^{37}	960	250	3,0
Cl^{34+38}	100	3	0,0
P^{32}	400	—	—
Nulleff.	40	200	$1,4 + 0,6$

β -Strahlen sehr günstig, während die γ -Strahlung der fremden Aktivitäten stärker hervortritt. Der Nulleffekt der Koinzidenzen ist aufgespalten in zwei Teile: Im ersten sind die zufälligen und die Höhenstrahlkoinzidenzen enthalten, im zweiten die bei der vorliegenden geometrischen Anordnung relativ häufigen Koinzidenzen, welche durch COMPTON-Streuung der γ -Quanten auftreten. Es ist nicht völlig auszuschliessen, dass sich darunter auch echte γ - γ -Koinzidenzen befinden.

Fig. 8 zeigt die dem P^{34} zukommende Absorptionskurve. Es ist eine schwache γ -Strahlung vorhanden. Der glatte Verlauf der

vom γ -Untergrund befreiten Kurve lässt auf den ersten Blick kein Teilspektrum erkennen, wenn nicht die Absorptionskurve der Koinzidenzen (im linken untern Teil dargestellt) eindeutig dafür spräche. Es darf aber nicht vergessen werden, dass es sich um die Absorptionskurve einer dicken Quelle handelt. Die Umrechnung auf dünne Quelle erfolgte nach dem im II. Teil angegebenen rechnerischen Verfahren. Dann ergibt sich zunächst die obere Grenze des Teilspektrums zu 3,2 MeV. Die Analyse der

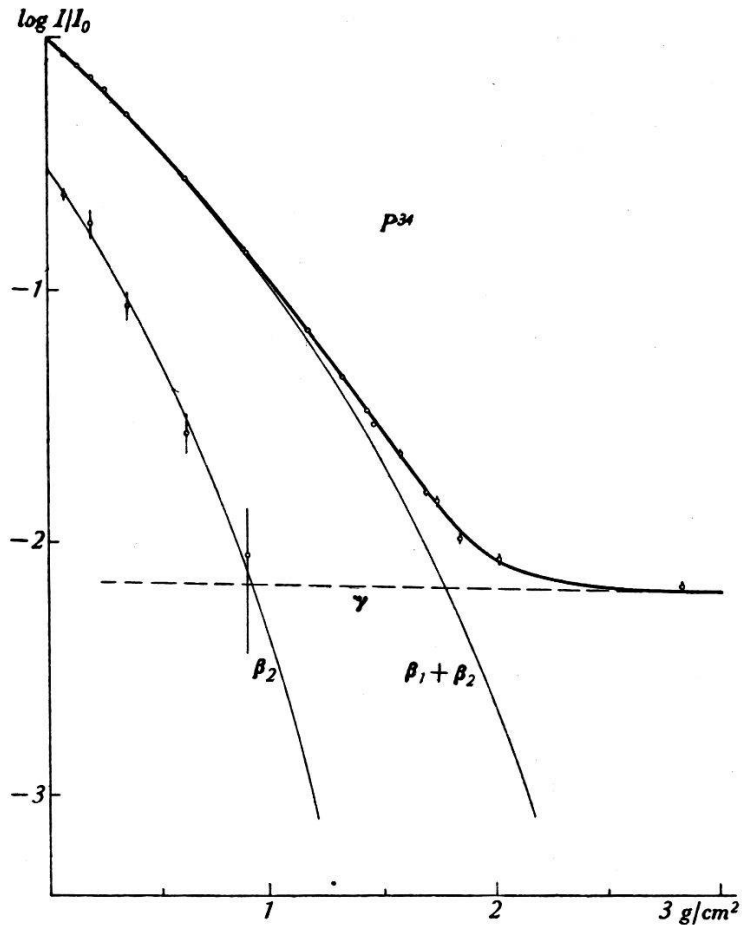


Fig. 8.

Absorptionskurve der Strahlung von P 4 (Dicke Quelle).

β -Absorptionskurve liefert für den direkten Übergang bei Annahme eines Cl^{38} -ähnlichen Spektrums eine Maximalenergie 5,1 MeV, während für das Verzweigungsverhältnis ein gewisser Spielraum bleibt: etwa 30% der Elektronen sollten danach dem Teilspektrum angehören.

Dieser Prozentsatz kann ganz unabhängig davon aus der β - und γ -Zählrate bestimmt werden, wenn die γ -Empfindlichkeit des Zählrohres bekannt ist. Nach eigenen Messungen beträgt diese für γ -Quanten von 2 MeV 0,011. Berücksichtigt man noch den

bei dicken Quellen auftretenden geringen Unterschied des effektiven Raumwinkels für β - und γ -Strahlen, so erhält man 27%. Eine entsprechende Rechnung kann man auch für die γ -Zählrohre ausführen, wenn man zuvor deren wirksamen Raumwinkel mit Hilfe der Formeln von NORLING³⁸⁾ berechnet hat. Wegen dieser zusätzlichen Unsicherheit ist dem so erhaltenen Wert von 20% weniger Gewicht beizulegen. Für die Kopplung zwischen γ -Stößen und Koinzidenzen, wo der Raumwinkel des β -Zählrohres wesentlich eingeht, erhält man den etwas zu grossen Wert 1,12.

Wegen der Anwesenheit von S^{37} mit den vielen 2,7 MeV-Quanten hat es keinen Sinn, eine γ -Energiebestimmung nach BOTHE zu versuchen, so dass diese Kontrollmöglichkeit ausfällt.

Zum Schluss seien die Resultate in Tabelle 3 zusammengestellt. Die Grundlagen der Massenberechnung sind dem Isotopenbericht 1942³⁹⁾ entnommen.

Tabelle 3.

	S^{37}	P^{34}
Halbwertszeit . .	$5,04 \pm 0,02$ min	$12,40 \pm 0,12$ sec
Grenzenergie β_1 .	$4,3 \pm 0,3$ MeV	$5,1 \pm 0,2$ MeV
β_2 .	$1,6 \pm 0,1$ MeV	$3,2 \pm 0,2$ MeV
$\beta_1:\beta_2$	10:90	75:25
γ -Strahlung . . .	$2,7 \pm 0,2$ MeV	(1,9 MeV)
Masse	$36,98231 \pm 30$	$33,98257 \pm 30$

Mit Ausnahme des wahrscheinlich sehr langlebigen Cl^{36} ³²⁾ sind nun alle Isotope nachgewiesen, welche durch die bekannten Neutronenprozesse (n, γ), ($n, 2n$), (n, p) und (n, α) aus Chlor gebildet werden können.

Unserem verehrten Lehrer, Prof. Dr. P. SCHERRER, möchten wir für sein stetes, förderndes Interesse an dieser Arbeit den besten Dank aussprechen.

Zürich, Physikalisches Institut der E.T.H.

Literaturverzeichnis.

- 1) IMHOF, Micafil-Nachrichten, Juli 1939.
- 2) IMHOF, HPA **12**, 285 (1939).
- 3) OLIPHANT und RUTHERFORD, Proc. Roy. Soc., A **141**, 259 (1933).
- 4) HUBER, LIENHARD und WÄFFLER, HPA **16**, 33 (1943).
- 5) HAILER, Wiss. Veröff. Siemens **17**, 115 (1938).
- 6) SCHÜTZE, Wiss. Veröff. Siemens **17**, 135 (1938).

- 7) RABUS, Arch. f. Elektrotechn. **32**, 389 (1938).
 - 8) KIRKPATRICK und BECKERLEY, Rev. Sci. Inst. **7**, 24 (1936).
 - 9) BRÜCHE und SCHERZER, Geometrische Elektronenoptik, Springer 1934.
 - 10) VAN ATTA, NORTHRUP und VAN DE GRAAF, Rev. Sci. Inst. **12**, 534 (1941).
 - 11) WÄFFLER, HPA **12**, 288 (1939).
 - 12) VON ARDENNE, Elektronen-Ü bermikroskopie, Springer 1940, S. 115.
 - 13) BAUMGARTNER et al., HPA **15**, 332 (1942).
 - 14) PENNING, Physica **4**, 71 (1937).
 - 15) AEBERSOLD, J. app. Phys. **12**, 345 (1941).
 - 16) ALAOGLU und SMITH, Phys. Rev. **53**, 832 (1938).
 - 17) VAN DER VELDEN und ENDT, Physica **9**, 641 (1942).
 - 18) LIFSCHUTZ und LAWSON, Rev. Sci. Inst. **9**, 83 (1938).
 - 19) LIFSCHUTZ, Rev. Sci. Inst. **10**, 21 (1939).
 - 20) STEVER, Phys. Rev. **61**, 38 (1942).
 - 21) HULL, Rev. Sci. Inst. **11**, 404 (1940).
 - 22) FEATHER, Phys. Rev. **35**, 1559 (1930).
 - 23) FEATHER, Proc. Cambridge Phil. Soc. **34**, 599 (1938).
 - 24) WU, Phys. Rev. **59**, 481 (1941).
 - 25) BORN und SEELMANN, Naturwiss. **31**, 201 (1943).
 - 26) WATASE und ITOH, Proc. Phys.-math. Soc. Japan (3) **21**, 626 (1939).
 - 27) DUNWORTH, Rev. Sci. Inst. **11**, 167 (1940).
 - 28) MAIER-LEIBNITZ, Physik. Zeitschr. **43**, 333 (1942).
 - 29) BOTHE und KOLHÖRSTER, Naturwiss. **17**, 271 (1929).
 - 30) HUBER, LIENHARD und WÄFFLER, HPA **15**, 314 (1942).
 - 31) O'NEAL, Phys. Rev. **59**, 109 (1941).
 - 32) KAMEN, Phys. Rev. **60**, 537 (1941).
 - 33) BECKER und BOTHE, Zeitschr. f. Phys. **76**, 421 (1932).
 - 34) CURRAN, DEE und PETRZILKA, Proc. Roy. Soc. A **169**, 269 (1938).
 - 35) BENNET, BONNER und WATT, Phys. Rev. **59**, 794 (1941).
 - 36) CORK und MIDDLETON, Phys. Rev. **58**, 474 (1940).
 - 37) PEIERLS, Proc. Roy. Soc. A **149**, 469 (1935).
 - 38) NORLING, Ark. Mat. Astron. Fysik **27**, Nr. 27 (1941).
 - 39) FLÜGGE und MATTAUCH, Physik. Zeitschr. **44**, 181 (1943).
-