

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

September 1970

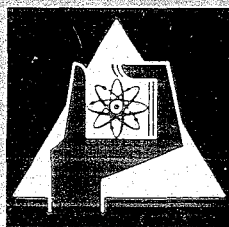
KFK 1222

Zyklotron-Laboratorium

II, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

Untersuchung des β -Spektrums von ^{14}C mit einem Proportionalzählrohr
mit innerer Antikoinzidenzabschirmung

W. R. Gramm, S. K. Thio, H. Rebel, R. Löhken



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

Kernforschungszentrum Karlsruhe

September 1970

K F K 1222

Untersuchung des β -Spektrums von ^{14}C
mit einem Proportionalzählrohr mit
innerer Antikoinzidenz-
abschirmung

Experimentelle Evidenz für die nichtstatistische Form
des Spektrums

W.R. Gramm, S.K. Thio, H. Rebel und R. Löhken

II. Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

und

Zyklotron-Laboratorium

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

Zusammenfassung

Das β -Spektrum beim Zerfall von ^{14}C wurde mit gasförmiger Quelle bei verschiedenen Zählgasdrucken in einem Vieldrahtproportionalzählrohr gemessen. Die resultierenden Spektren stimmen überein und weisen deutliche Abweichungen von der statistischen Form auf. Der Spektrumsfaktor wird unter Berücksichtigung von Matrixelementen höherer Ordnung analysiert.

Abstract

The β -spectrum of the ^{14}C decay has been measured using a multiwire proportional counter and gaseous ^{14}C sources. The spectrum measurements at different pressures result in clear deviations from the statistical shape. The shape factor has been analysed in terms of higher order nuclear matrix elements contributing to allowed Gamov-Teller transitions.

Handwritten text at the top of the page, possibly a header or title, which is mostly illegible due to fading and bleed-through.

Main body of handwritten text, consisting of several lines of cursive script. The text is significantly faded and difficult to decipher.

Second section of handwritten text, appearing as a distinct paragraph or entry. The handwriting is consistent with the rest of the page but remains largely illegible.

Third section of handwritten text, continuing the narrative or list. The lines are closely spaced and the ink is very light.

Final section of handwritten text at the bottom of the page, possibly a conclusion or signature area. The text is sparse and difficult to read.

1. Einleitung

Der anomal hohe ft -Wert ($\log ft = 9.2$) bei dem aufgrund der Auswahlregel ($\Delta I = 1$, $\Delta \pi = 0$) als erlaubt klassifizierten β -Zerfall von ^{14}C ist oft theoretisch untersucht worden und hat mehrere Deutungen erfahren. In jüngster Zeit sind hauptsächlich zwei Erklärungsmöglichkeiten diskutiert worden. Die eine Möglichkeit wurde von VISSCHER und FERRELL¹⁾, ELLIOTT²⁾, JANCOVICI und TALMI³⁾ sowie ZAMICK⁴⁾ vertreten. Diese Autoren zeigen, daß eine Tensor-Kraft bei der Nukleon-Nukleon-Restwechselwirkung die beobachtete Reduktion des Gamov-Teller-Matrixelements verursachen könnte. Diese Tensor-Kraft wirkt dem Effekt der Spin-Bahn-Kraft entgegen und gibt möglicherweise die richtige Mischung von p-Schalenzuständen, so daß im Matrixelement des β -Zerfalls von ^{14}C die beobachtete destruktive Interferenz auftritt. Sie bleibt jedoch hinreichend klein, um die Eigenschaften anderer p-Schalenkerne nicht zu beeinflussen.

Die andere Erklärungsmöglichkeit, die zuerst von INGLIS⁵⁾ vorgeschlagen wurde, geht davon aus, daß die Grundzustände von ^{14}C und ^{14}N auch Beimischungen von Konfigurationen aus anderen Schalen enthalten. Dies wird nahegelegt durch Untersuchungen der $^{14}\text{C}(d,t)$ -Reaktion von MOORE, McGRUER und HAMBURGER⁶⁾ sowie von BARANGER und MESHKOV⁷⁾. In der Tat zeigt z.B. eine theoretische Abschätzung von WEIDENMÜLLER⁸⁾, daß selbst bei der Annahme einer zusätzlichen Tensor-Kraft die niedrig gelegenen Zustände von ^{14}C und ^{14}N nicht reproduziert werden können, wenn nur p-Schalen-Zustände betrachtet werden. Daher scheinen Konfigurationsmischungen erheblich zu den Grundzuständen des Systems der Masse 14 beizutragen. Um diese Konfigurationsmischungen für die Reduktion des Gamov-Teller-Matrixelements verantwortlich machen zu können,

bedarf es jedoch einer zusätzlichen Annahme über die relativen Phasen dieser Beiträge.

Kürzlich wurde der gesamte Fragenkomplex aufgrund der bis dahin vorliegenden β -Zerfalls- und γ -Zerfalls-Daten von ^{14}C , ^{14}O und ^{14}N von ROSE, HÄUSSER und WARBURTON⁹⁾ geprüft. Sie fanden, daß allein die Hinzunahme einer Tensor-Komponente in der Wechselwirkung eine konsistente Beschreibung aller Daten ermöglicht, wohingegen die erwähnten Konfigurationsmischungen von sekundärer Bedeutung sind.

Die starke Behinderung des β -Zerfalls bei ^{14}C läßt es möglich erscheinen, daß in diesem Fall die sonst vernachlässigbaren Korrekturen höherer Ordnung zu erlaubten Gamov-Teller-Zerfällen eine Rolle spielen. Im allgemeinen sind diese Korrekturen energieabhängig und äußern sich in Abweichungen des β -Spektrums von der statistischen Form. Umgekehrt sollte eine starke Abweichung von der statistischen Form eine Bestimmung höher verbotener Terme ermöglichen und somit neue kernphysikalische Information liefern.

Bis vor kurzem schienen jedoch alle experimentellen Ergebnisse¹⁰⁻¹³⁾ auf die statistische Form des β -Spektrums von ^{14}C hinauszulaufen. Die kritische Durchsicht dieser Experimente ließ es aber auch sinnvoll erscheinen, diese Ergebnisse nochmals nachzuprüfen.

Für die Messung des β -Spektrums von ^{14}C bietet sich das Proportionalzählrohr als geeigneter Detektor an. Bei Messungen mit dem Proportionalzählrohr ist das gasförmige Präparat homogen über das sensitive Volumen des

Detektors verteilt, so daß die sonst bei festen Quellen und niedrigen Energien störenden Einflüsse von Selbstabsorption und Rückstreuung im Präparat bzw. an der Detektoroberfläche entfallen.

Auch die relativ gute Energieauflösung im Energiebereich von 1-50 keV und die Tatsache, daß in seiner Gasverstärkung (bis 10^5 -fach) ein rauschloser Verstärker gegeben ist, der bei der elektronischen Nachverstärkung keinen übertrieben großen Aufwand hinsichtlich der Empfindlichkeit mehr erfordert, prädestinieren das Proportionalzählrohr für die β -Spektroskopie im niederen Energiebereich. Allerdings ist zu beachten, daß das gasförmige Präparat nicht elektro-negativ, d.h. kein Zählergift sein darf, und daß bei höheren Energien, wenn die Reichweite der Teilchen mit den Zählrohrdimensionen vergleichbar wird, systematische Fehler durch die endliche Ausdehnung des Zählrohrs auftreten. Diese sind der Wandeffekt, bei dem in Richtung Zählrohrwand emittierte Teilchen in der Wand absorbiert bzw. rückgestreut werden, und der Endeffekt, der durch die Inhomogenität des elektrischen Feldes an den Zählrohrenden verursacht wird. Diese systematischen Fehler lassen sich entweder in gewisser Hinsicht rechnerisch korrigieren oder reduzieren, indem der Zählgasdruck erhöht und/oder ein Magnetfeld angelegt wird, so daß die Reichweite der Elektronen effektiv verkürzt wird.

Eine prinzipiell sehr elegante Anordnung, den Wandeffekt zu eliminieren, haben DREVER, MOLJK und CURRAN¹⁴⁾ entwickelt. Das Zählrohr besteht dabei aus einem "wandlosen" inneren Proportionalzählrohr und einem in Antikoinzidenz geschalteten Außenkranz von Zählrohren. Die "Wand" des inneren Zählrohrs wird dabei nur durch einige auf Kathodenpotential liegende Drähte gebildet. Durch

die Antikoinzidenz-Schaltung werden Teilchen aus dem Innenzählrohr, die einen Wandeffekt verursachen, nicht registriert. Ferner kann die Anordnung durch eine Glasperle auf dem Hauptfelddraht in zwei Zählrohre ungleicher sensitiver Volumina unterteilt werden. Durch Bildung des Differenz-Spektrums wird der Einfluß des Endeffekts eliminiert¹⁵⁾.

Beim Studium niederenergetischer β -Strahler fanden kürzlich SONNTAG^{16,17)} mit einem Hochdruck-Proportionalzählrohr und THIO^{16,18)} mit einem Vieldraht-Proportionalzählrohr erste Hinweise auf eine nichtstatistische Form des β -Spektrums von ^{14}C . In dieser Arbeit wird zunächst über die Messung des ^{14}C -Spektrums mit der bereits von THIO¹⁸⁾ beschriebenen Apparatur berichtet. Unabhängig davon und gleichzeitig hat RIBBAT¹⁹⁾ ein weiteres Vieldraht-Proportionalzählrohr aufgebaut und das β -Spektrum von ^{14}C vermessen. Es liegen daher mehrere unabhängige Spektralmessungen vor, die in guter Übereinstimmung sind, aber alle deutliche Abweichungen von der statistischen Form zeigen²⁴⁾.

Der aus den Messungen gewonnene Spektrumsfaktor wird im Rahmen der von BÜHRING²³⁾ gegebenen Formulierung des Kern- β -Zerfalls analysiert, um die Beiträge höher verbotener Matrixelemente zu bestimmen.

2. Wirkungsweise des Vieldraht-Proportionszählrohrs

Das Vieldraht-Proportionalzählrohr besteht aus einem zentralen Innenzählerrohr und einem in Antikoinzidenz parallel-geschalteten Kranz von Außenzählrohren. Da die "Wand" zwischen Innen- und Außenzählern nur von einigen als Kathoden gespannten Drähten gebildet wird, ist sie für die zu spektroskopierenden Teilchen transparent.

Abb. 1 zeigt das Prinzip dieser Anordnung.

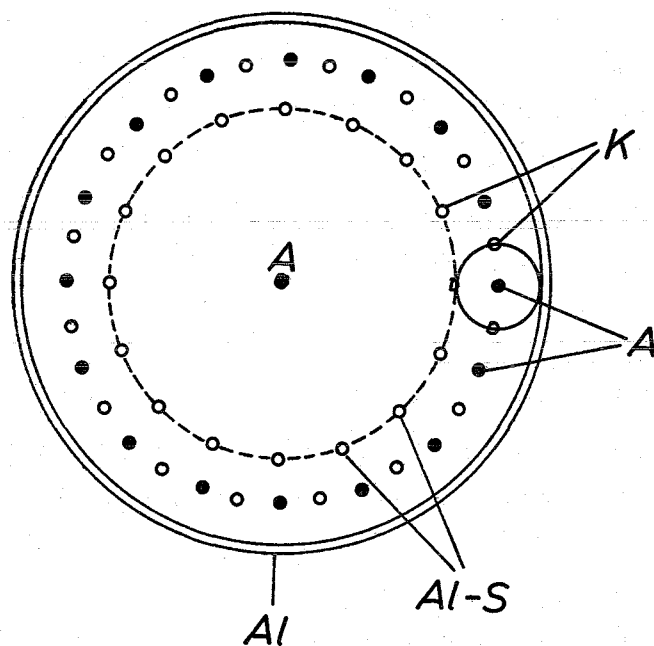


Abb. 1 Querschnitt des verwendeten Vieldraht-Proportionalzählers (schematisch): A = Anodendrähte, K = Kathodendrähte, Al = Aluminiummantel, Al-S = Aluminiumschiene für Eichpräparat.

Durch die Antikoinzidenzschtaltung von Hauptzählrohr und äußeren Detektorschicht werden sowohl der Untergrund als auch alle Teilchen eliminiert, die nicht vollständig im Hauptzählrohr absorbiert werden.

Da die "Wand" des Hauptzählrohrs nur aus einigen Kathodendrähten besteht, können sich die elektrischen Felder von Außenkranz und Innenzähler beeinflussen. Es mußte sichergestellt werden, daß kein Durchgriff der Felder erfolgt und daß die effektive Grenzfläche des Innenzählrohrs mit der durch die Kathodendrähte aufgespannten Fläche zusammenfällt. Da die Ringzählerspannung durch die Forderung festgelegt ist, daß alle Ereignisse im Außenkranz auch dort registriert werden, und die Ringzähler daher im Zähl-Plateau arbeiten müssen, mußte die Hauptzählrohrspannung so festgelegt werden, daß der Durchgriff minimal wurde. Ein Modell der Anordnung wurde auf Widerstandspapier übertragen und die Potentiallinien mittels eines Servomex-Field-Plotters ausgemessen (s. Abb. 2).

Da in den Randgebieten des Hauptzählrohrs das elektrische Feld relativ schwach und damit die Elektronen-Driftgeschwindigkeit gering ist, darf der Hauptzählrohrimpuls nicht allzu stark differenziert werden. Außerdem wird es dadurch möglich, daß zusammenhängende Ereignisse im Hauptzählrohr und Außenkranz mit einer relativen Verzögerung registriert werden.

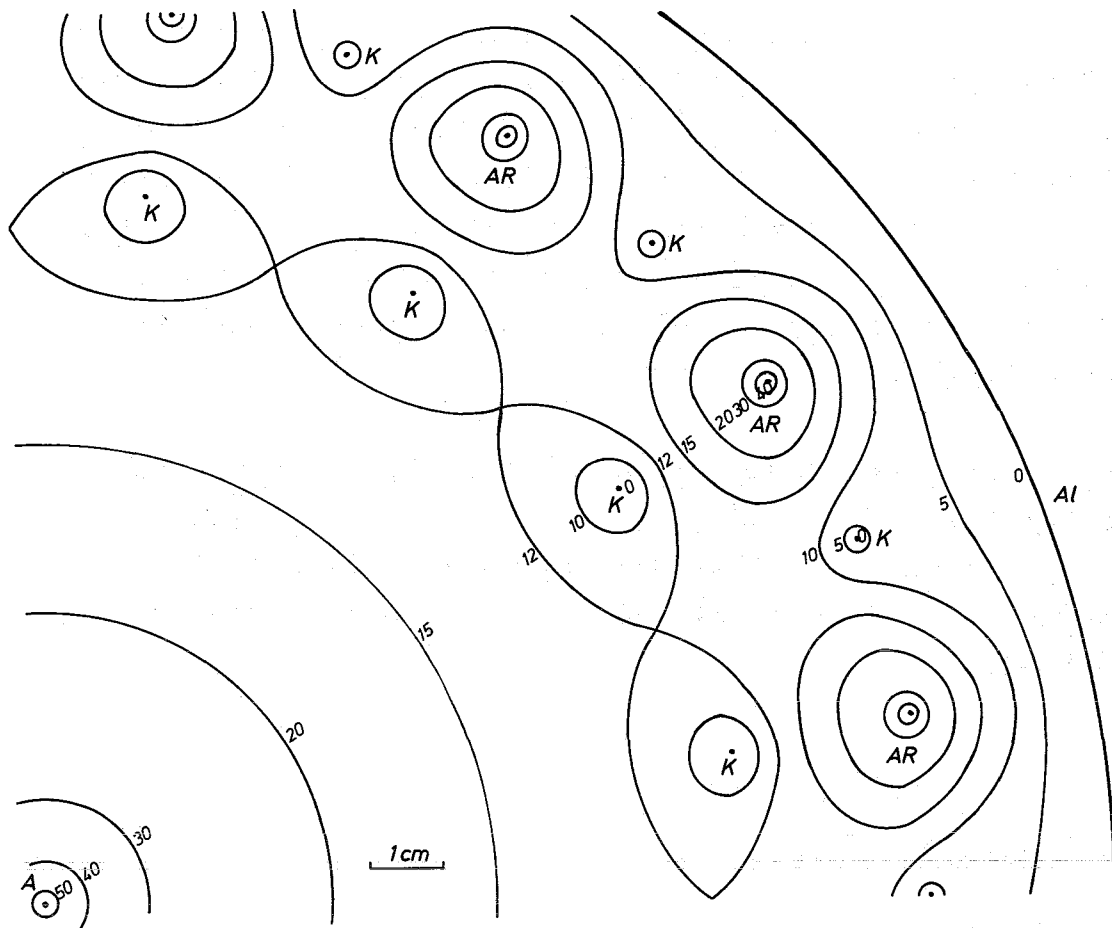


Abb. 2 Potentiallinien für einen Ausschnitt aus Abb. 1
A = Anodendraht des Innenzählers, AR = Anodendrähte der Ringzähler, K = Kathodendrähte,
Al = Aluminiummantel

Der nicht registrierte Energieverlust von Teilchen im toten Volumen und die Falschregistrierung im Bereich der Feldinhomogenität an den Zählerenden werden als Endeffekt bezeichnet. Bei symmetrischem Aufbau des Zählrohrs kann dieser Effekt durch Unterteilung des Hauptzählrohrs mit einer Glasperle und somit durch Unterteilung in zwei Zählrohre unterschiedlicher sensitiver Volumina eliminiert werden. Bei unserer Anordnung wurden die beiden so entstandenen Hauptzählrohre jeweils in Antikoinzidenz mit dem Außenkranz betrieben. Die Subtraktion der beiden Spektren ergab das vom Einfluß des

Endeffekts freie Differenzspektrum. Bei der Unterteilung des Zählrohrs mußte ausgeschlossen werden, daß Teilchen aus dem Differenzvolumen in das Gebiet der Feldinhomogenität bzw. umgekehrt gelangen. Durch diese Forderung wird bei einmal festgelegter Unterteilung des Zählrohrs die maximale Reichweite der Elektronen und damit die Maximalenergie des zu untersuchenden β -Spektrums mit dem Füllgasdruck verknüpft.

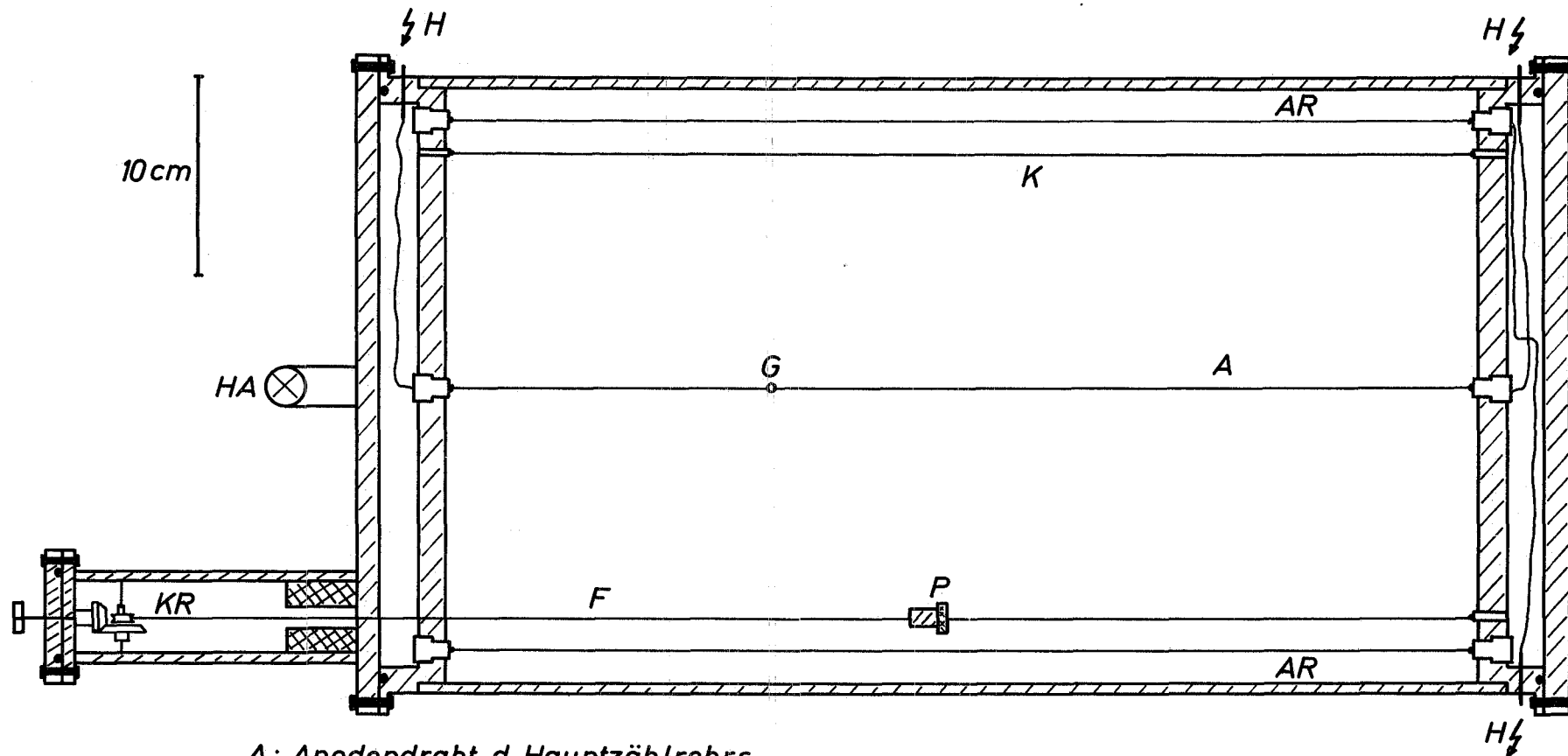
Bei unserer Anordnung war der Unterteilungspunkt des Zähldrahtes so festgelegt, daß mit einem Füllgasdruck von mindestens 1.5 Atm. β -Spektrren mit einer Maximalenergie von ca. 150 keV wie das ^{14}C gemessen werden konnten.






3. Aufbau der Apparatur

3.1. Zählrohr

Wie aus Abb. 3 zu ersehen ist, ist der Aufbau des Zählrohrs symmetrisch, so daß die toten Volumina an den Enden identisch sind.

An die Enden eines zylindrischen Aluminiumrohrs (Länge 50 cm, Durchmesser 30 cm, Wandstärke 0.5 cm) sind zwei Aluminiumringe mit einer Speiche geschraubt, zwischen deren korrespondierenden Bohrungen das System von Anoden- und Kathodendrähten gespannt ist. Als Abschluß an den Enden sind zwei 1 cm starke Aluminiumscheiben mit "Simrit"-Dichtungsringen angeflanscht. Die eine Abschlußscheibe trägt einen Anschlußhahn zur Pumpe und



-  Aluminium
-  Trovidur
-  Blei
-  Messing
-  Druckfeder

- A: Anodendraht d. Hauptzählrohrs
- AR: Anodendraht d. Antikranzes
- F: Führungsschiene aus Alu
- G: Glasperle
- H: Durchführung für die Hochspannung
- HA: Anschlußhahn zur Pumpe
- K: Kathodendraht
- KR: Kegelräder
- P: Präparathalterung

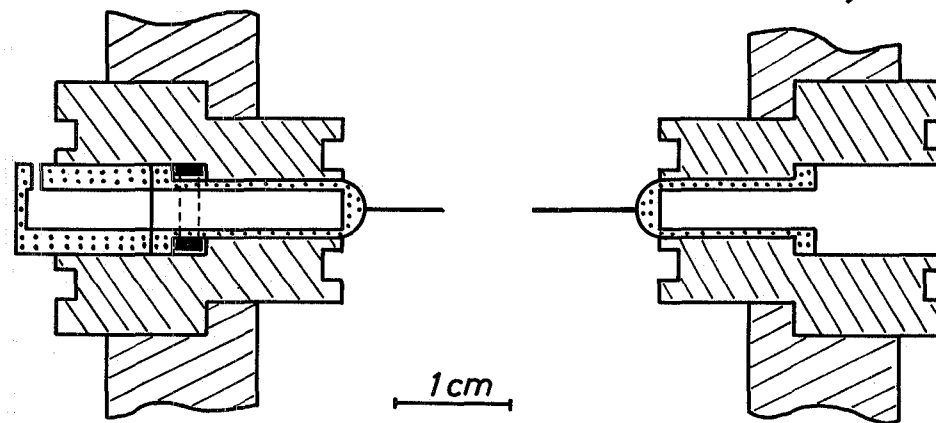


Abb. 3 : Aufbau des Vieldrahtproportionalzählrohrs
(Längsschnitt)

eine mit Blei abgeschirmte Kammer, die bei der Messung das radioaktive Eichpräparat aufnimmt. Um für Testmessungen und zur Energieeichung ein radioaktives Präparat über die ganze Länge des Zählrohrs definiert verschieben und bei den eigentlichen Messungen aus dem empfindlichen Volumen in die dafür vorgesehene Bleikammer bringen zu können, sind anstelle von zwei Kathodendrähten zwei Führungsschienen aus Aluminium eingespannt. Über ein Kegelradgetriebe kann die Präparathalterung mittels eines Seilzuges auf den Führungsschienen verschoben werden. Die Durchführung des Getriebes wurde soweit abgedichtet, daß das Zählrohr mit einem Zählgasdruck bis zu 3 Atm. betrieben werden kann.

Das Hauptzählrohr hat einen Durchmesser von 20 cm, die Schicht der äußeren Antikoinzidenzzähler einen Durchmesser von 5 cm, so daß bei einer Argonfüllung mit 1 Atm. Druck bereits 99 % der Aluminium-Fluoreszenzstrahlung mit $E_K = 1.5 \text{ keV}$ absorbiert werden. Die Kathodendrähte (0,2 mm \emptyset) liegen auf dem Potential des Aluminiumzylinders, die Anodendrähte sind durch Trovidurhalterungen isoliert. Beim Betrieb des Zählrohrs liegt der Aluminiumzylinder auf Erdpotential. Die 16 Anodendrähte des Antikoinzidenzzählers bestehen aus Klaviersaiten von 0.1 mm Durchmesser. Der Anodendraht des Hauptzählrohrs aus Wolfram von 0.1 mm Durchmesser ist durch eine isolierende Glasperle in zwei asymmetrische Stücke von 33 cm und 17 cm Länge geteilt.

An die Anodendrähte wird über drei vakuumdichte Durchführungen positive Hochspannung gelegt. Als Zählgas wird Argon mit einer Beimischung von 10 % Methan verwendet. Das Zählrohr wird vor dem Füllen auf 10^{-4} - 10^{-3} Torr evakuiert. Die Leckrate für das gesamte Volumen von 37 l liegt bei $5 \cdot 10^{-5}$ Torr 1/sec. Zur Unter-

drückung des Untergrundes war das Zählrohr während der Messungen allseitig mit Bleisteinen von 5 cm Dicke abgeschirmt.

3.2. Elektronik

Abb. 4 zeigt das Blockschaltbild der Elektronik.

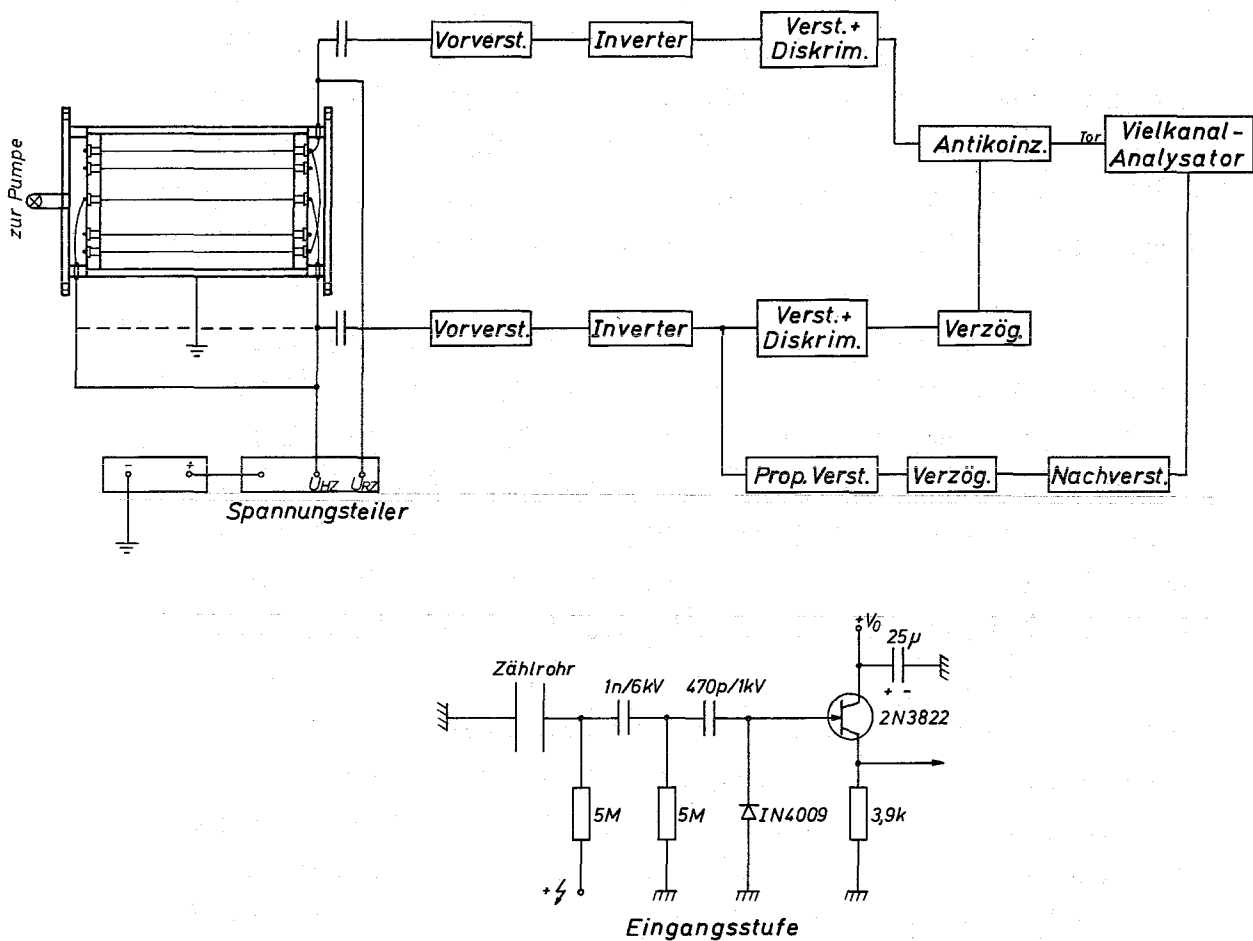


Abb. 4 Blockschaltbild der Meßanordnung

Die Spannungsimpulse vom Hauptzählrohr und von den Außenzählrohren werden geeignet verstärkt, geformt und verzögert und dann auf eine Antikoinzidenzstufe gegeben, die das Tor eines Vielkanalanalysators steuert.

Die rauscharmen Vorverstärker (Typ 6219-03 der Firma Total) mit einem Feldeffekttransistor in der Eingangsstufe sind zur Vermeidung störender Kapazitäten in den Impulsleitungen direkt in Halterungen auf dem Zählrohr montiert und leicht abnehmbar, so daß sowohl die Impulse des längeren als auch die des kürzeren Teils des Hauptzählrohrs jeweils mit ein und derselben elektronischen Anordnung verstärkt werden können.

Die positiven Impulse aus dem Vorverstärker werden durch einen Inverter umgekehrt. Im Antikoinzidenzkanal der Anordnung werden sie mit einem übersteuerungssicheren Transistorverstärker ca. 600-fach verstärkt und in einem nachfolgenden Diskriminator zu Rechteckimpulsen geformt. Der Diskriminator spricht nur auf Impulse > 10 mV am Eingang des Transistorverstärkers an. Ein Impuls aus dem Hauptzählrohr steuert durch Selbstkoinzidenz den Koinzidenzteil einer langsamen Koinzidenz-Antikoinzidenzstufe mit kontinuierlich einstellbarer Verzögerungs- und Koinzidenzauflösezeit ²⁰⁾. Das Ausgangssignal der Koinzidenz-Antikoinzidenzstufe öffnet das Tor des Vielkanalanalysators. Es wird im Antikoinzidenzteil gelöscht, wenn innerhalb der Auflösezeit ein Impuls im Ringzähler registriert wird. Da bei dieser Anordnung die Elektrodendriftgeschwindigkeit im Zählrohr bei $5 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ liegt, wurde als Länge des Antikoinzidenzimpulses $10 \mu\text{sec}$ und als Verzögerung des Koinzidenzimpulses $5 \mu\text{sec}$ eingestellt.

Im Spektroskopierkanal der Anordnung werden die Impulse aus dem Hauptzählrohr mit einem Proportionalverstärker (Haupt- und Nachverstärker Ortec Modell 213) verstärkt und im Vielkanalanalysator registriert. Die Zeitkonstanten der Differentiation und Integration in diesem Kanal liegen bei $3.5 \mu\text{sec}$ und $3.2 \mu\text{sec}$. Das Hochspannungsgerät ist stabilisiert. Die Stabilität liegt bei 10^{-4} .

4. Testmessungen

Wie oben bereits erwähnt wurde, beeinflussen sich wegen des "wandlosen" Aufbaus des Vieldraht-Proportionalzählrohrs Hauptzählrohr und Außenzählrohr in ihrer Funktion. Die Vorversuche zur Auffindung der optimalen Parameter dieser Anordnung wurden von THIO¹⁸⁾ beschrieben. Danach reproduziert diese Anordnung das erlaubte β -Spektrum des ^3H -Zerfalls. Die Auflösung des Zählrohrs stimmt nach Testmessungen der 22.16 keV K-Strahlung des ^{109}Cd und der 5.89 bzw. 6.49 keV K-Strahlung des ^{55}Fe gut mit den theoretischen Abschätzungen überein^{18,21)}. Um nun außerdem die Linearität der Apparatur und die Wirksamkeit der Antikoinzidenzanordnung im Bereich der Maximalenergie des ^{14}C -Spektrums zu prüfen, wurde das aus zwei Linien bestehende $^{131\text{m}}\text{Xe}$ -Spektrum gemessen. $^{131\text{m}}\text{Xe}$ hat eine Linie von K-Konversionselektronen bei 129 keV und eine LMN-Konversionslinie bei 163 keV.

Das gasförmige $^{131\text{m}}\text{Xe}$ -Präparat wurde nach einem von KNAUF²²⁾ angegebenen Verfahren dargestellt. Nach der Vorschrift dieses Verfahrens wurde das beim β -Zerfall von ^{131}I innerhalb einer Woche erzeugte $^{131\text{m}}\text{Xe}$ in ein mit Calcium gefülltes Quarzrohr gebracht. Dieses wurde dann 3 Stunden lang aufgeheizt, um die Xe-Probe von Verunreinigungen in Form von Luftsauerstoff und -stickstoff zu befreien, die dadurch als CaO bzw. Ca_3N_2 gebunden wurden. Das so gereinigte Xe-Gas wurde anschließend mit inaktivem Xenon in einen Glaskolben gespült, mit flüssigem Stickstoff eingefroren und eventuell noch vorhandenes O_2 und N_2 abgepumpt. Danach wurde die Xe-Probe in einem Aceton-Trockeneis-Kältebad getrocknet. Es gelang trotzdem nicht, das Präparat vollständig von elektronegativen Verbindungen zu reinigen. Die Halbwertsbreiten der beiden Xe-Linien waren deshalb etwas größer als theoretisch zu erwarten ist.

Eine gleichzeitige Eichung des Zählrohrs mit der 22.16 keV K-Linie eines festen ^{109}Cd -Präparats auf der verschiebbaren Präparathalterung und mit den beiden $^{131\text{m}}\text{Xe}$ -Linien ergab Linearität des Zählrohrs besser als 1 %. Das Differenzspektrum von $^{131\text{m}}\text{Xe}$ war ein reines Linienspektrum. Damit war die Wirksamkeit der Antikoinzidenz-Anordnung gewährleistet und außerdem experimentell bestätigt, daß die Zählerenden symmetrisch sind.

5. Messungen und Auswertungen des ^{14}C -Spektrums

Zur Messung des Spektrums von ^{14}C mit unserer Anordnung wurde dem Zählgas (90 % Argon und 10 % Methan) ^{14}C als CO_2 -Beimischung zugegeben. Dabei wurden ca. $5 \cdot 10^{-2} \mu\text{Ci}$ ^{14}C als CO_2 (spez. Aktivität $1.5 \cdot 10^7$ dpm/Mol) in das evakuierte Zählrohr entspannt und dieses darauf mit Zählgas von 2.7 Atm. Druck aufgefüllt. Durch Ablassen des CO_2 -Zählgas-Gemischs konnte außerdem bei 2.0 und 1.5 Atm. Druck gemessen werden. Die Spektren wurden jeweils durch die 22.16 keV K-Linie des ausfahrbaren ^{109}Cd -Präparats geeicht.

Abb. 5, 6, 7 zeigen die Differenzspektren der Antikoinzidenzmessungen für die verschiedenen Zählgasdrucke.

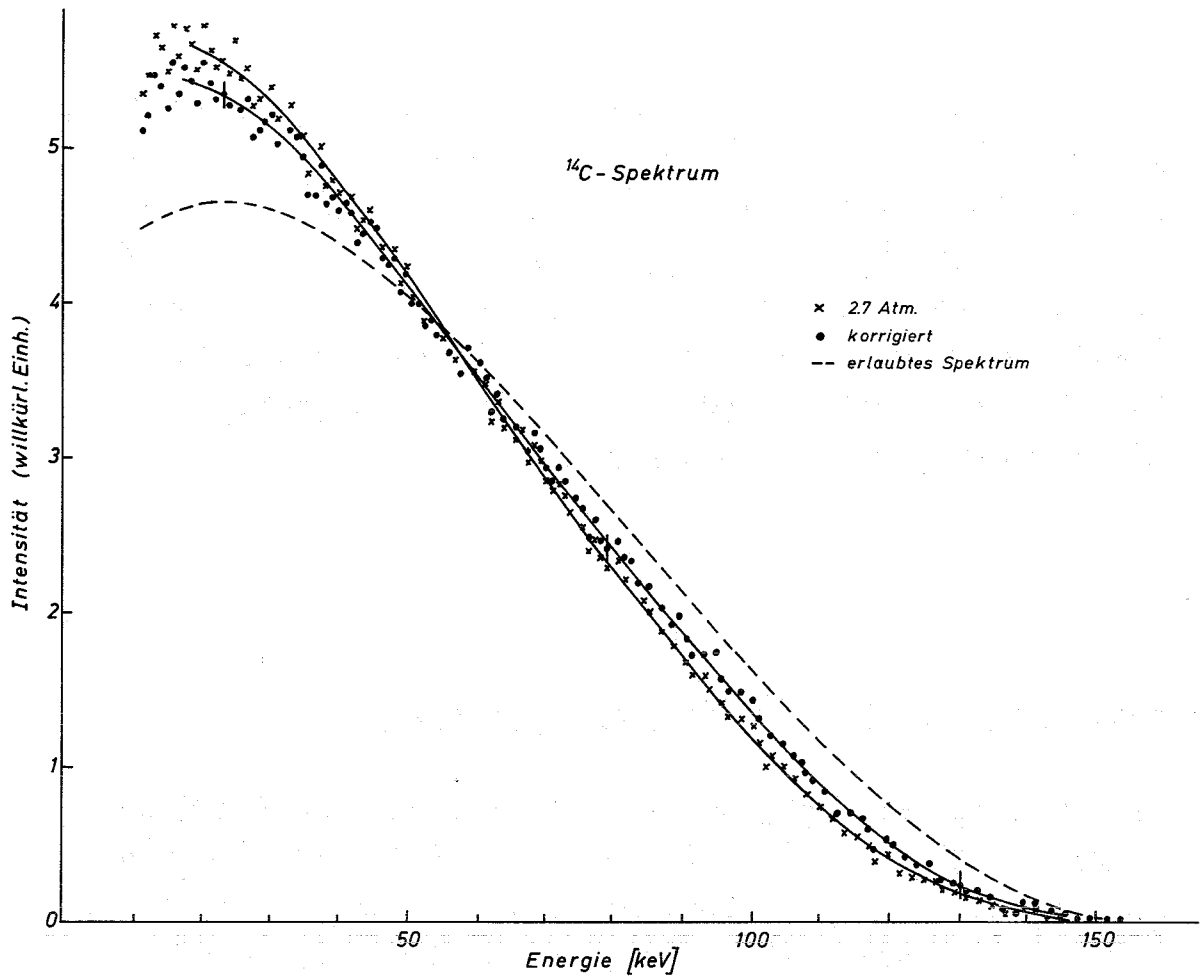


Abb. 5 β -Spektrum des ^{14}C bei 2.7 Atm.

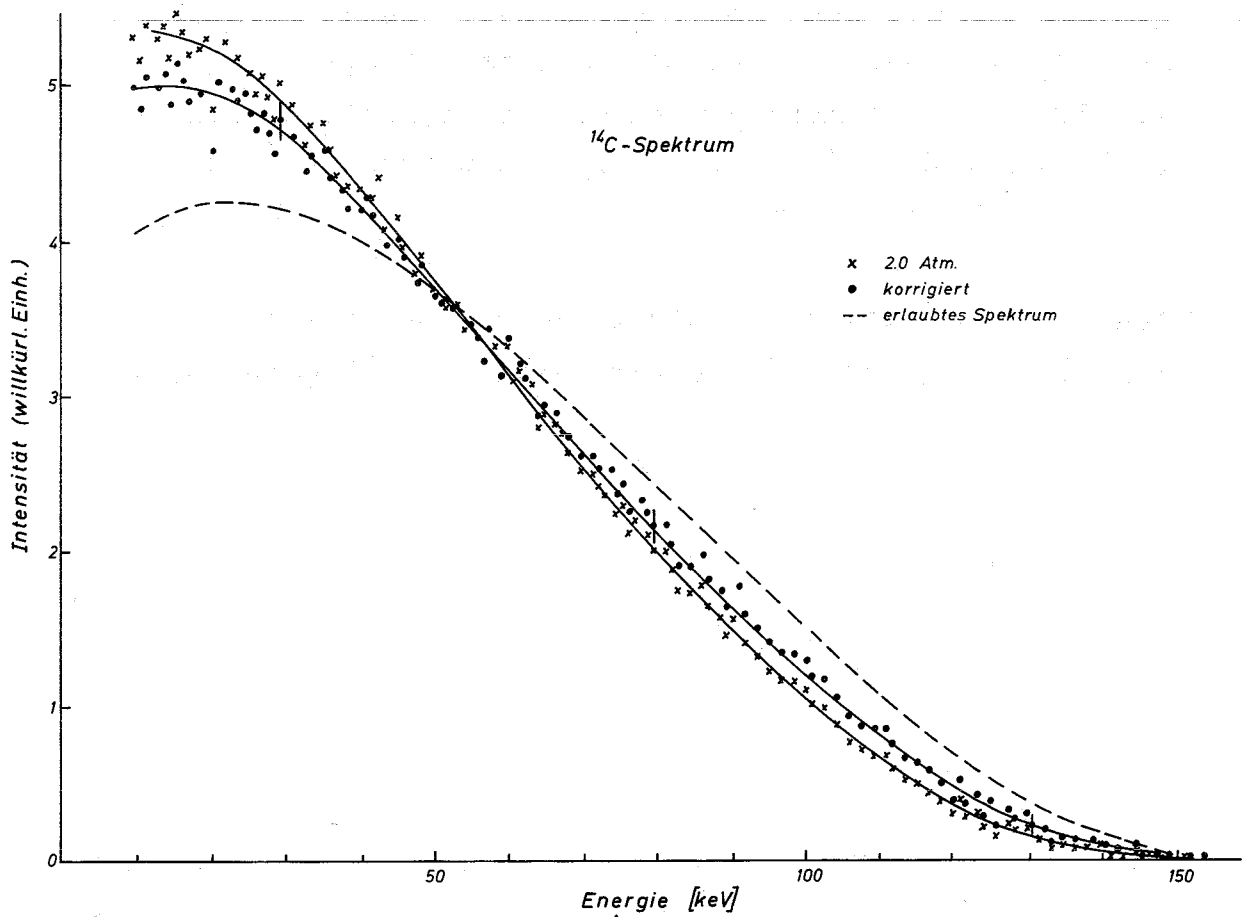


Abb. 6 β -Spektrum des ^{14}C bei 2.0 Atm.

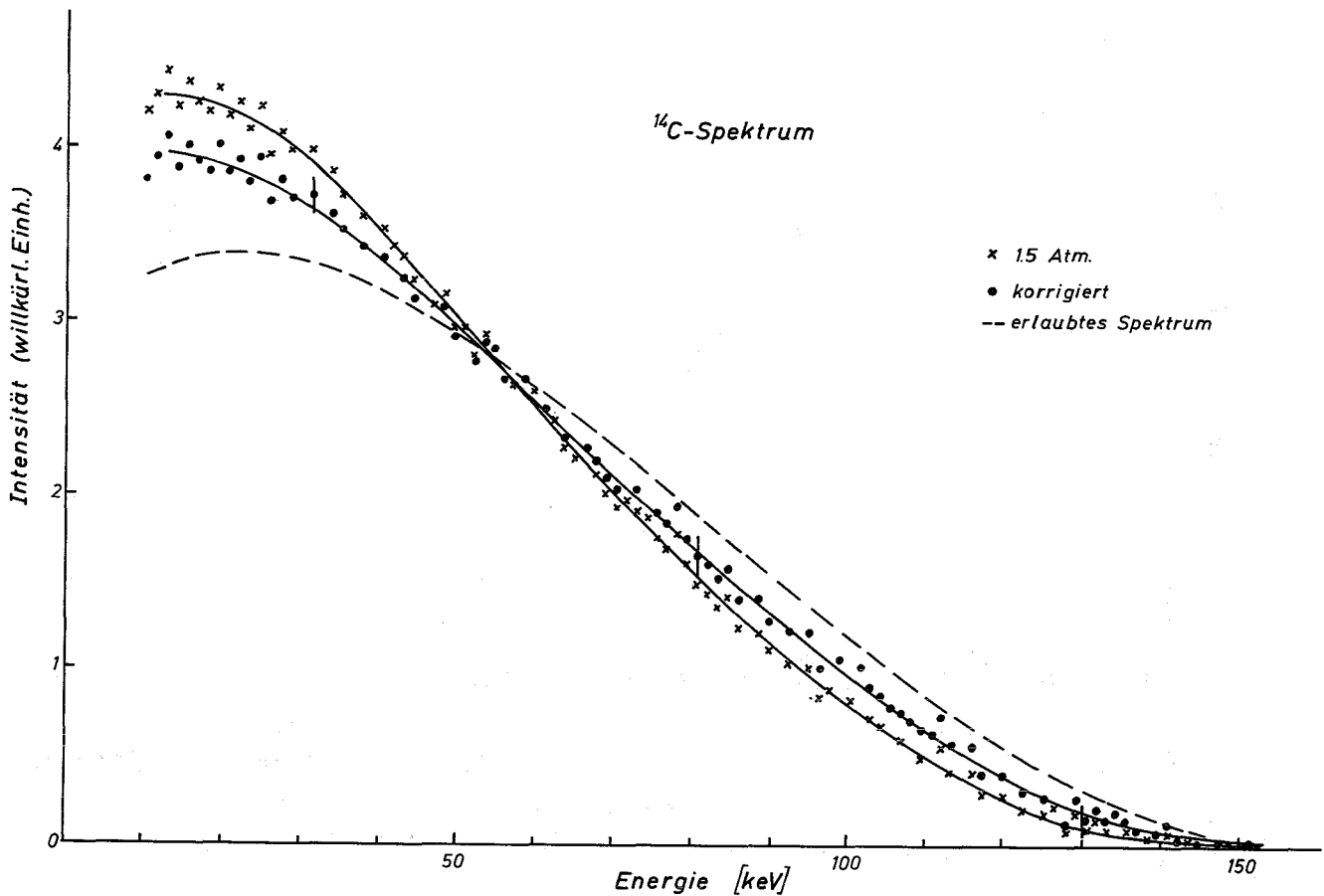
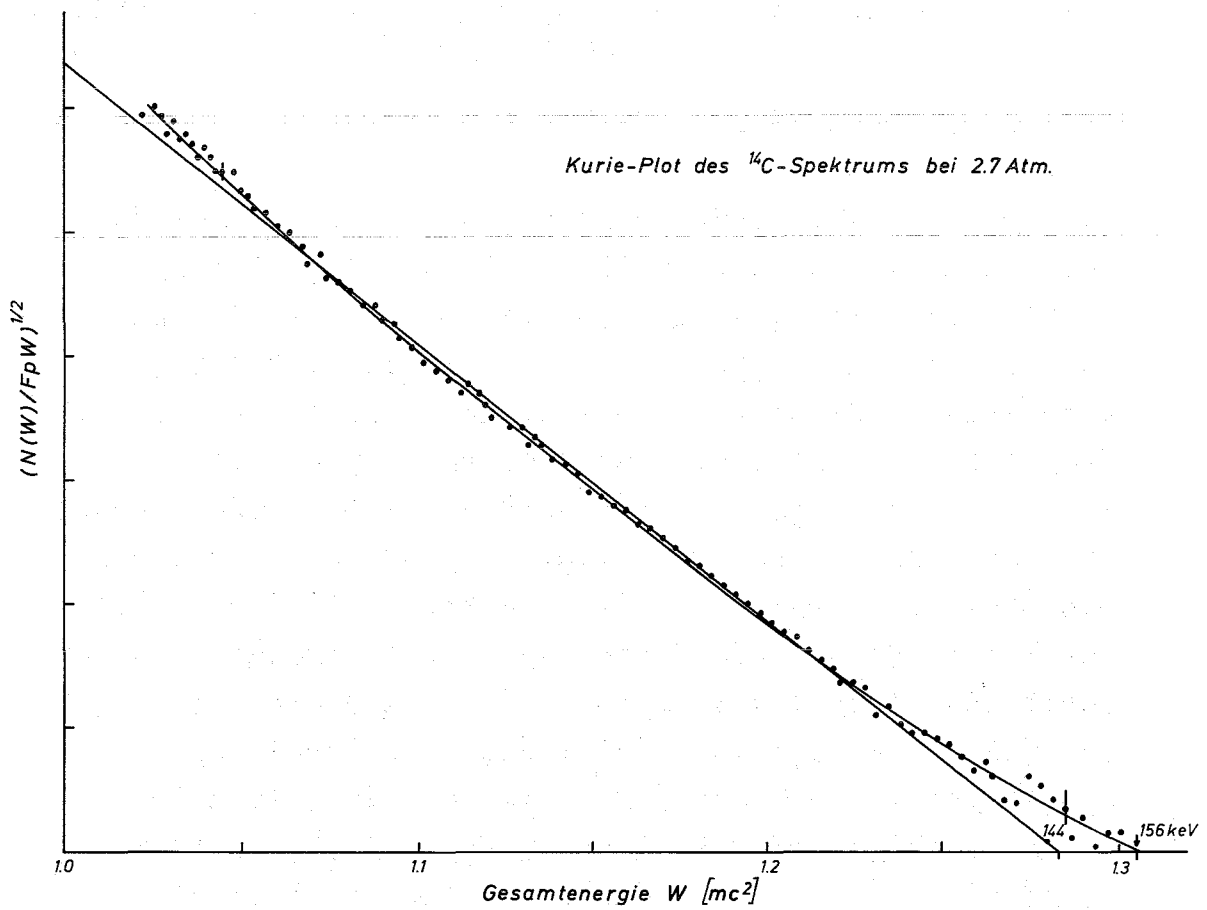
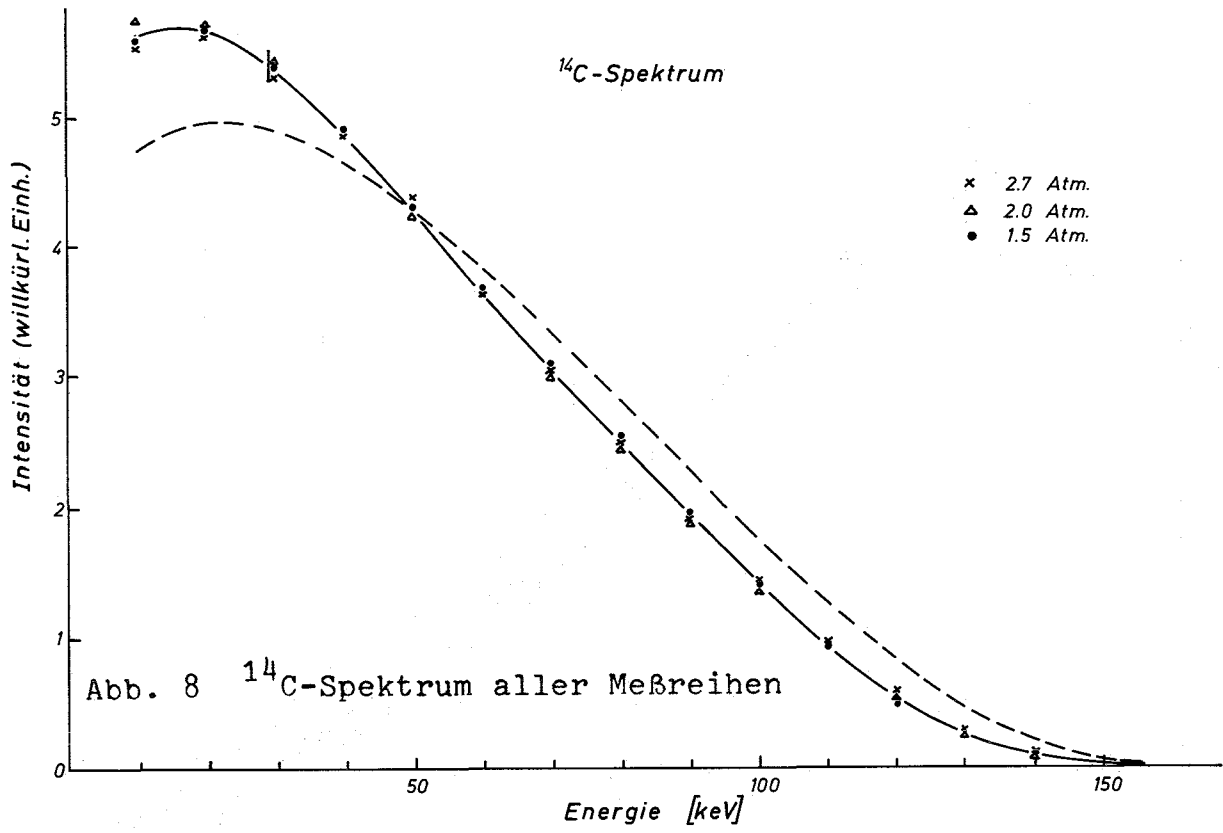


Abb. 7 β -Spektrum des ^{14}C bei 1.5 Atm.

Da durch die Antikoinzidenzschaltung alle Ereignisse, bei denen die Teilchen nicht vollständig im Innenzähler absorbiert werden, eliminiert werden, wurde das Spektrum bezüglich dieser energieabhängigen Eliminationswahrscheinlichkeit für die Teilchen korrigiert. (Im Anhang I wird diese Korrektur genauer diskutiert). Die Abb. 5, 6, 7 zeigen jeweils auch die korrigierten Spektren und das erlaubte Spektrum. In jeder Abbildung sind die Spektren jeweils auf Eins normiert. In Abb. 8 ist das Mittel der korrigierten Spektren angegeben. Die verschiedenen Spektren stimmen nach der Korrektur sehr gut überein und weisen eine deutliche Abweichung von der statistischen Form des Spektrums auf, wie sie auch schon bei einer vorangehenden Messung von THIO^{16,18)}, bei SONNTAG^{16,17)} und ebenfalls bei RIBBAT¹⁹⁾ auftritt.



Der Kurie-Plot $(N(W)/\{F(Z,W) \cdot p \cdot W\})^{1/2} = C \cdot \{W - W_0\}$

(W = Gesamtenergie, p = Elektronenimpuls,
 W_0 = Endenergie, $F(Z,W)$ = Fermifunktion)

müßte bei statistischer Form des Spektrums eine Gerade ergeben. Abb. 9 läßt am Beispiel des ^{14}C -Spektrums bei 2.7 Atm. anhand einer durch die Meßpunkte gelegten Geraden die Nichtlinearität des Kurie-Plots erkennen.

Abb. 10 zeigt den Verlauf des experimentellen Formfaktors des endgültigen ^{14}C -Spektrums. Die durchgezogene Kurve gibt die beste Anpassung des experimentellen Spektrumfaktors wieder.

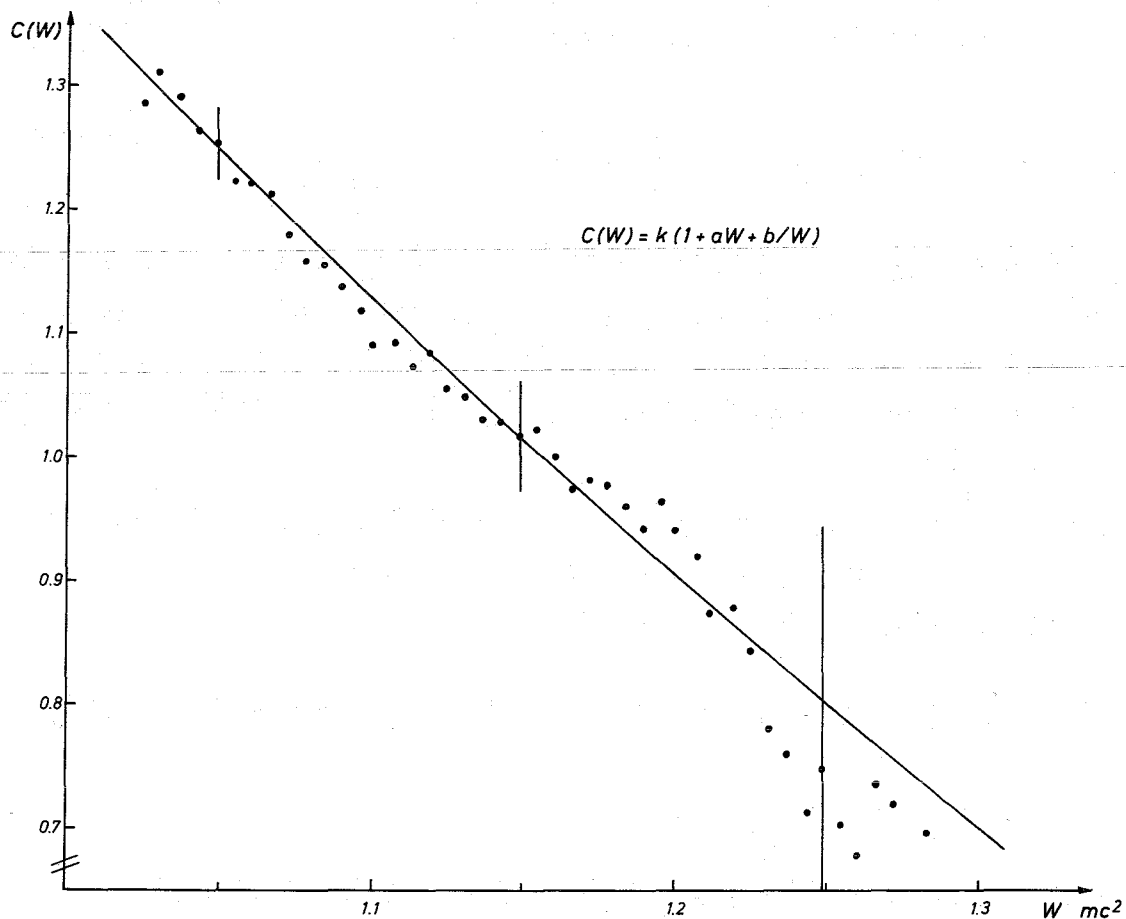


Abb. 10 Formfaktor des ^{14}C -Spektrums.
Durchgezogene Kurve: Beste Anpassung des experimentellen Spektrumfaktors nach der in der Abbildung (und Abschnitt 6) gegebenen Parametrisierung.

6. Diskussion des Spektrumsfaktors

Im allgemeinen ist die Übergangswahrscheinlichkeit erlaubter Gamov-Teller-Übergänge durch das Quadrat des Gamov-Teller-Matrixelements $x_1 = C_A \int \vec{\sigma}$ bestimmt; damit ist der Spektrumsfaktor konstant. Dieser Ansatz führt zwar in den meisten Fällen zur Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden, ist aber nur näherungsweise richtig, solange man nicht im Wechselwirkungsansatz die Retardierung des Leptonenfeldes und die relativistischen Terme der Nukleonenbewegung berücksichtigt. Bei Berücksichtigung dieser Effekte treten aufgrund der Gamov-Teller-Auswahlregeln für einen erlaubten Übergang weitere Kernmatrixelemente auf. Als Korrekturen höherer Ordnung sind diese Kernmatrixelemente

$$x_2 = C_A \int \vec{\sigma} \left(\frac{\vec{r}}{\rho}\right)^2 ; \quad x_3 = C_A \int \gamma_5 \frac{i\vec{r}}{\rho} ; \quad x_4 = C_V \int \frac{\vec{\alpha}x\vec{r}}{\rho} ; \quad x_5 = C_A \int \frac{(\vec{\sigma}\cdot\vec{r})\vec{r} - 1/3\sigma r^2}{\rho^2}$$

zwar in den meisten Fällen vernachlässigbar klein, sie können aber im Falle des ^{14}C erheblich zur Übergangswahrscheinlichkeit beitragen, weil das den Zerfall bestimmende Gamov-Teller-Matrixelement um etwa 2 Größenordnungen kleiner ist als bei gewöhnlichen erlaubten Zerfällen.

Nach BÜHRING²³⁾ ist der Spektrumsfaktor für einen erlaubten Gamov-Teller-Übergang unter Berücksichtigung höher verbotener Terme durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$(6.1) \quad C(W) = S/L_0 = (M_{11}^{(1)})^2 - 2 \mu_1 \gamma_1 \cdot \frac{1}{W} M_{11}^{(1)} m_{11}^{(1)} + (m_{11}^{(1)})^2$$

wobei für $M_{11}^{(1)}$ und $m_{11}^{(1)}$ gilt:

$$(6.2) \quad \begin{aligned} M_{11}^{(1)} = & -C_A \int \vec{\sigma} H_1(r) + C_A \int \gamma_5 \frac{i\vec{r}}{\rho} \left[D_1(r) + \frac{1}{3} q\rho H_1(r) \right] \\ & + C_V \int \frac{\vec{\alpha}x\vec{r}}{\rho} \left[D_1(r) - \frac{1}{3} q\rho H_1(r) \right] \\ & + \frac{2}{3} q \cdot \rho C_A \int \frac{(\vec{\sigma}\cdot\vec{r})\vec{r} - 1/3\sigma r^2}{\rho^2} D_1(r) - \frac{1}{9} q\rho C_A \int \frac{\vec{\sigma} r^2}{\rho^2} D_1(r) \end{aligned}$$

$$(6.2) \quad m_{11}^{(1)} = C_A \int \gamma_5 \frac{i\vec{r}}{\rho} d_1(\vec{r}) + C_V \int \frac{\vec{\alpha}x\vec{r}}{\rho} d_1(\vec{r}) \\ + \frac{2}{3} q\rho C_A \int \frac{(\vec{\sigma}\vec{r})\vec{r} - 1/3\vec{\sigma}r^2}{\rho^2} d_1(\vec{r}) - \frac{1}{9}q\rho C_A \int \vec{\sigma} \frac{r^2}{\rho^2} d_1(\vec{r}) .$$

Die Einheiten sind so gewählt, daß $\hbar = m_e = c = 1$.

Die zur Berechnung des Spektrumsfaktors benutzte Coulombfunktion FL_0 ist den Tabellen von BEHRENS und JÄNECKE²⁵⁾ entnommen, wobei Abschirmkorrekturen berücksichtigt wurden. Die Funktionen

$\gamma_1 = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$ ($\alpha = 1/137.04$ und $Z = 7$) sowie μ_1 sind in sehr guter Näherung gleich 1. Für die unter den Integralen stehenden Funktionen $H_1(\vec{r})$, $D_1(\vec{r})$ und $d_1(\vec{r})$ wurden die bei BÜHRING angegebenen Reihenentwicklungen in folgender Weise genähert:

$$(6.3) \quad H_1 = 1 - \frac{1}{6} \left[(W\rho + \frac{3}{2} \alpha Z)^2 - \rho^2 \right] \left(\frac{r}{\rho} \right)^2 + \dots \\ D_1 = \frac{1}{3} (W\rho + \frac{3}{2} \alpha Z) + \dots \\ d_1 = \frac{1}{3}\rho + \dots$$

Während von D_1 und d_1 nur die ersten Terme berücksichtigt wurden, muß man konsistenterweise bei H_1 auch das zweite Glied mitnehmen, da H_1 unter dem Integral des Hauptmatrixelementes steht. In dieser Näherung und mit den oben definierten Abkürzungen erhält man

$$(6.4) \quad M_{11}^{(1)} = -x_1 + \left[\frac{1}{6} ((W\rho + \frac{3}{2} \alpha Z)^2 - \rho^2) - \frac{1}{27} q\rho (W\rho + \frac{3}{2} \alpha Z) \right] x_2 + \left[\frac{1}{3} (W\rho + \frac{3}{2} \alpha Z) + \frac{1}{3} q\rho \right] x_3 \\ + \left[\frac{1}{3} (W\rho + \frac{3}{2} \alpha Z) - \frac{1}{3} q\rho \right] x_4 + \left[\frac{2}{9} q \cdot \rho (W\rho + \frac{3}{2} \alpha Z) \right] x_5 \\ m_{11}^{(1)} = \left[-\frac{1}{27} q \cdot \rho^2 \right] x_2 + \left[\frac{1}{3}\rho \right] x_3 + \left[\frac{1}{3}\rho \right] x_4 + \left[\frac{2}{9} q \cdot \rho^2 \right] x_5$$

Die relativ geringe Endpunktsenergie W_0 beim Zerfall des ^{14}C hat zur Folge, daß die Koeffizienten in den Termen von x_5 um mehrere Größenordnungen kleiner sind als die Koeffizienten der anderen zweifach verbotenen Matrixelemente. Da es andererseits keine Hinweise dafür gibt, daß x_5 sehr viel größer als x_2 , x_3 oder x_4 ist, kann

man x_5 aus dem ^{14}C Spektrum nicht extrahieren. Daher wurden für die weiteren Betrachtungen die Terme mit x_5 nicht mehr berücksichtigt. Die gleichen Argumente treffen für einen Teil der Summanden von x_2 zu. Unter Vernachlässigung dieser Terme lassen sich $M_{11}^{(1)}$ und $m_{11}^{(1)}$ - geordnet nach Potenzen von W - schreiben als:

(6.5)

$$M_{11}^{(1)} = \left[-x_1 + \frac{3}{8} \alpha^2 Z^2 x_2 + \left(\frac{1}{3} W_0 \rho + \frac{1}{2} \alpha Z \right) x_3 + \left(-\frac{1}{3} W_0 \rho + \frac{1}{2} \alpha Z \right) x_4 \right] \\ + W \left[\frac{1}{2} \rho \alpha Z x_2 + \frac{2}{3} \rho x_4 \right] = K' + A' W \\ m_{11}^{(1)} = \frac{1}{3} \rho (x_3 + x_4) = K''$$

In dieser Näherung erhält man für den Spektrumsfaktor den bekannten Ausdruck

$$(6.6) \quad C(W) = k (1 + aW + b/W + c W^2),$$

wenn man $M_{11}^{(1)}$ und $m_{11}^{(1)}$ in die Gleichung für den Spektrumsfaktor einsetzt. Die Konstanten k, a, b und c lassen sich als Funktionen der Matrixelemente ausdrücken und haben in guter Näherung folgende explizite Form:

$$k \cong K'^2 = \left[-x_1 + 0.98 \cdot 10^{-3} x_2 + 2.88 \cdot 10^{-2} x_3 + 2.22 \cdot 10^{-2} x_4 \right]^2 \\ a \cong \frac{2A'}{K'} = \frac{2}{K'} \left[1.91 \cdot 10^{-4} x_2 + 4.99 \cdot 10^{-3} x_4 \right]$$

(6.7)

$$b \cong -\frac{2K''}{K'} = -\frac{2}{K'} \left[2.50 \cdot 10^{-3} (x_3 + x_4) \right] \\ c \cong \frac{A'^2}{K'^2} = \frac{a^2}{4}$$

Eine häufig angewandte Methode, die experimentellen Daten zu analysieren, besteht darin, in dem Ausdruck 6.6 die Koeffizienten k, a, b, c durch eine Anpassung des experimentellen Spektrumsfaktors zu bestimmen, wobei man als weiteren freien Parameter die Endpunktsenergie W_0 variieren kann²⁶⁾. Da die Potenzen von W in dem obigen Ausdruck

kein orthogonales Funktionensystem darstellen, sind die Koeffizienten a , b und c nicht unkorreliert, was auch direkt aus Gleichung (6.7) hervorgeht. Die Werte von a , b und c sind deshalb nicht eindeutig, wobei noch hinzukommt, daß ihre Bestimmung durch die geringe Energievariation erschwert wird. (In dem Energiebereich des ^{14}C Spektrums, $1 \leq W \leq 1.305$, lassen sich sowohl W^2 als auch $1/W$ noch näherungsweise durch eine Gerade beschreiben). Aus diesem Grunde wurden nicht alle Parameter variiert, sondern es wurde versucht, mit möglichst wenigen den Spektrumsfaktor zu beschreiben. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

k	a	b	c	W_0 [keV]	χ^2/F
3.77	-0.645	-	-	157.5	0.20
0.42	-	2.39	-	147.0	0.77
0.92	-1.17	1.67	-	156.0	0.17

Tabelle 1: Ergebnisse der direkten Parametrisierung des Spektrumsfaktors

Die gemessenen Daten lassen sich bereits unter Berücksichtigung lediglich des linearen Terms gut wiedergeben, während eine Anpassung allein mit dem $1/W$ Term schwieriger ist. Insbesondere ist in diesem Falle die Endpunktsenergie deutlich niedriger als die experimentell bestimmte. Da die Variation von a und b gegenüber der von a allein keine wesentliche Verbesserung brachte, verzichteten wir darauf, alle drei Parameter a , b und c gleichzeitig zu variieren.

Auf der anderen Seite kann man die Kernmatrixelemente selbst als freie Parameter einführen und durch Anpassung an die experimentellen Daten festlegen²⁷⁾. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, daß man zur Bestimmung der Kernmatrixelemente keine weiteren Näherungen vornehmen muß. Hier geht man unmittelbar von den Gleichungen (6.4) und (6.1) aus und paßt die Parameter x_i an die gemessenen Daten nach der Methode des Minimums der Fehlerquadrate an, wobei die Endpunktsenergie fest als 156 keV angenommen wurde.

Es zeigte sich auch bei dieser Analyse, daß man bereits mit weniger als 5 Matrixelementen die Meßwerte gut wiedergeben kann. Eine Zusammenstellung der Ergebnisse bietet Tabelle 2. Die Ergebnisse sind noch nicht auf den ft-Wert normiert.

x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	χ^2/F
5.7	-	-	182	-	0.16
6.9	-	221		-	4.98
6.7	4750	-	-	-	0.20
7.0	-	50	183	-	0.16
11.5	-	169	238	-	0.16

Tabelle 2: Ergebnisse der besten Anpassungen mit den Kernmatrixelementen als freien Parametern.

Im Rahmen der Genauigkeit der Meßdaten läßt sich der Spektrumsfaktor bereits mit Hilfe von zwei Matrixelementen wiedergeben, wobei das Paar $(x_1; x_4)$ am geeignetsten erscheint. Daß die Kombination $(x_1; x_3)$ keine Anpassung ermöglicht, läßt sich leicht mit Hilfe der Näherungsausdrücke (6.7) einsehen, da in dem dominanten linearen Term nur die Matrixelemente x_2 und x_4 wesentlich eingehen. Bei einer Anpassung des Spektrumsfaktors mit mehr als zwei Matrixelementen werden die Werte der Matrixelemente nur verhältnismäßig ungenau (d.h. mit relativ großem Fehlerbereich) festgelegt.

Zusammenfassend zeigt die Analyse zwar den starken Einfluß von mindestens einem der höher verbotenen Matrixelemente. Es ist aber trotz der deutlichen nichtstatistischen Form des Spektrums nicht ohne weitere Annahmen möglich, die wesentlichen Matrixelemente näher zu spezifizieren. Hierfür scheint eine andere Methode sinnvoller, die ausgehend von einer Modellvorstellung über die Struktur der beteiligten Kernzustände Aussagen über den Beitrag der in Frage kommenden Matrixelemente gestattet. Eine Analyse dieser Art ist kürzlich von HUFFAKER and LAIRD ²⁸⁾ versucht worden.

Wir danken Herrn Prof. Dr. O. Haxel für sein Interesse an dieser Arbeit, Herrn Dr. W. Bühring und Herrn Dr. G. Schatz für wertvolle Hinweise und Diskussionen. Für einen regen und nützlichen Erfahrungsaustausch danken wir besonders den Herren Dr. Ch. Sonntag und Dipl.-Phys.B. Ribbat, die gleichzeitig ähnliche Untersuchungen durchführten und uns durch Ermunterung und Kritik geholfen haben.

7. Literaturverzeichnis

1. W.M.Visscher, R.A.Ferrell, Phys. Rev. 107 (1957) 781
2. J.P.Elliott, Phil.Mag. (Ser. 8) 1 (1956) 503
3. B.Jancovici, J.Talmi, Phys. Rev. 95 (1954) 289
4. L.Zamick, Phys.Letters 21 (1966) 194
5. D.R.Inglis, Rev.Mod.Phys. 25 (1953) 390
6. W.E.Moore, J.N.McGruer, A.J.Hamburger, Phys.Rev.Lett. 1(1958)29
7. E.Baranger, S.Meshkov, Phys.Rev.Lett. 1 (1958) 30
8. H.A.Weidenmüller, Nucl.Phys. 36 (1962) 151
9. H.J.Rose, O.Häusser, E.K.Warburton, Rev.Mod.Phys. 40(1968) 591
10. C.S.Wu, A.Schwarzschild, Phys.Rev. 91 (1953) 483
11. A.Moljk, S.C.Curran, Phys.Rev. 96 (1954) 395
12. H.H.Forster, A.Oswald, Phys.Rev. 96 (1954) 1030
13. A.V.Pohm, R.C.Waddell, J.P.Powers, E.N.Jensen, Phys.Rev. 97
(1955) 432
14. R.W.P.Drever, A.Moljk, S.C.Curran, Proc.Roy.Soc. A239 (1957)433,
Nucl.Inst. 1 (1957) 41
15. J.Angus A.L.Cockroft, S.C.Curran, Phil.Mag. 40 (1949) 522
16. C.Sonntag, H.Rebel, S.K.Thio, Jahresbericht 1967 des II.Physikalischen Institutes der Universität Heidelberg
17. C.Sonntag, Dissertation, Heidelberg, 1968
18. S.K.Thio, Diplomarbeit, Heidelberg, 1968
19. B.Ribbat, Diplomarbeit, Heidelberg, 1970
20. W.Bauer, KFK-Bericht Nr. 187, Karlsruhe 1963
21. I.Siewert, H.Schmidt, Nucl.Inst. 42 (1966) 45
H.Schmidt, I.Siewert, H.Schäfer, Nucl.Inst. 42 (1966) 48
22. K.Knauf, Dissertation, Heidelberg, 1966
23. W.Bühning, Nucl.Phys. 40 (1963) 472; 49 (1963) 190
24. Ch.Sonntag, H.Rebel, B.Ribbat, S.K.Thio und W.R.Gramm
Submitted to "Lettere al Nuovo Cimento"
25. Landolt Börnstein, New Series Group I, Vol. 4
Berlin-Heidelberg-New York 1969
26. H.Beekhuis, R.J. van Duinen, Nucl.Phys. A 108 (1968) 382
27. R.Löhken, H.Rebel und G.Schatz, Nucl.Phys. to be published
28. I.N.Huffaker, C.E.Laird, Nucl.Phys. A150 (1970) 61

Anhang

I. Korrektur des gemessenen β -Spektrums

Durch den Betrieb eines "wandlosen" Proportionalzählrohrs mit Antikoinzidenzkranz und Bildung eines Differenzspektrums werden zwar Wand- und Endeffekt eliminiert, es fehlen jedoch dadurch alle Ereignisse, bei denen die Teilchen unvollständig im Hauptzähler absorbiert werden. Diese Ereignisse fehlen vorzugsweise im höherenergetischen Bereich des Spektrums, so daß dieses bezüglich der energieabhängigen Eliminationswahrscheinlichkeit für die Teilchen korrigiert werden muß.

Ein von SONNTAG¹⁷⁾ entwickelter Matrixformalismus gestattet die rechnerische Korrektur aller bisher erwähnten Spektrumsverformungen. Die vorliegende Meßanordnung erlaubt jedoch ein einfacheres Korrekturverfahren. Dabei wird mit

$$R = 6 \cdot 10^{-4} \cdot W^2 / p \quad \text{I.1}$$

(R = Reichweite in Argon in cm, W = Elektronenenergie in keV, p = Druck in Atm.)

eine Energie-Reichweite-Beziehung der Elektronen in Argon zugrunde gelegt, die die in ref. 17 angegebene Energie-Reichweite-Beziehung gut wiedergibt.

Das "wandlose" Hauptzählrohr mit dem Radius $b = 10$ cm kann als ein homogenes zylindrisches Betapräparat betrachtet werden. Die Subtraktion der beiden Teilzählerspektren sei durchgeführt, so daß ein Restzählrohr der Länge $l = 16$ cm vorliegt (s. dazu Abb. 12).

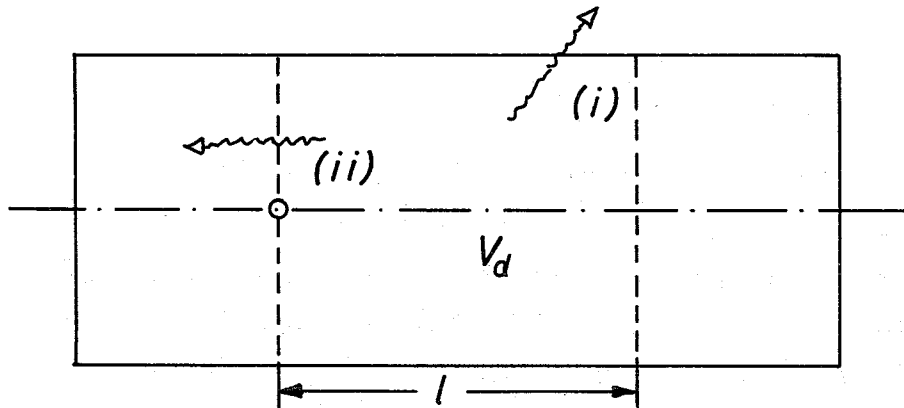


Abb.12 Aufteilung des Zählrohrvolumens
(V_d = Differenzvolumen)

Dem Meßspektrum fehlen Ereignisse, bei denen Teilchen aus dem Restzählrohr in den Antikoinzidenzkranz gelangen (Fall (i) in Abb. 12). Bei den Teilzählerspektren entsteht ein Endeffekt nicht allein durch das tote Volumen und die Feldinhomogenität am Zählrohrende, sondern auch an dem durch die Glasperle markierten Ende des jeweiligen Teilzählrohrs, wenn die Teilchen von einem Teilzählrohr ins andere laufen und dadurch nur ein Bruchteil ihrer Energie registriert wird. Durch die Bildung des Differenzspektrums werden diese Ereignisse ebenfalls eliminiert, so daß dem Meßspektrum auch die Ereignisse fehlen, bei denen Teilchen aus dem Restzählrohr in das kurze Teilzählrohr (Fall (ii) in Abb. 12).

Sei die Energie W fest, $0 < W < W_0$. Dann kann man sich das sensitive Volumen V_d in lauter kleine gleich große Volumelemente zerlegt denken, die Emissionsorte einer isotropen Betastrahlung der Energie W und Reichweite $R(W)$ sind. Diese isotrope Betastrahlung erfüllt eine Kugel mit dem Radius R . Ist nun der Abstand des Emissi-

onsortes von der Zählrohrwand kleiner als der Radius R , so wird ein Stück der Kugel abgeschnitten, dessen Oberfläche F ein Maß für die fehlenden Ereignisse ist (s. Abb. 13).

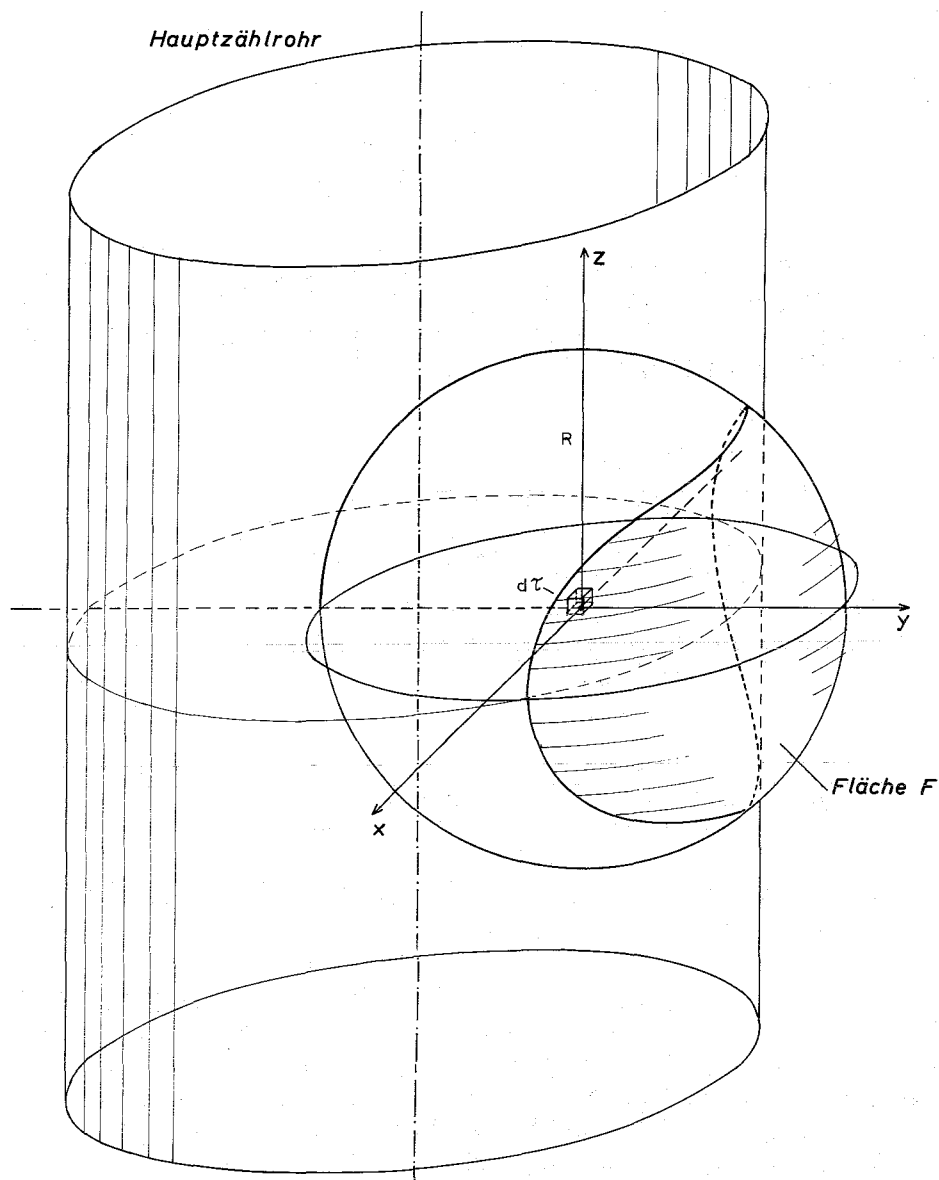


Abb. 13 Schnitt des Zählrohrs mit einer Kugel vom Radius R

Sei $dn(W)$ die Anzahl der Ereignisse pro Volumelement dV . Dann ist wegen

$$\frac{dn(W)_{\text{fehlend}}}{dn(W)_{\text{wahr}}} = \frac{F}{4\pi R^2}$$

$$dn(W)_{\text{wahr}} = dn(W)_{\text{gemessen}} + \frac{F}{4\pi R^2} \cdot \frac{N(W)_{\text{wahr}}}{V_d} \cdot dV$$

und bei Integration über das gesamte Restvolumen V_d

$$N(W)_{\text{wahr}} = N(W)_{\text{gemessen}} \cdot K(W) \quad \text{I.2}$$

mit dem Korrekturfaktor $K(W) = \frac{1}{1 - \frac{\int F dV}{4\pi R^2 V_d}}$

Je nach der Lage des Emissionsortes im sensitiven Volumen des Restzählrohrs sind verschiedene Typen der durch die Zählrohrwand von der Emissionskugel abgeschnittenen Fläche F zu unterscheiden.

Fall 1

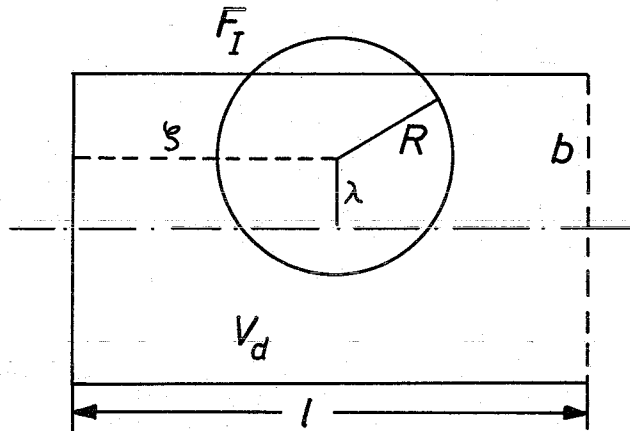


Abb. 14 Längsschnitt durch das Zählrohr mit Emissionskugel (Fall 1 schematisch)

Abb. 14 zeigt einen Längsschnitt durch das Zählrohr für den in Abb. 13 bereits skizzierten Fall. λ ist der Abstand des Emissionsortes von der Zählrohrachse, ζ der Abstand von der Stirnfläche; $b - R < \lambda < b$, $R < \zeta < l$. Einen Schnitt durch die xy -Ebene der Abb. 13 zeigt Abb. 15. Die Fläche F ist gegeben durch

$$F = \iint_B \frac{Rrdrd\phi}{\sqrt{R^2 - r^2}} \quad \text{bei Verwendung von Polarkoordinaten.}$$

Eine im Integranden dieses Ausdrucks auftretende arc sin-Funktion kann nur berechnet werden, wenn man sie durch ihre Potenzreihenentwicklung ersetzt. Da die in I.1 angeführte Energie-Reichweite-Beziehung sowieso mit einem Fehler von etwa 10 % behaftet ist (s. ref. 17), braucht man nur die ersten beiden Glieder der Potenzreihenentwicklung zu berücksichtigen.

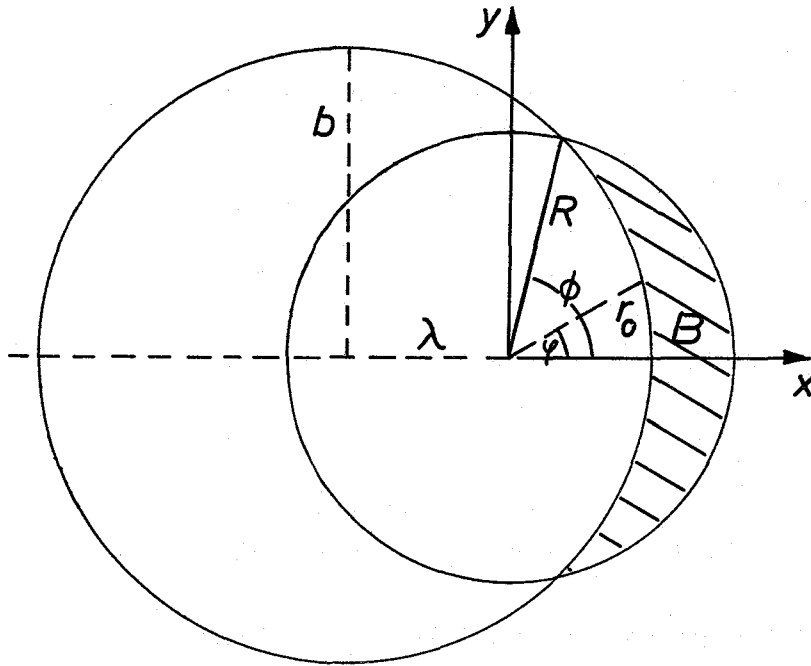


Abb. 15 Querschnitt durch das Zählrohr mit Emissionskugel (schematisch)

Fall 2:

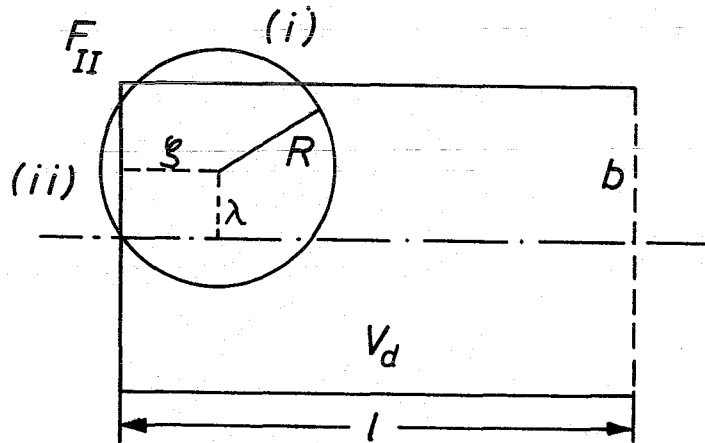


Abb. 16 Längsschnitt durch das Zählrohr (Fall 2, schematisch)

In diesem Fall ist $b - R \leq \lambda \leq b$, $\sqrt{R^2 - (b - \lambda)^2} \leq \zeta < R$. Die Fläche vom Typ 2 setzt sich zusammen aus einer Fläche vom Typ 1 ((i) in Abb. 16) und der Oberfläche einer Kugelkappe ((ii) in Abb. 16).

Fall 3

Im Fall 3 (s. Abb. 17) ist $b - R \leq \lambda \leq b$, $0 \leq \zeta \leq \sqrt{R^2 - (b-\lambda)^2}$.

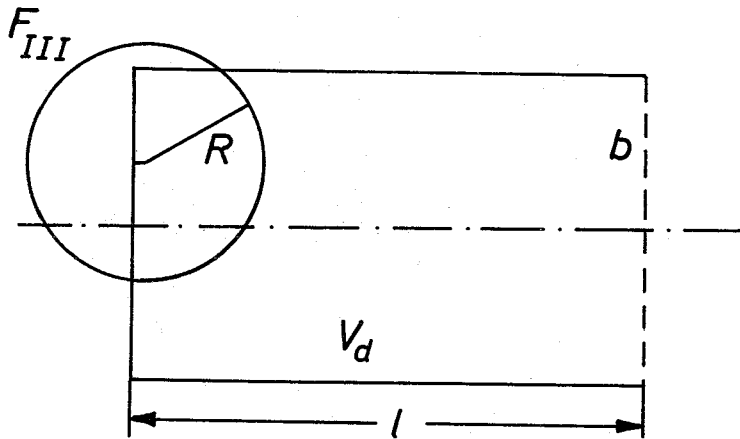


Abb. 17 Längsschnitt durch das Zählrohr
(Fall 3, schematisch)

Einen Schnitt durch die xy-Ebene zeigt Abb. 18.

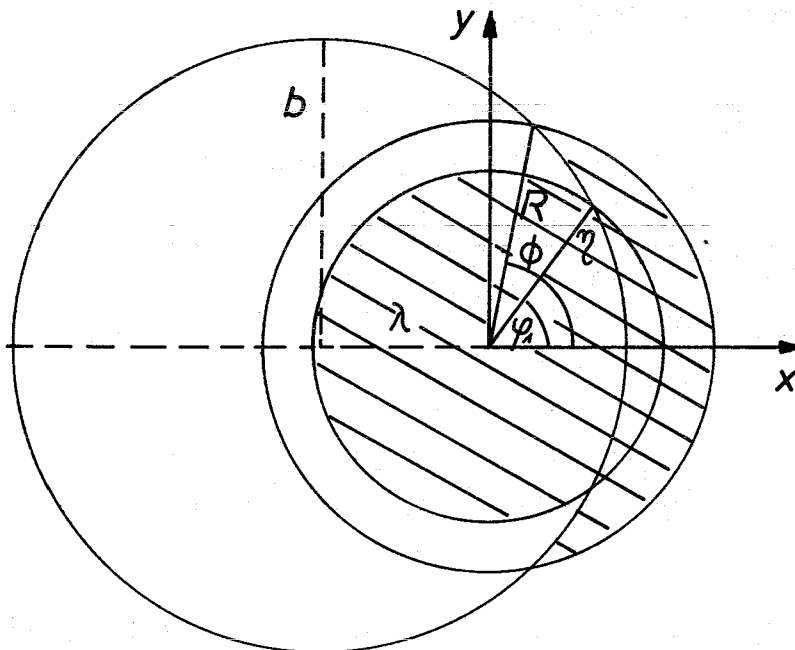


Abb. 18 Querschnitt durch das Zählrohr
(Fall 3, schematisch)

Fall 4

Falls die Abstände des Emissionsortes von der Zählrohr- und der Stirnwand jeweils kleiner als R sind, tritt der

in Abb. 19 skizzierte Fall 4 ein, bei dem lediglich eine Kugelkappe abgeschnitten wird.

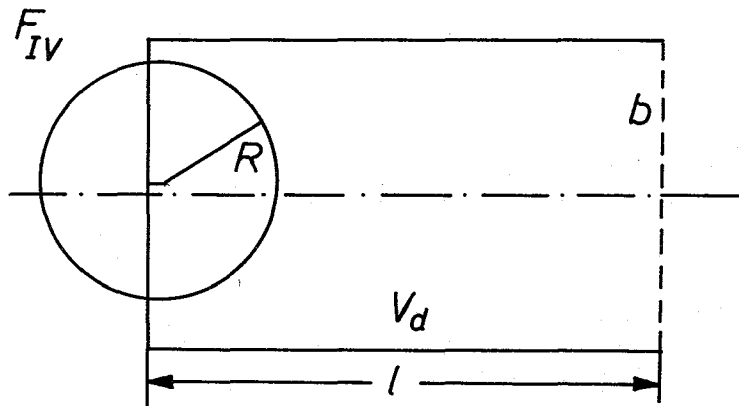


Abb. 19 Längsschnitt durch das Zählrohr
(Fall 4, schematisch)

Unter Berücksichtigung dieser vier verschiedenen Fälle erhält man für

$$f(W) = \frac{\int F dV}{4\pi R^2 V_d} \quad \text{aus I.2}$$

$$f(W) = \frac{R(W)}{4 \cdot l} \left\{ 1 + \frac{1}{b}(\pi - 1) + \frac{R(W)}{2b} \cdot \frac{4}{\pi} \cdot \left(\frac{1-\pi}{3} + \frac{1}{b} \left\{ \frac{16}{9} - \frac{2}{3}\pi \right\} \right) + \right. \\ \left. + \left(\frac{R(W)}{2b} \right)^2 \left\{ 1 - \frac{8}{3\pi} \right\} \right\} \quad \text{I.3}$$

Die Korrekturformel I.2 mit I.3 ist anwendbar für $R(W) < b$.

Abb. 20 zeigt den Verlauf des für die vorliegende Anordnung berechneten Korrekturfaktors $K(W) = \frac{1}{1 - f(W)}$ bei verschiedenen Zählgasdrücken.

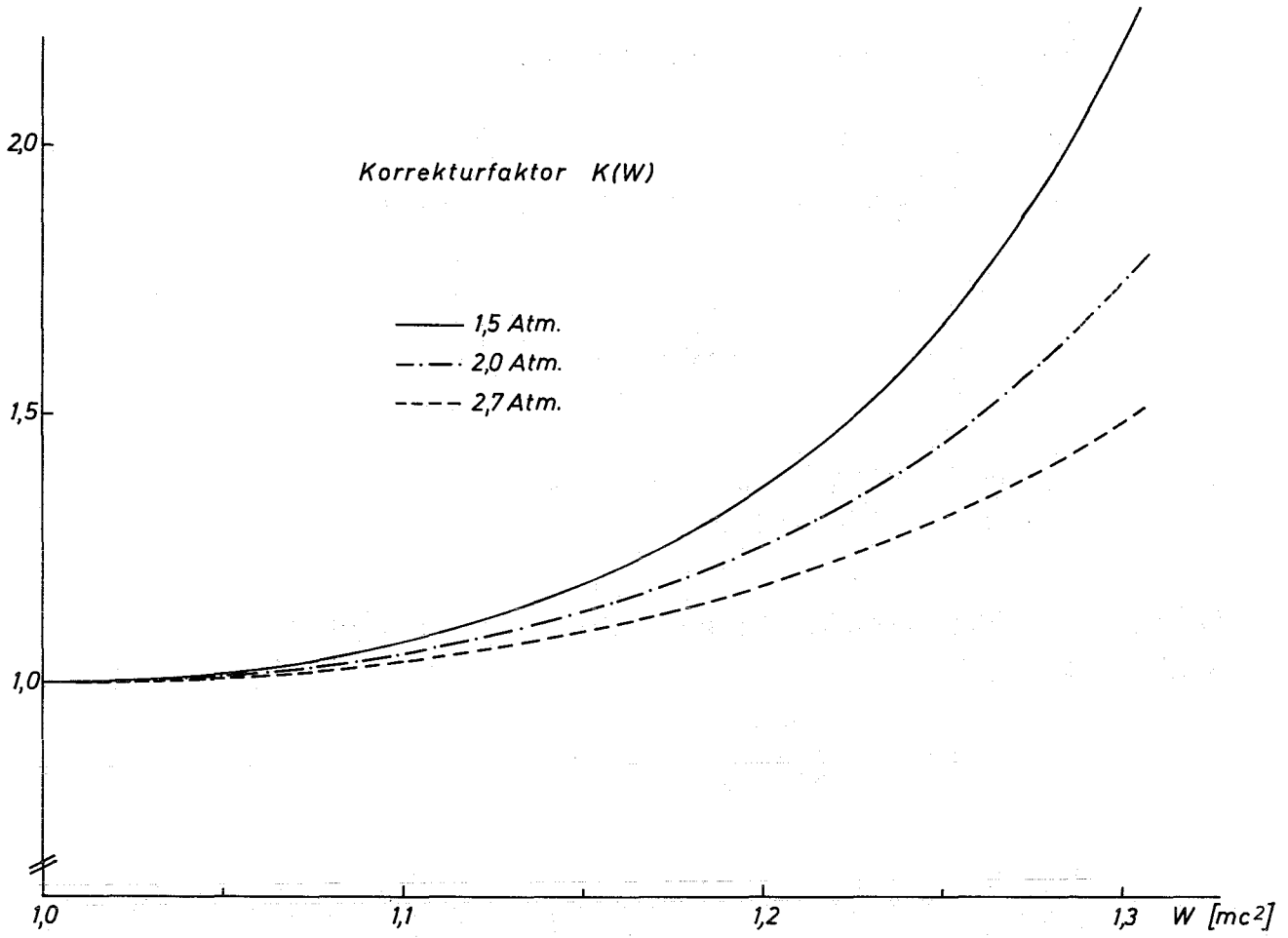


Abb. 20 Korrekturfaktor K als Funktion der Gesamtenergie W bei verschiedenen Zählgasdrucken.

II. MESSDATEN FUER DAS BETA-SPEKTRUM VON 14C

W	N(W)	DN(W) [rel]
1.025445293	4.482104725'-2	1.994268528'-2
1.031317283	4.615268103'-2	2.008841925'-2
1.037189274	4.590365248'-2	2.094795963'-2
1.043061264	4.561432198'-2	2.157127201'-2
1.048933255	4.530625516'-2	2.201503478'-2
1.054805246	4.391224062'-2	2.289728918'-2
1.060677236	4.337932967'-2	2.327396046'-2
1.066549227	4.259491938'-2	2.384855926'-2
1.072421217	4.081001181'-2	2.501336228'-2
1.078293208	3.942674457'-2	2.585116154'-2
1.084165199	3.851932187'-2	2.656799009'-2
1.090037189	3.698331643'-2	2.772641897'-2
1.095909180	3.539454464'-2	2.887087403'-2
1.101781171	3.354969058'-2	3.038537430'-2
1.107653161	3.252865588'-2	3.133143334'-2
1.113525152	3.090611262'-2	3.282872954'-2
1.119397142	3.011155594'-2	3.804160140'-2
1.125269133	2.814251026'-2	3.782061281'-2
1.131141124	2.679666651'-2	3.745821174'-2
1.137013114	2.513153519'-2	3.961386339'-2
1.142885105	2.390773285'-2	4.150166674'-2
1.148757095	2.244364429'-2	4.387069618'-2
1.154629086	2.133658166'-2	4.563715062'-2
1.160501077	1.972763048'-2	4.881464569'-2
1.166373067	1.803796331'-2	5.269455574'-2
1.172245058	1.699999472'-2	5.537114564'-2
1.178117048	1.576850328'-2	5.890803098'-2
1.183989039	1.437852652'-2	6.357238678'-2
1.189861030	1.300704665'-2	6.926856333'-2
1.195733020	1.221095625'-2	7.296843796'-2
1.201605011	1.086595586'-2	8.067573797'-2
1.207477001	9.627637922'-3	8.992933401'-2
1.213348992	8.219939050'-3	1.033718869'-1
1.219220983	7.368041263'-3	1.136353154'-1
1.225092973	6.256317883'-3	1.317995198'-1
1.230964964	5.048459251'-3	1.612692917'-1
1.236836954	4.238651706'-3	1.882602594'-1
1.242708945	3.377195193'-3	2.326829212'-1
1.248580936	2.960008637'-3	2.620607288'-1
1.254452926	2.269177717'-3	3.350530258'-1
1.260324917	1.738298995'-3	4.327590858'-1
1.266196907	1.453106750'-3	5.101494345'-1
1.272068898	1.041149743'-3	7.023374652'-1
1.277940889	9.022751299'-4	8.052478274'-1
1.283812879	4.315753776'-4	1.673155032
1.289684870	2.253421365'-4	3.175280462
1.295556860	1.731733480'-4	3.927822476

TABELLE 1 NUMERISCHE WERTE DES BETA-SPEKTRUMS VON 14C GEMITTELT UEBER ALLE MESSREIHEN (ENERGIE W IN EINHEITEN VON MC2)

