

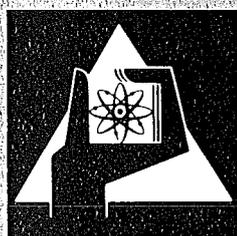
**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

Oktober 1977
Institut für Kernphysik

KFK 2514

**Spektrumsform und ft -Wert der β -Übergänge
 $K^{38} (3^+ \rightarrow 2^+) Ar^{38}$ und $K^{38m} (0^+ \rightarrow 0^+) Ar^{38}$**

W.-G. Thies



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2514

Institut für Kernphysik

SPEKTRUMSFORM UND ft -WERT DER β -ÜBERGÄNGE

K^{38} ($3^+ \rightarrow 2^+$) Ar^{38} und K^{38m} ($0^+ \rightarrow 0^+$) Ar^{38} *)

W.-G. Thies

Gesellschaft für Kernforschung mbH Karlsruhe

*) von der Fakultät für Physik der Universität
(T.H.) Karlsruhe genehmigte Dissertation

Spektrumsform und ft-Wert der β -Übergänge

$K^{38} (3^+ \rightarrow 2^+) Ar^{38}$ und $K^{38m} (0^+ \rightarrow 0^+) Ar^{38}$

Kurzfassung

Am Karlsruher Isochronzyklotron wurde ein eisenfreies Doppellinsenspektrometer aufgebaut, um β -Übergänge von kurzlebigen Isotopen zu untersuchen. Für die Messung der Spektrumsform wurde eine Methode entwickelt, die keinen Monitor für die im Target erzeugte Aktivität benötigt.

Mit diesem Meßsystem wurde der Shape-Faktor des supererlaubten $0^+ - 0^+$ Überganges $K^{38m} \rightarrow Ar^{38}$ zum ersten Mal gemessen: Innerhalb der Fehlergrenzen zeigt das Spektrum keine Abweichung von der statistischen Form. Maximalenergie und Halbwertszeit wurden experimentell bestimmt und daraus der ft-Wert abgeleitet.

Das Spektrum des Gamow-Teller Überganges $K^{38} (3^+ \rightarrow 2^+) Ar^{38}$ wurde neu untersucht. Der experimentelle Shape-Faktor wurde mit einer theoretischen Rechnung im Schalenmodell verglichen: Hier zeigte sich, daß die Energieabhängigkeit durch den induzierten 'schwachen Magnetismus'-Term erklärt werden kann, der sich aus der CVC-Theorie ergibt. Der theoretische ft-Wert stimmt mit dem experimentellen Resultat sehr gut überein.

Spectrum-Shape and ft-value of the Beta-Transitions

$K^{38}(3^+ \rightarrow 2^+) Ar^{38}$ and $K^{38m}(0^+ \rightarrow 0^+) Ar^{38}$

Abstract

An iron-free double-lens spectrometer was built up at the Isochronous Cyclotron Karlsruhe in order to investigate shortlived isotopes. For the measurement of the spectrum-shape a new method was used, which does not need any monitor for the activation of the target.

With this system the shape-factor of the superallowed $0^+ \rightarrow 0^+$ transition $K^{38m} \rightarrow Ar^{38}$ was measured for the first time: within the error limits the spectrum does not show any deviation from the statistical shape. Endpoint-energy and half-life were measured and the results were used to determine the ft-value.

The spectrum of the Gamow-Teller transition $K^{38}(3^+ \rightarrow 2^+) Ar^{38}$ was remeasured. The experimental shape-factor was compared with a theoretical shell-model calculation: It could be shown, that the energy-dependance can be explained by the induced 'weak-magnetism' term, which results from CVC theory. The theoretical ft-value is in very good agreement with the experimental result.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Grundlagen	4
2.1 ft-Werte	4
2.2 Shape-Faktor	8
3. Experimenteller Aufbau	11
3.1 Strahlführung	11
3.2 Das eisenfreie Doppellinsenspektrometer	12
3.3 Targetsystem und Bestrahlungen	14
3.4 Eichung des Spektrometers	16
3.5 Testmessungen	16
4. Meßmethoden	18
4.1 Methode zur Messung von β -Spektren bei Übergängen mit kurzer Halbwertszeit	18
4.1.1 Prinzip der Messung	18
4.1.2 Aufbau des Systems und zeitlicher Ablauf der Messung	20
4.1.3 Auswertung der Rohdaten	24
4.2 Auswertung der β -Spektren und Korrekturen	24
4.3 Bestimmung von Halbwertszeiten	26
4.3.1 Meßmethoden	26
4.3.2 Auswertung	27
5. Ergebnisse der Messungen	31
5.1 Testmessungen: C^{11}	31
5.2 Der Gamow-Teller Übergang $K^{38}(3^+ \rightarrow 2^+)Ar^{38}$	33
5.3 Der supererlaubte Übergang $K^{38m}(0^+ \rightarrow 0^+)Ar^{38}$	38
6. Diskussion	42
6.1 Der erlaubte $3^+ \rightarrow 2^+$ Übergang $K^{38} \rightarrow Ar^{38}$	42
6.2 Der $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergang $K^{38m} \rightarrow Ar^{38}$	45
7. Zusammenfassung	48

ANHANG

A1	Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Spannung am Meßshunt des Netzgerätes	A1
A2	Auswertung der zweidimensionalen Rohdatenspektren	A2
A3	Zusammenstellung der Daten	A3

Literaturverzeichnis

1. EINLEITUNG

Die schwache Wechselwirkung kann durch eine Hamiltondichte der Form

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2}} (I_\lambda I_\lambda^+ + I_\lambda^+ I_\lambda)$$

beschrieben werden (siehe z.B. [1,2]). Der Vektorstrom I_λ setzt sich zusammen aus einem hadronischen Anteil J_λ und einem leptonischen Anteil l_λ . Nach der Cabbibo-Theorie [3] wird der Hadronenstrom wie folgt in einen Strangeness-erhaltenden Anteil $J_\lambda^{\Delta S=0}$ und einen $|\Delta S|=1$ Strom $J_\lambda^{\Delta S=1}$ aufgespalten:

$$J_\lambda = J_\lambda^{\Delta S=0} \cos\theta_c + J_\lambda^{\Delta S=1} \sin\theta_c$$

(der Cabbibo-Winkel ist ein aus dem Experiment zu bestimmender freier Parameter).

Der Kern- β -Zerfall ist ein semi-leptonischer $\Delta S=0$ Prozeß. Der Strom $J_\lambda^{\Delta S=0}$ besteht aus einem Vektor-(V) und einem Axialvektoranteil (A). Fordert man die Universalität der schwachen Wechselwirkung, so gilt:

$$G_\beta^{(V)} = G \cos\theta_c$$

für die Vektorkopplungskonstante des β -Zerfalls, und

$$G_\mu = G$$

für den rein leptonischen μ -Zerfall (siehe z.B. [4]).

Nach der CVC-Theorie [5] wird die Vektorkopplungskonstante durch die starke Wechselwirkung nicht renormalisiert. Damit ergibt sich die Möglichkeit, aus den ft-Werten der supererlaubten $O^+ - O^+$ Übergänge (reine Vektorwechselwirkung) die Kopplungskonstante $G_\beta^{(V)}$ der schwachen Wechselwirkung zu bestimmen. Vor einigen Jahren [4,17] gab es noch Abweichungen

von ca. 1,5% zwischen den experimentellen ft-Werten für leichte Kerne (O^{14} , Al^{26m} , Cl^{34}) und für mittelschwere Kerne (Sc^{42} , V^{46} , Mn^{50} und Co^{54}). Neuere Messungen lassen jedoch den Schluß zu, daß alle bisher untersuchten O^+-O^+ Übergänge den gleichen ft-Wert haben |6,7,22|.

Zur Bestimmung des ft-Werts ist die Messung der Maximalenergie des β -Spektrums und der Halbwertszeit erforderlich. Alle experimentellen Werte für die Maximalenergie wurden auf indirekte Weise durch Messungen von Q-Werten und Schwellenenergien bei geeigneten Kernreaktionen ermittelt. Wegen der großen Bedeutung der O^+-O^+ Übergänge für die Theorie sollte die Endpunktsenergie zumindest in einem Fall direkt aus dem β -Spektrum bestimmt werden. Die Messung des Shape-Faktors wäre darüberhinaus ein Test für die energieabhängigen äußeren Strahlungskorrekturen. In der Vergangenheit wurde immer wieder nach Abweichungen der Form b/W bei erlaubten β -Spektren gesucht (Fierz-Term). Bei einem O^+-O^+ Übergang wäre eine solche Energieabhängigkeit des Shape-Faktors ein Indiz für eine eventuelle Beimischung einer skalaren Wechselwirkung (siehe z.B. |26|). Dies widerspricht jedoch der V-A Theorie (siehe z.B. |1|).

Die Frage nach den Grenzen der Gültigkeit der CVC-Theorie ist erneut Gegenstand der Diskussion. Bei Gamow-Teller-Übergängen (Axialvektor-Wechselwirkung) führt der durch die starke Wechselwirkung induzierte 'schwache Magnetismus' zu einer Energieabhängigkeit des Shape-Faktors. Der klassische Test der CVC-Hypothese waren die Messungen der Spiegelübergänge im $A = 12$ Triplett (z.B. |8,9|), deren Spektrumsform mit den Voraussagen der CVC-Theorie übereinstimmten |10|. Eine Neuinterpretation der Daten aus |8,9| führte jedoch zu anderen Ergebnissen für den β^+ -Übergang $N^{12} - C^{12}$ |11,12|. Damit sind Messungen des Shape-Faktors von Gamow-Teller-Übergängen mit hoher Endpunktsenergie für die theoretische Diskussion auch weiterhin wichtig.

In der vorliegenden Arbeit wird der β^+ -Zerfall des K^{38} untersucht. Dieser Kern ist besonders interessant, weil hier sowohl der supererlaubte Übergang $K^{38m}(O^+-O^+) \rightarrow Ar^{38}$ als auch der Gamow-Teller-Übergang $K^{38}(3^+-2^+) \rightarrow Ar^{38}$ mit

vergleichbarer Intensität vorkommen. Für beide β -Spektren wurden Maximalenergie, Shape-Faktor und Halbwertszeit gemessen.

Wegen der kurzen Lebensdauern wurden die Messungen am Isochronzyklotron der Gesellschaft für Kernforschung mbH in Karlsruhe durchgeführt. Dort wurde ein schon vorher erprobtes eisenfreies Doppellinsenspektrometer [14,15] aufgebaut. Die Aktivierung erfolgt direkt im Spektrometer am Ort der Quelle. Mit Hilfe einer neuentwickelten Meßmethode können β -Übergänge mit kurzer Halbwertszeit untersucht werden.

In Kapitel 2 sollen die zum Verständnis dieser Arbeit notwendigen Begriffe kurz erläutert werden. Die Kapitel 3 und 4 beschreiben den experimentellen Aufbau und die Meßmethoden, sowie die Auswertung der Daten. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Messungen für die Übergänge $K^{38}(3^+-2^+) Ar^{38}$ und $K^{38m}(0^+-0^+) Ar^{38}$ zusammengestellt. Außerdem wird hier über den zu Testzwecken untersuchten β^+ -Zerfall des C^{11} berichtet. Im letzten Teil der Arbeit (Kap.6) werden die Resultate mit den theoretischen Voraussagen verglichen.

2. GRUNDLAGEN

2.1 ft-Werte

Das Spektrum für erlaubte β -Übergänge hat die Form
(siehe z.B. [1,4])

$$N(p) dp = \frac{\ln 2}{K} (G_V^2 M_F^2 + G_A^2 M_{GT}^2) F(Z, W) p^2 (W_0 - W)^2 dp \quad (2.1)$$

G_V und G_A sind die Kopplungskonstanten für Vektor- und
Axialvektorwechselwirkung

M_F und M_{GT} : Fermi- und Gamow-Teller-Matrixelement

$F(Z, W)$ ist die Fermi-Funktion und beschreibt die
Verzerrung der Elektronen-Radial-Wellenfunktionen
durch die Coulomb-Wechselwirkung mit dem Kern
 p, W und W_0 sind Impuls, Gesamtenergie und Maximalenergie
des Elektrons (Positrons)

$$K = \frac{2\pi^3 (\ln 2) \hbar^7}{m_0^5 c^4} = 1,230618 \cdot 10^{-94} \text{ erg}^2 \text{ cm}^6 \text{ sec (cgs-System)}$$

Die Zerfallswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit ist

$$\frac{\ln 2}{t} = \int_0^{p_0} N(p) dp \quad (2.2)$$

Setzt man

$$f = \int_0^{p_0} F(Z, W) p^2 (W_0 - W)^2 dp$$

so ergibt sich aus (2.1) und (2.2) der sogenannte ft-Wert:

$$ft = \frac{K}{G_V^2 M_F^2 + G_A^2 M_{GT}^2} \quad (2.3)$$

Fermi-Matrixelement

Im Isospin-Formalismus (siehe z.B. |2,16|) ist das Fermi-Matrixelement für β^\pm -Übergänge:

$$M_F = \langle f | \sum_n t^\pm(n) | i \rangle \quad (2.4)$$

wobei der Operator $t^\pm(n)$ auf das n-te Nukleon wirkt. Nach der CVC-Theorie gibt es für den Vektoranteil keine Austauscheffekte zwischen den Nukleonen. Damit gilt:

$$M_F = \langle f | T^\pm | i \rangle \quad (2.5)$$

Für das Fermi-Matrixelement gelten folgende Auswahlregeln (siehe z.B. |7|)

$$\begin{aligned} \Delta J &= |J_i - J_f| = 0 \\ \Delta T &= |T_i - T_f| = 0 \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\pi_i \pi_f = + 1$$

wobei J der Spin, T der Isospin und π die Parität ist. Wenn der Isospin eine gute Quantenzahl ist, können Fermi-Übergänge nur zwischen Zuständen im gleichen Isospin-Multiplett auftreten. Damit kann man das Matrixelement des Operators T^\pm leicht ausrechnen:

$$M_F = \langle T, T_3 \pm 1 | T^\pm | T, T_3 \rangle = \sqrt{T(T+1) - T_3(T_3 \pm 1)} \quad (2.7)$$

Für die supererlaubten $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergänge im gleichen Isospin-triplett $T=1$ gilt

$$M_F = \langle 1, T_3+1 | T^+ | 1, T_3 \rangle = \sqrt{2}$$

Bei Spiegelkernen (z.B. $C^{11} \rightarrow B^{11}$) ist $T = |T_3| = \frac{1}{2}$.
Damit folgt aus (2.7):

$$M_F = 1$$

Gamow-Teller Matrixelement

Das Gamow-Teller Matrixelement für β^\pm ist:

$$M_{GT} = \langle f | \sum t^\pm(n) \vec{\sigma}(n) | i \rangle \quad (2.8)$$

(siehe z.B. |2|).

$\vec{\sigma}(n)$ ist der Pauli-Spinoperator für das n-te Nukleon. Im Gegensatz zum Fermi-Matrixelement kann das Gamow-Teller Matrixelement nur bei genauer Kenntnis der Kernstruktur berechnet werden.

Die Auswahlregeln für $M_{GT} \neq 0$ sind (siehe z.B. |7|):

$$\Delta J = |J_i - J_f| = 0, 1 \quad (\text{keine } 0 \rightarrow 0 \text{ Übergänge})$$

$$\Delta T = |T_i - T_f| = 0, 1$$

$$\pi_i \pi_f = + 1$$

ft-Werte für reine Fermi-Übergänge

Für die supererlaubten $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergänge ist $M_F^2 = 2$ und $M_{GT} = 0$. Damit reduziert sich Gl. (2.3) auf die einfache Beziehung

$$ft = \frac{K}{2 G_V^2} \quad (2.9)$$

Daraus ergibt sich die Möglichkeit, aus den experimentell bestimmten ft-Werten der $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergänge (im gleichen Isospintriplett $T=1$) die Vektorkopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung zu bestimmen. Hierzu sind genaue Messungen der Maximalenergie und der Halbwertszeit erforderlich.

Die Beziehung (2.9) ist nur in erster Näherung gültig. Man muß noch folgende Korrekturen anbringen, die z.B. in |2,4,7| diskutiert werden:

$$ft \overline{C(W)} (1 + \overline{\delta_R}) = \frac{K}{G_V^2 M_F^2} \quad (2.10)$$

mit $G_V^2 = G_V^2 [1 + \Delta_R^{(V)}]$

$$M_F^2 = 2(1 - \delta_C)$$

$\Delta_R^{(V)}$ und $\overline{\delta_R(W,Z)}$ sind die modellabhängigen und die modellunabhängigen Strahlungskorrekturen
|18,19,20,21|

$\overline{C(W)}$ ist der mittlere Shape-Faktor, der wegen höherverbotenen Korrekturen von 1 abweicht

δ_C beschreibt die Änderung des Fermi-Matrixelements durch Isospin-Beimischungen für die Kernzustände.

Alle Korrekturen mit Ausnahme der modellabhängigen Strahlungskorrektur $\Delta_R^{(V)}$ können mit guter Genauigkeit bestimmt werden und man vergleicht deshalb die korrigierten ft-Werte:

$$Ft = ft \overline{C(W)} (1 + \overline{\delta_R}) (1 - \delta_C) \quad (2.11)$$

Neuere Messungen |6,7,22| ergaben konstante Ft-Werte im gesamten Bereich zwischen $A = 10$ und $A = 54$ und damit eine Bestätigung der CVC-Hypothese. Für den mittleren Ft-Wert erhält man:

$$\begin{aligned} \overline{Ft} &= (3088,6 \pm 2,1) \text{ sec} & |7| \\ &(3081,7 \pm 1,9) \text{ sec} & |22| \\ &(3087,9 \pm 3,8) \text{ sec} & |6| \end{aligned}$$

Die Differenz zwischen den ersten beiden Werten ist im wesentlichen auf eine andere Coulomb-Korrektur zurückzuführen.

ft-Werte für Gamow-Teller Übergänge

Für reine Gamow-Teller-Übergänge kann man den ft-Wert aus Gl.(2.3) und Gl.(2.9) unter Verwendung des mittleren \overline{ft} -Werts für die $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergänge herleiten:

$$ft_{GT} = \frac{2 \overline{ft}}{\left(\frac{G_A}{G_V}\right)^2 M_{GT}^2} \quad (2.12)$$

Das Verhältnis der Kopplungskonstanten für Vektor- und Axialvektorwechselwirkung ist von der Kernstruktur abhängig. In |23| wird der Wert

$$\frac{G_A}{G_V} = - 1,250 \pm 0,009 \quad (2.13)$$

angegeben. Für die Bestimmung dieses Werts wurden Neutron-Korrelationsmessungen sowie das Verhältnis der ft-Werte des Neutrons und der $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergänge berücksichtigt.

2.2 Shape-Faktor

Um das gemessene β -Spektrum $N(p)$ mit dem theoretischen Spektrum (2.1) zu vergleichen, bildet man den Kurie-Plot (siehe z.B. |1|)

$$\sqrt{\frac{N(p)}{p^2 F(Z, W)}} \sim \sqrt{C(W)} (W_0 - W) \quad (2.14)$$

$C(W)$ ist der sogenannte Shape-Faktor, der für erlaubte Übergänge energieunabhängig ist. Durch Beiträge von verbotenen Matrixelementen höherer Ordnung sowie möglicherweise durch induzierte Terme ergibt sich eine geringfügige Abweichung von der erlaubten Form (siehe z.B. |24|), die folgendermaßen parameterisiert wird:

$$C(W) = 1 + aW + \frac{b}{W} + c W^2 \quad (2.15)$$

Die Parameter a, b und c sind im allgemeinen so klein, daß sie nicht gleichzeitig aus dem gemessenen Spektrum bestimmt werden können. Man berücksichtigt daher nur den größten Term, z.B. a W oder $\frac{b}{W}$.

$$a) \quad C(W) = 1 + \frac{b}{W} \quad (2.16)$$

Abweichungen dieser Form werden durch den Fierz-Interferenzterm verursacht (siehe z.B. |1,25|). Nach der Fermi-Theorie ist

$$b = \pm \frac{2[G_S G_V M_F^2 + G_A G_T M_{GT}^2]}{[G_S^2 + G_V^2] M_F^2 + [G_A^2 + G_T^2] M_{GT}^2} \quad (2.17)$$

Hier sind G_V , G_A , G_S , G_T die Kopplungskonstanten für Vektor-, Axialvektor-, Skalar- und Tensor-Wechselwirkung.

Nach der V-A Theorie ist der Fierz-Term gleich Null. Durch die Messung des Shape-Faktors eines reinen Fermi-Übergangs könnte man ohne irgendwelche Annahmen bezüglich der Kernstruktur eine obere Grenze für das Verhältnis G_S/G_V angeben (siehe z.B. |26,27|):

$$b_F = \pm 2 \frac{G_S G_V}{G_S^2 + G_V^2} \approx \pm 2 \frac{G_S}{G_V} \quad (2.18)$$

$$b) \quad C(W) = 1 + a W \quad (2.19)$$

Eine solche Energieabhängigkeit des Shape-Faktors findet man bei Gamow-Teller Übergängen. Eine der möglichen Ursachen hierfür ist der durch die starke Wechselwirkung induzierte 'schwache Magnetismus' (weak magnetism). Die Kopplungskonstante f_M des 'schwachen Magnetismus' ergibt sich aus der CVC-Theorie |5|

$$f_M = \frac{\kappa_p - \kappa_n}{2M} = 1,008 \cdot 10^{-3} \quad (2.20)$$

κ_p und κ_n sind die anomalen magnetischen Momente von Proton und Neutron, M die Nukleonenmasse. Das Vorzeichen von f_M ändert sich nicht beim Übergang vom β^- - zum β^+ -Zerfall |28|.

In nullter Näherung (ohne Berücksichtigung der Kernstruktur) kann man für a die einfache Beziehung |13| angeben:

$$a = \pm \frac{8}{3} \frac{1 + 2f_M \cdot M}{2M |\lambda|} \quad (2.21)$$

$$\approx \pm 0,28\%/m_0 c^2 \text{ für } \beta^+$$

hierbei ist $|\lambda| = |G_A/G_V| = 1,25$.

Diese einfache Beziehung zeigt, daß der Shape-Faktor für den 'weak magnetism' Term eine empfindliche Observable ist. Der klassische Test für die CVC-Theorie waren die Messungen im $A=12$ Triplett |8,9,61,62|. Die Resultate stimmten mit der theoretischen Voraussage überein |10|. Inzwischen wurde jedoch der analoge γ -Übergang in C^{12} neu untersucht |63|. Hiermit und aufgrund der mittlerweile genauer bekannten Maximalenergien |46| wurden die damaligen Aussagen neu analysiert |11|. Die Autoren von |11| kamen zu dem Schluß, daß die Übereinstimmung mit der CVC-Theorie für den β^+ -Übergang $N^{12} \rightarrow C^{12}$ schlechter ist als für den β^- -Übergang $B^{12} \rightarrow C^{12}$. Als mögliche Erklärung wurde |12| die Positronenvernichtung im Fluge innerhalb des Detektors vorgeschlagen.

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU

Für die Untersuchung von kurzlebigen β -Übergängen wurde ein Magnetspektrometer am externen Strahl des Isochronzyklotrons Karlsruhe aufgebaut. Es handelt sich dabei um ein eisenfreies Doppellinsenspektrometer mit Zwischenbildfokussierung [14].

3.1 Strahlführung

Das Spektrometer befindet sich am Kanal 3 des externen Strahlführungssystems. Der Einschub ins Spektrometer erfolgt seitlich, das Target befindet sich am Ort der Quelle und wird nach der Aktivierung (Stellung A) jeweils um 90° gedreht (Meßposition M).

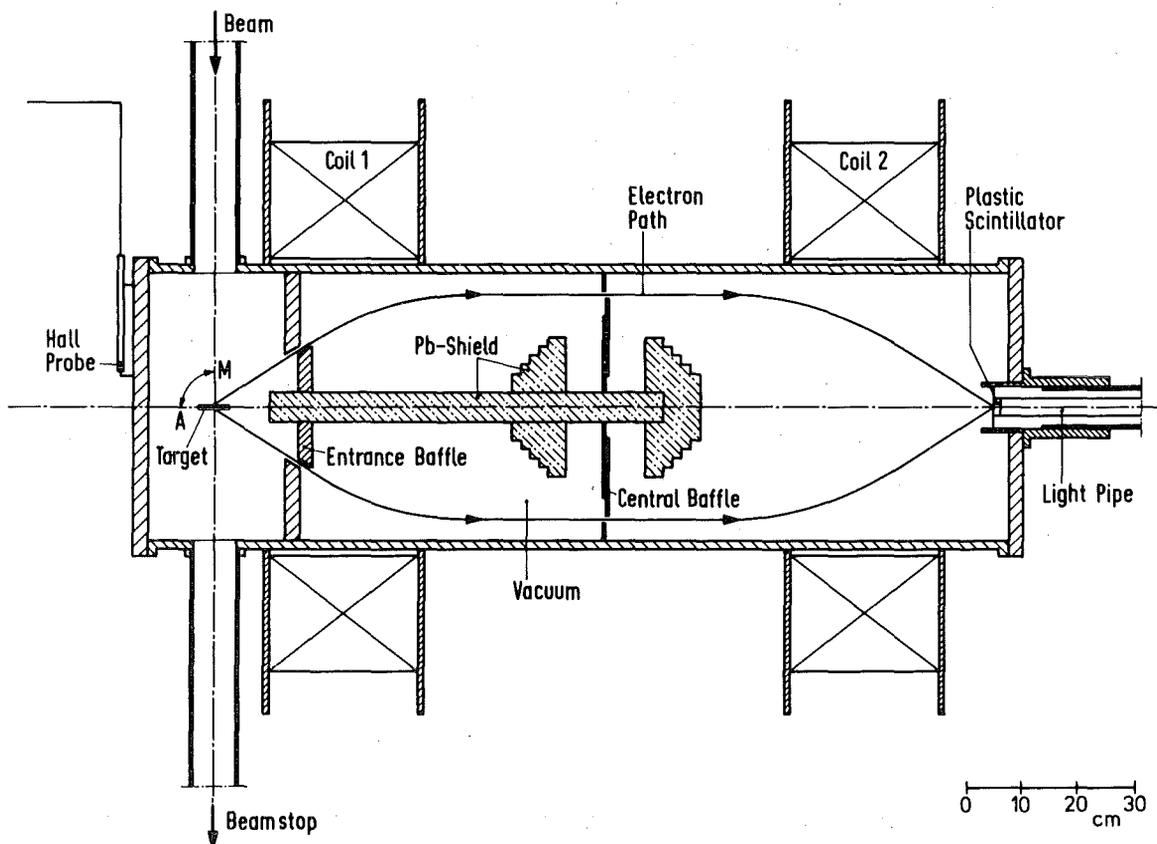


Abb. 1: Schematische Darstellung des Spektrometers

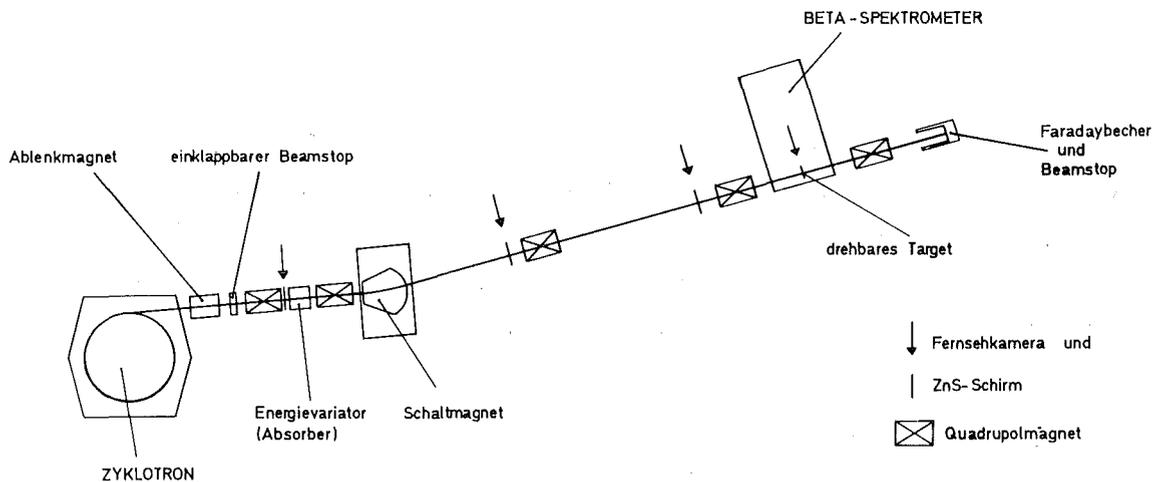


Abb. 2: Schema der Strahlführung vom Zyklotron bis zum β -Spektrometer

Abb.2 zeigt die Strahlführung vom Zyklotron bis zum Spektrometer. Ein Strahl geringer Divergenz wird mit dem Schaltmagnet in das Strahlrohr gelenkt (Kanal 3) und auf dem Target fokussiert. Zur Kontrolle des Strahls können an mehreren Stellen Zinksulfidschirme (ZnS auf Plexiglas) eingeklappt werden. Die Quadrupolmagnete in der Nähe des Spektrometers werden normalerweise nicht zur Fokussierung des Strahls herangezogen, damit das Magnetfeld im Spektrometer nicht gestört wird. Unter diesen Bedingungen war der Durchmesser des Strahlflecks auf dem Target etwa 5 bis 10 mm. Hinter dem Spektrometer wird der Strahl auf einem Beamstop aufgefangen. Dabei sammelt sich die Ladung $Q = \int q$ in einem Faradaybecher und kann zur Bestimmung des Strahlstroms gemessen werden. Dies ist nur vor Beginn der Aktivierung notwendig, weil bei den hier verwendeten Meßmethoden kein Monitor für die erzeugte Aktivität benötigt wird.

3.2 Das eisenfreie Doppellinsenspektrometer

Für die Messung der Spektrumsform (Shape-Faktor) von β -Übergängen sind eisenfreie Magnetspektrometer mit Zwischenbildfokussierung besonders geeignet. Sie zeichnen sich aus durch konstante Transmission und geringe Verfälschung des

registrierten Spektrums durch gestreute Elektronen |29|. Außerdem ist der Zusammenhang zwischen dem Strom in den Spulen des Spektrometers und dem Impuls der fokussierten Elektronen über den ganzen Meßbereich linear. Die großen Dimensionen des Gerätes lassen eine gute Abschirmung des Zählers gegen die direkte Strahlung des Targets zu. Die Blendenstellung wurde so gewählt, daß sich bei einer Transmission von ca. 1% eine Auflösung von 2% ergab. Die Verfälschung des Spektrums durch die endliche Auflösung ist damit gering und kann durch eine einfache Funktion |40| korrigiert werden. Die Stromversorgung der Spulen erfolgt durch ein thyristorgesteuertes Netzgerät (BBC), welches einen maximalen Strom von 500 A bei einer Leistung von 150 kW liefert. Dieses Netzgerät kann über einen Regler gesteuert werden, der den Spannungsabfall an einem geeichten Widerstand (Meßshunt mit $R = 0,004 \Omega$) mißt. Man kann jedoch die Steuerung (bei vorgegebener Lage des Stelltrafos) durch eine externe Spannungsquelle vornehmen und damit einen Strombereich von ca. 100 A in kurzer Zeit durchfahren. Die Spektrometerspulen werden gekühlt durch einen Primärkreislauf (vollentsalztes Wasser bei einem Druck von 20 kg/cm^2), welcher über einen Wärmetauscher mit dem Kühlwassersystem des Zyklotrons verbunden ist. Falls die Wassertemperatur am Ausgang der Spulen 70° überschreitet, schaltet ein Temperaturfühler das Netzgerät automatisch ab.

Das Vakuum im Spektrometer wird erzeugt durch eine Öl-Diffusionspumpe mit einer Saugleistung von 400 l/sec. Man erreicht im Strahlrohr und im Rezipienten des Spektrometers einen Druck von ca. 10^{-4} Torr und ist damit sicher, daß keine Zählratenverluste durch Streuung an den Atomen des Restgases |14| auftreten.

Als β -Detektor wird ein Plastiksintillator (NE 102 A, $\emptyset 35 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$) verwendet, der über einen Lichtleiter von 72,5 cm Länge mit dem Photomultiplier (Valvo 56DVPO3) verbunden ist. Die Abschirmung des Photomultipliers gegen das Magnetfeld besteht aus μ -Metall und der Speziallegierung

Permenorm 5000S (Hersteller: Vakuumschmelze Hanau).
Das Magnetfeld innerhalb dieser Abschirmung ist kleiner
als 10^{-2} Oe $|30|$.

3.3 Targetsystem und Bestrahlungen

a) Target

Das Targetsystem des Spektrometers (Abb.3) ermöglicht
schnellen Targetwechsel und Drehung des Targets um 90°
zwischen Bestrahlung und Messung.

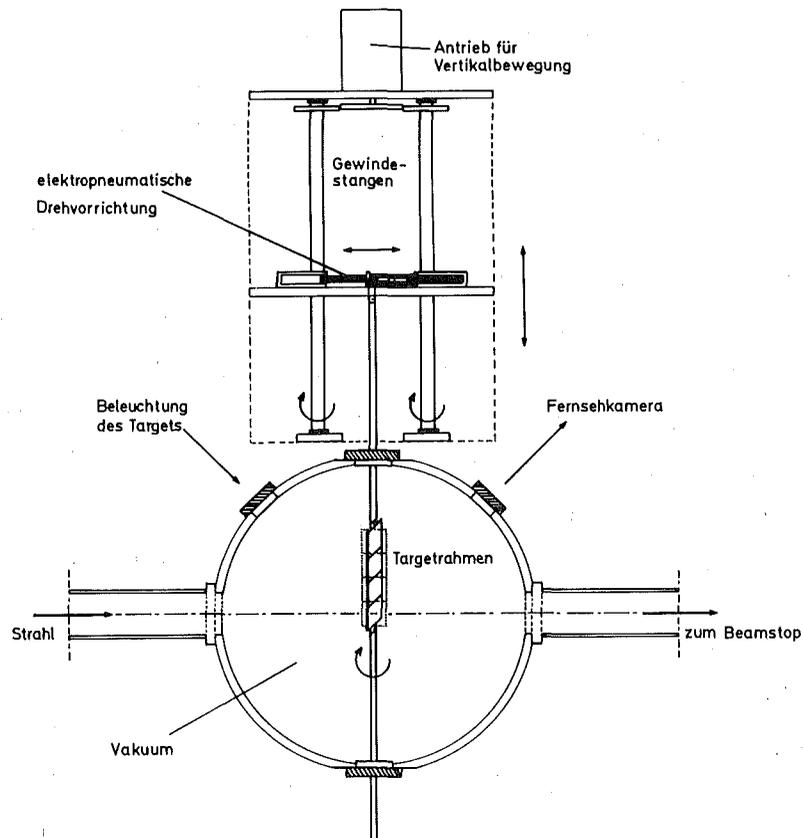


Abb. 3: Targetmechanik in schematischer Darstellung

Der Targetträger enthält maximal drei verschiedene Targets
sowie einen ZnS-Schirm. Die insgesamt 4 Positionen
(jeweils Strahlmitte) sind übereinander angeordnet und
werden durch Anwählen auf einem Steuergerät automatisch

erreicht. Die Stellung des Targets wird durch elektrische Präzisionsschalter kontrolliert, die eine Reproduzierbarkeit auf $\pm 0,5$ mm gewährleisten. Die Drehung des Targets erfolgt durch ein pneumatisches System und dauert ca. 300 msec.

Da durch die Mechanik (Abb.3) die Position der jeweiligen Targetmitte festgelegt ist, wurden zwei Typen genormter Targetrahmen verwendet: den Standardträger mit 3 Feldern (40×40 mm) sowie einen breiteren Rahmen mit nur einem Feld (60×60 mm).

Die Targets substanz wurde im Vakuum auf eine geeignete Unterlage aufgedampft. Dabei wurde die Fleckgröße durch eine kreisförmige Blende festgelegt. Tabelle 1 des Anhangs (A3) zeigt eine Zusammenstellung der zu dieser Arbeit verwendeten Targets.

b) Bestrahlungen

Bei den Bestrahlungen wurden zwei Methoden verwendet:

- A) Für relativ langlebige Isotope ($t_{1/2} > \text{min}$) erfolgte die Bestrahlung im Dauerbetrieb über einen längeren Zeitraum. Nachdem der Strahl durch einen Beamstop unterbrochen war, wurde das Target um 90° gedreht. Die Messung wurde anschließend ohne Strahl durchgeführt.
- B) Liegen die Halbwertszeiten im Bereich von sec oder msec, so ist der mechanische Beamstop für die Strahlunterbrechung zu langsam. Hier wurde deshalb eine Bestrahlung bei gepulster Ionenquelle verwendet: Die Bogenspannung der Ionenquelle des Zyklotrons wird durch einen Puls-generator gesteuert. Dieser Pulsgenerator erhält seine Eingangsimpulse direkt vom Experiment (Kap. 4.1.2). Damit ergibt sich die Möglichkeit, die Bestrahlungsperioden den Bedingungen der Messung anzupassen.

Für die Steuerung der Ionenquelle wurde in der Regel eine Frequenz von 1 kHz und eine Pulslänge von 400 μsec verwendet. Die Aktivierung erfolgte bei Strahlströmen von ca. 200 nA bis 1,5 μA . Die Bestrahlungen wurden mit Protonen durchgeführt. Versuche mit anderen Teilchenarten ($d; \alpha$)

zeigten einen höheren zeitabhängigen γ -Untergrund in der Experimentierhalle.

3.4 Eichung des Spektrometers

Zur Eichung des Spektrometers wurden die Konversionslinien von In^{114} , In^{113} , Ba^{137} und Pb^{207} verwendet [31,32].

An die gemessenen Linien wurden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate [33] Gaußfunktionen angepaßt [15]. Damit können Linienposition I_k und Halbwertsbreite ΔI_k und daraus die Auflösung des Spektrometers bestimmt werden. Durch Anpassung der Geraden

$$p = k_1 I + k_2 \quad (3.1)$$

an die Eichpunkte $p_k(I_k)$ ergibt sich der Impuls-Strom-Zusammenhang $p(I)$ des Spektrometers. Der Parameter k_2 in (3.1) wurde eingeführt, um eine eventuelle Nullpunktverschiebung des Netzgerätes zu berücksichtigen. Weil Schwankungen der Targetposition einen Einfluß auf die Genauigkeit der Eichung haben, wurden die Eichpunkte aus mehreren Messungen zusammengefaßt. Das Ergebnis der Rechnung ist:

$$\begin{aligned} k_1 &= 0,08772 \pm 0,00016 \\ k_2 &= 0,0121 \pm 0,0027 \end{aligned} \quad (3.2)$$

Hieraus ergibt sich eine Unsicherheit bei der Eichung des Spektrometers von etwa 1,8%.

3.5 Testmessungen

Ein ideales Magnetspektrometer besitzt eine energieunabhängige Transmission. Abweichungen hiervon können sich ergeben durch Streuung an den Blenden und Rückstreuung vom Detektor oder der Quellenunterlage. Der Vorteil des hier verwendeten Zwischenbildspektrometers liegt darin, daß Elektronen, die im vorderen Halbraum und speziell an der Eintrittsblende

gestreut werden, den Detektor nur mit geringer Wahrscheinlichkeit erreichen. Untersuchungen von Paul [29] und Semrad [34] zeigen, daß in dem dort verwendeten Siegbahn-Slätis-Spektrometer der Anteil der gestreuten und im Detektor registrierten Elektronen kleiner als 1% ist. Der Einfluß dieser Streueffekte auf die Transmission kann durch Messung von erlaubten und genau bekannten Spektren abgeschätzt werden. Die Verfälschung des Spektrums bei kleinen Energien durch Rückstreuung an der Quellenunterlage wurde von Rihs [35] bestimmt. Rückstreuung vom Detektor [14,36] führt im niederenergetischen Bereich des Spektrums zu Zählratenverlusten aufgrund der Nachweisschwelle des Detektors.

Das zu dieser Arbeit verwendete Spektrometer wurde vor dem Aufbau im Zyklotron zur Messung von Shape-Faktoren eingesetzt. Dabei konnten die erlaubten Spektren von Na^{22} [14] und Na^{24} [15] neu bestimmt werden. Die Ergebnisse

$$\begin{aligned} E_0 &= (546,3 \pm 1,1) \text{ keV} \\ b &= (0,010 \pm 0,037) m_0 c^2 \end{aligned} \quad \text{für Na}^{22}$$

und

$$\begin{aligned} E_0 &= (1390 \pm 2) \text{ keV} \\ a &= (-0,82 \pm 0,28) \% / m_0 c^2 \end{aligned} \quad \text{für Na}^{24}$$

sind in sehr guter Übereinstimmung mit neueren Ergebnissen anderer Autoren [37,38]. Durch diese Testmessungen wurde gezeigt, daß oberhalb von 200 keV keine Verfälschung des Spektrums durch apparative Einflüsse auftritt. Damit ist das Spektrometer für Präzisionsmessungen von Shape-Faktoren geeignet.

Testmessungen des β^+ -Überganges $\text{C}^{11} \rightarrow \text{B}^{11}$ werden in Kap. 5.1 beschrieben.

4. MESSMETHODEN

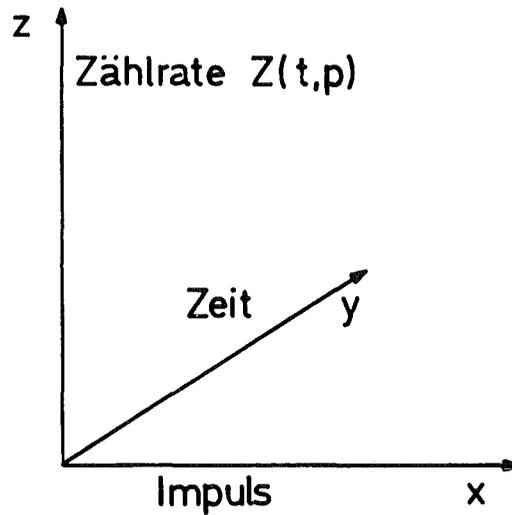
4.1 Methode zur Messung von β -Spektren bei Übergängen mit kurzer Halbwertszeit

Kurzlebige β -Spektren im 'on-line' Betrieb an einem Beschleuniger werden üblicherweise mit einer 'Monitor-methode' gemessen (z.B. [38]). Die Messung des Spektrums erfolgt punktweise, wobei die Elektronenzählrate auf die jeweils erzeugte Aktivität normiert wird. Als Monitor kann z.B. ein Strahlstromintegrator verwendet werden.

Diese Methode konnte hier nicht Verwendung finden. Wegen des seitlichen Einschusses ins Spektrometer besteht die Möglichkeit, daß der Strahl durch das Magnetfeld der Spektrometerspulen beeinflusst wird. Dann wäre der Strahlstrom kein Maß mehr für die erzeugte Aktivität am Ort der Quelle. Aus diesem Grund wurde eine Meßmethode entwickelt, die zwischen zwei Aktivierungen die Messung des ganzen Spektrums ermöglicht. Eine solche Methode hat den Vorteil, daß Strahlschwankungen und Veränderungen des Targets bei der Bestrahlung keinen Einfluß auf die Messung haben.

4.1.1 Prinzip der Messung

Wenn die Aktivierung (bei gepulster Ionenquelle) beendet ist, wird das Magnetfeld im Spektrometer variiert, wodurch nacheinander Elektronen verschiedener Energie den Detektor erreichen. Diese Elektronen werden mit der Standardelektronik (Integraldiskriminierung) nachgewiesen. Zur Messung des β -Spektrums wird außerdem jedem registrierten Elektron die Information über seinen Impuls p und den Zeitpunkt t des Nachweises mitgegeben. Wegen der kurzen Meßzeiten (ca. 2 bis 15 sec) werden die Daten in einem Vielkanalanalysator (Inter-technique BA 163 mit 8 K Kernspeicher) gespeichert. Während der Messung steht das Spektrum in zweidimensionaler Darstellung auf dem Bildschirm zur Verfügung. Registriert wird die Zählratenmatrix $Z(t,p)$. Im folgenden soll etwas näher beschrieben werden, wie Impuls p und Zeit t bestimmt werden.



a) Impuls p

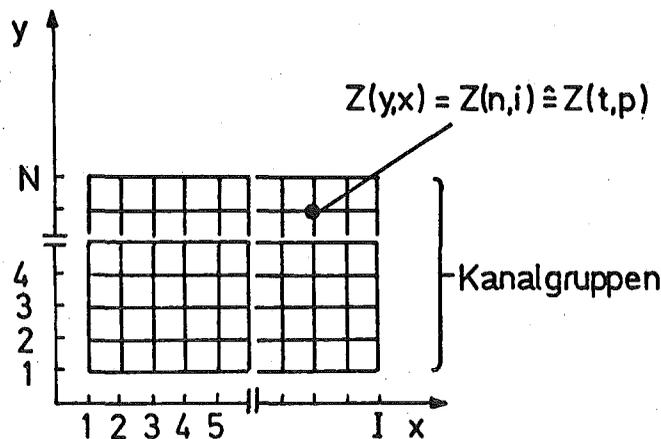
Bei einem Magnetspektrometer ist p proportional zum Magnetfeld. Ist das Spektrometer eisenfrei, so kann man anstelle des Magnetfeldes direkt den Strom I messen, der durch die Spektrometerspulen fließt. Dieser Strom wird üblicherweise aus dem Spannungsabfall an einem geeichten Präzisionswiderstand bestimmt. Die Messung des Stroms nach dieser Methode funktioniert allerdings nur im 'statischen' Zustand. Bei schnellen zeitlichen Änderungen $\Delta I/\Delta t$ macht sich die Induktivität des Stromkreises bemerkbar. Die Spannung am Shunt ($R = 0,004 \Omega$) eilt dem Strom aufgrund der Phasenverschiebung voraus. Im Anhang (A1) wird der Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Spannung am Meßshunt im 'dynamischen' Meßbetrieb untersucht. Je nach Geschwindigkeit $\Delta I/\Delta t$ treten Abweichungen bis zu 6% auf.

Hieraus ergab sich die Notwendigkeit, das Magnetfeld direkt zu messen. Verwendet wird ein Hall-Magnetometer (Alpha-Scientific3102), dessen Sonde in der Nähe des Targets angebracht ist (Abb. 1). Die Signale des Elektronendetektors öffnen ein lineares Gate, an dessen Eingang die 'Hall-Spannung' (Analogausgang des Magnetometers) gelegt wird. Das Ausgangssignal ist ein Analogimpuls, dessen Höhe proportional zum Magnetfeld und damit zum Impuls p des nachgewiesenen Elektrons ist.

Diese Signale werden mit einem Analog-Digitalkonverter (ADC) analysiert und in den Kernspeicher eingelesen. Der ADC konvertiert in eine Kanaluntergruppe (x-Achse) von 64 oder 128 Kanälen.

b) Zeitpunkt des Nachweises t

Die Kanaluntergruppe, in die jeweils Daten gespeichert werden, kann mit konstanter Frequenz über den gesamten Bereich des Kernspeichers weitergeschaltet werden. Die Steuerung erfolgt über eine Uhr mit quarzstabilisiertem Oszillator (Intertechnique HC40). Bei zweidimensionaler Darstellung entspricht die n-te Kanalgruppe zur Zeit t dem Kanal n auf der y-Achse. Damit ist jedem Kanal (n,i) des Vielkanalsators der Elektronenimpuls p und die Zeit t eindeutig zugeordnet.



4.1.2 Aufbau des Systems und zeitlicher Ablauf der Messung

Bei externer Steuerung liefert das Netzgerät für die Stromversorgung der Spektrometerspulen keine hinreichend lineare Ausgangsfunktion $I(t)$. Dies führt bei der hier beschriebenen Datenaufnahme zu ungleichen Meßzeiten innerhalb des β -Spektrums. Als zusätzliche Information benötigt man die echte Meßzeit $\Delta t(i)$ zu jedem Kanal der x-Achse. Dies wird durch ein Referenzspektrum mit konstanter Zählrate (1 kHz) erreicht. Das Referenzspektrum wird gleichzeitig mit dem β -Spektrum

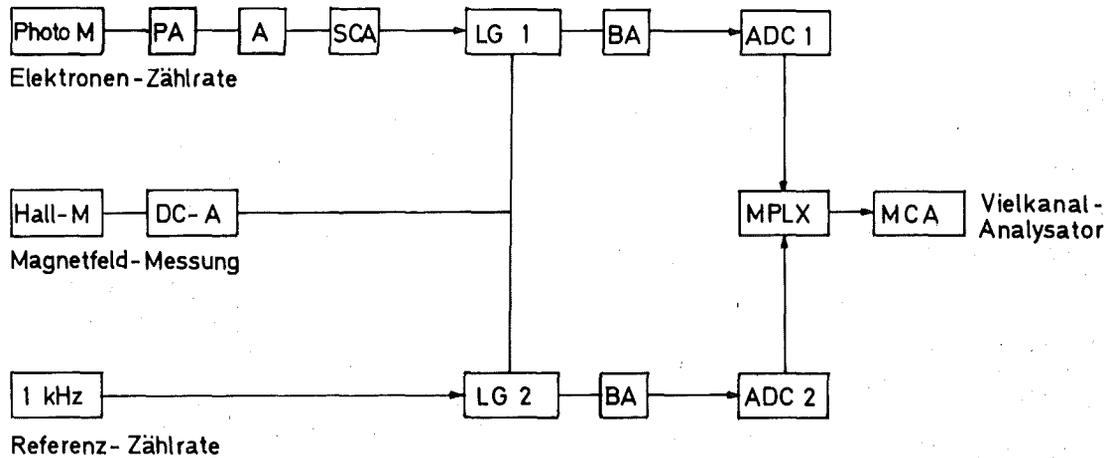
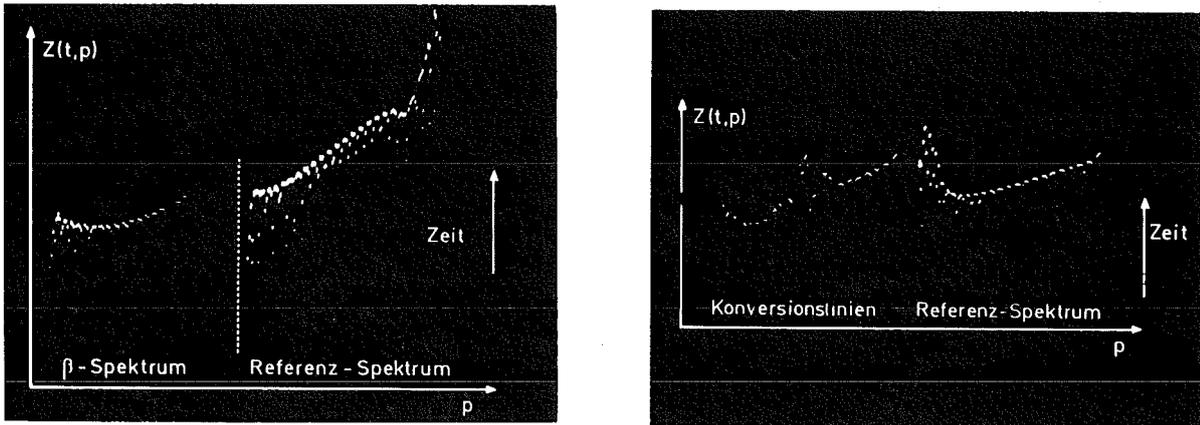


Abb. 4: Blockschaltbild der Datenaufnahme
PA und A Vor- und Hauptverstärker, SCA Einkanal-
diskriminator, LG Linear Gate, BA Biased Amplifier,
DC-A Meßverstärker, ADC Analog-Digital-Konverter,
MPLX Multiplexer

aufgenommen (Abb.4). Die beiden ADC's sind über einen Multiplexer mit dem Vielkanalanalysator verbunden, damit Beta- und Referenzzählrate gleichzeitig in zwei getrennte Bereiche der Kanaluntergruppe eingelesen werden können. Abb.5 zeigt ein Rohdatenspektrum in zweidimensionaler Darstellung.

Der zeitliche Ablauf des Experiments wird durch einen Timer vollautomatisch gesteuert, der Meßzeit (M) und Bestrahlungszeit (A) definiert. Abb.6 zeigt die logischen Verknüpfungen zwischen den einzelnen Komponenten des Systems. Stellung A des Timers bedeutet, daß die Datenaufnahme blockiert ist, das Target aktiviert wird und das Netzgerät des Spektrometers den Strom I_0 liefert (Einsatzpunkt der Messung). Beim Umschalten auf Stellung M wird das Target gedreht und der Spulenstrom $I(t)$ zwischen I_0 und I_{max} variiert. Gleichzeitig beginnt die Uhr HC40 mit der Weiterschaltung der Kanalgruppen des Vielkanalanalysators. Ein Binärzähler beendet die Messung, sobald die maximale Zahl von 32 (bzw. 64) Kanalgruppen erreicht ist.



Betaspektrum (K^{38m})

Konversionslinien (Cl^{34})

Abb. 5: Rohdatenspektren in zweidimensionaler Darstellung (aufgenommen am Bildschirm des Vielkanalanalysators)

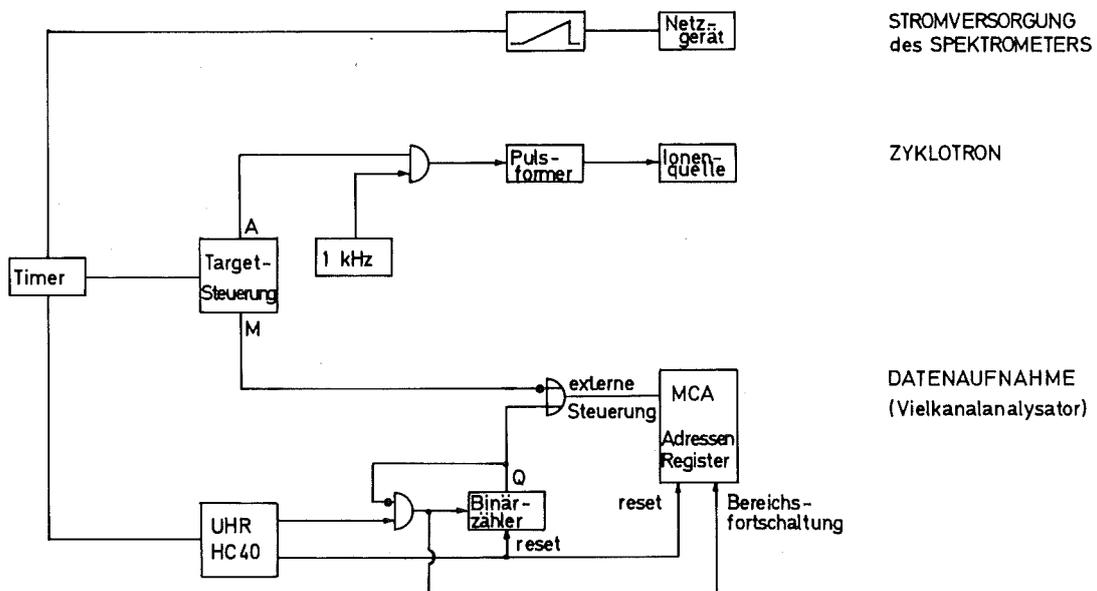


Abb. 6: Blockschaltbild der automatischen Steuerung der Messung

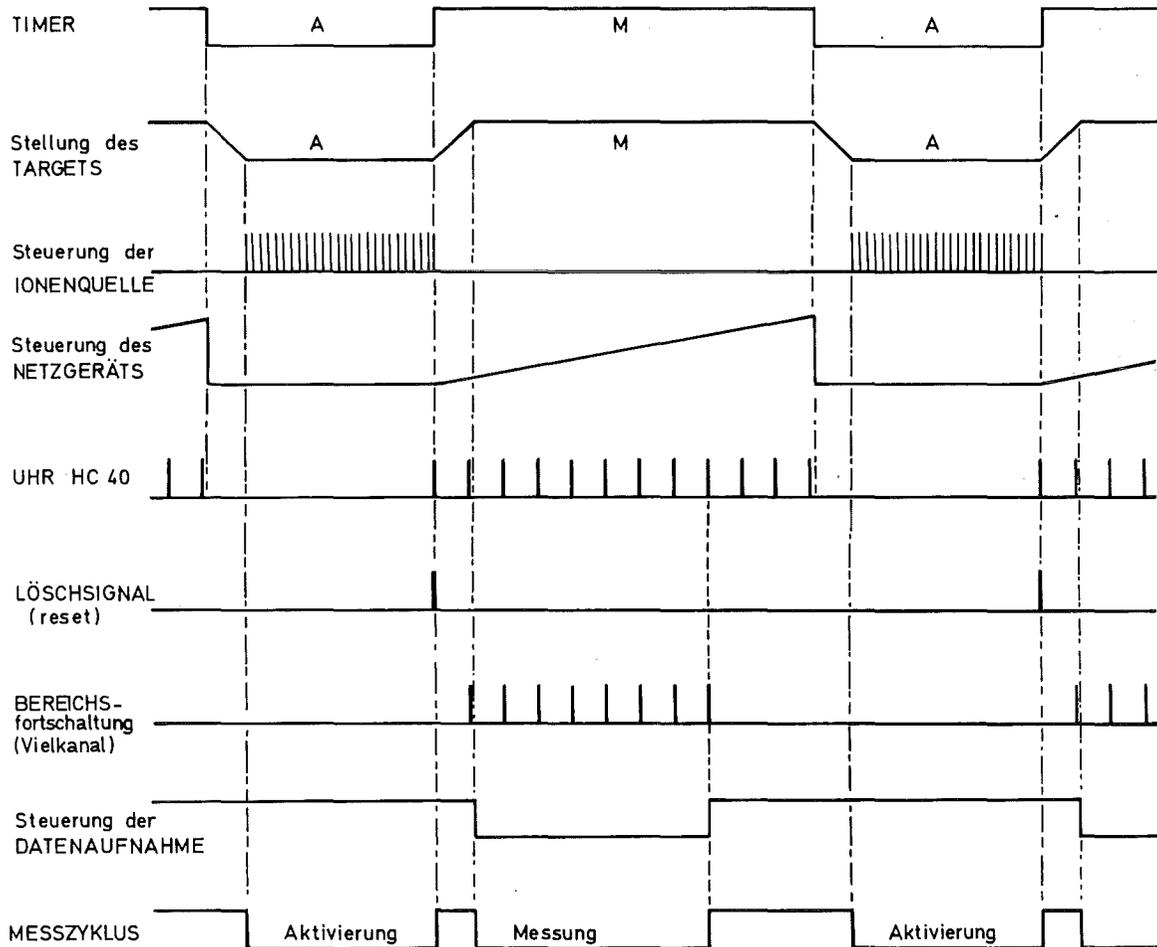


Abb. 7: Zeitlicher Ablauf der Messung

Jeweils vor Beginn und am Ende der Messung wird das System mit festen Stromwerten I_n geeicht, wobei der Strom durch den Regler des Netzgerätes stabilisiert wird. Die Eichungen erfolgen eindimensional (keine Bereichsfortschaltung) und mit gleicher Zählrate für beide ADC.

4.1.3 Auswertung der Rohdaten

Die Messung wird nach einer vorgegebenen Zahl von Meßzyklen automatisch beendet. Die Daten werden auf Magnetband übertragen und an den Großrechenanlagen des Kernforschungszentrums Karlsruhe weiter verarbeitet. Die Details der Auswertung sind im Anhang (A2) beschrieben. Beta- und Referenz-Spektrum werden geeicht und relativ zueinander normiert. Nach Totzeit- und Untergrundkorrektur kann man die Projektion des Spektrums auf die x-Achse bestimmen. Aus diesem Zählratenspektrum $Z(I, t)$ ergibt sich durch Impulseichung (3.1) und Halbwertszeitkorrektur das β -Spektrum:

$$N(p) = \frac{1}{p} [Z(p, t) - Z_0] e^{\frac{\ln 2 \cdot t}{t_{\frac{1}{2}}}} \quad (4.1)$$

Z_0 : nach der Auswertung (A2) eventuell noch vorhandener konstanter Untergrund

$t_{\frac{1}{2}}$: Halbwertszeit des β -Überganges

4.2 Auswertung der β -Spektren und Korrekturen

Aus dem β -Spektrum $N(p)$ berechnet man nach (2.14) den Kurie-Plot. Dabei wird die Fermi-Funktion $F(Z, W) = F_0 L_0$ mit den Originalprogrammen von Behrens und Jänecke [39] bestimmt.

Die endliche Auflösung des Spektrometers führt zu einer Verfälschung des Spektrums in der Nähe der Maximalenergie. Die Korrektur erfolgt nach der in einer Arbeit von Paul [40] angegebenen Beziehung. Der Einfluß der endlichen Auflösung des Vielkanalanalysators kann dagegen vernachlässigt werden. Rechnungen bei K^{38m} [41] ergaben eine relative Verschiebung der Maximalenergie um weniger als 10^{-4} .

Strahlungskorrekturen (Kap. 2.1) müssen auch bei der Berechnung des Shape-Faktors berücksichtigt werden:

$$C'(W) = C(W) (1 + \delta_R(W, Z)) \quad (4.2)$$

mit

$$\delta_R(W, Z) = \delta_1(W) + \delta_2(W, Z) + \delta_3(W, Z)$$

δ_1 , δ_2 und δ_3 sind die modellunabhängigen Terme der Ordnung α , $Z\alpha^2$ und $Z^2\alpha^3$ |7|. Für die Strahlungskorrektur der Ordnung α wurde von Sirlin |42| eine allgemein gültige Beziehung angegeben:

$$\delta_1(W) = \frac{\alpha}{2\pi} g(W_0, W) \quad (4.3)$$

$g(W_0, W)$ ist eine analytische Funktion.

Zur Bestimmung der Maximalenergie wird an die Werte des korrigierten Kurie-Plots

$$\sqrt{\frac{N(p) K_A(p)}{p^2 F(Z, W) (1 + \delta_1(W))}} \quad (K_A(p): \text{Auflösungs-} \\ \text{korrektur}) \quad (4.4)$$

die Funktion

$$K(W_0 - W) \sqrt{1 + aW} \quad (4.5)$$

angepaßt |33|. Hiermit können die beiden Parameter K und W_0 (für $a = 0$) oder alle drei Parameter gleichzeitig bestimmt werden |14|.

Mit der aus dem Kurie-Plot ermittelten Endpunktsenergie W_0 berechnet man den experimentellen Shape-Faktor:

$$C(W)_{\text{exp}} = \frac{N(p) K_A(p)}{p^2 F(Z, W) (1 + \delta_1(W))} \cdot \frac{1}{(W_0 - W)^2} \quad (4.6)$$

Mit einer 2-Parameter-Anpassung wird nach Abweichungen (aW oder b/W) von der statistischen Spektrumsform gesucht, die in Kap. 2.2 beschrieben wurden.

In einem kürzlich erschienenen Artikel [12] wird die Möglichkeit diskutiert, daß Positronenvernichtung im Fluge zu einer Verringerung der im Detektor abgegebenen Energie führen könnte. Bei zu hoher Schwelle würde sich damit eine Verfälschung der Spektrumsform ergeben. Bei den in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Messungen werden Diskriminatorschwellen von ca. 100 keV (C^{11} , K^{38}) und ca. 1 MeV (K^{38m}) verwendet. Bei letzterer Messung könnte die Korrektur nach [12] eine negative Steigung von ca. $-0,05 \text{ \%}/m_0 c^2$ verursachen. Bislang liegen jedoch noch keine experimentellen Beweise für eine solche Verfälschung von β^+ -Spektren vor.

4.3 Bestimmung von Halbwertszeiten

4.3.1 Meßmethoden

Zur Bestimmung von Halbwertszeiten wird das Target aktiviert und anschließend das Abklingen der Zählrate bei konstantem Magnetfeld registriert. Die Steuerung der Meßanordnung erfolgt ähnlich wie bei Spektrumsmessungen (Abb.6 und 7).

Die Datenaufnahme ist in Abb. 8 schematisch dargestellt. Verwendet werden hier zwei Vielkanalanalysatoren (MCA):

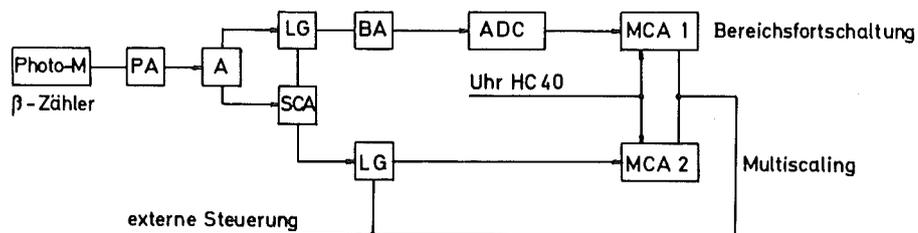


Abb. 8: Blockschaltbild der Datenaufnahme bei Halbwertszeitmessungen. Die verwendeten Bezeichnungen sind in Abb.4 erklärt.

- a) MCA 1 registriert die Elektronenlinie (Abb.9) im Plastiksintillator. Durch regelmäßiges Fortschalten des aktiven Bereichs im Vielkanalanalysator kann damit die Intensitätsabnahme

der Elektronenlinie mit der Zeit t verfolgt werden.

- b) MCA 2 nimmt die Gesamtzählrate (Einkanaldiskriminierung) auf und wird im Multiscaling betrieben.

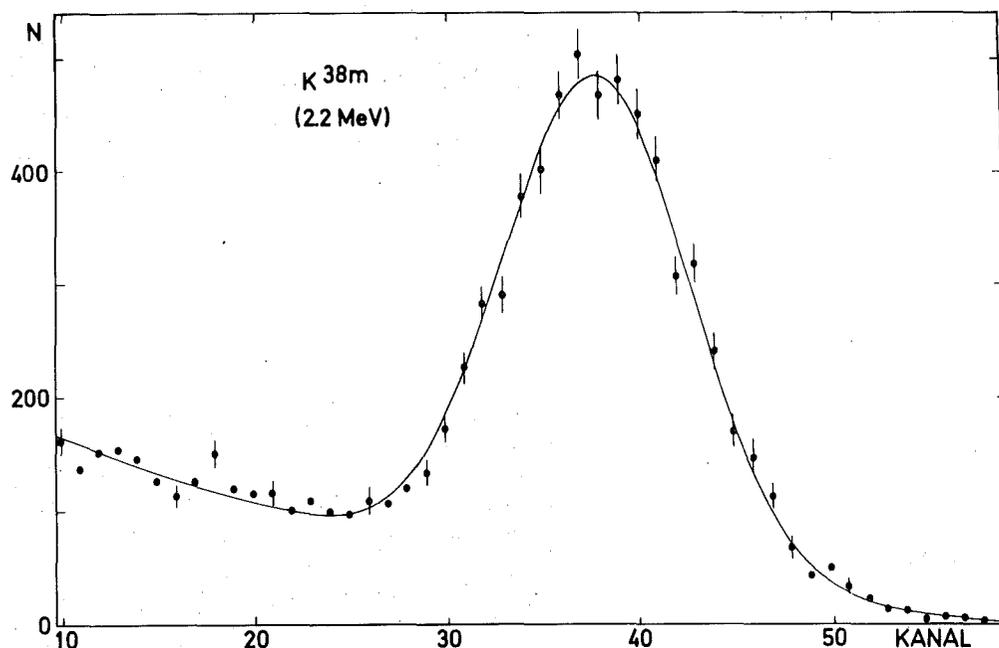
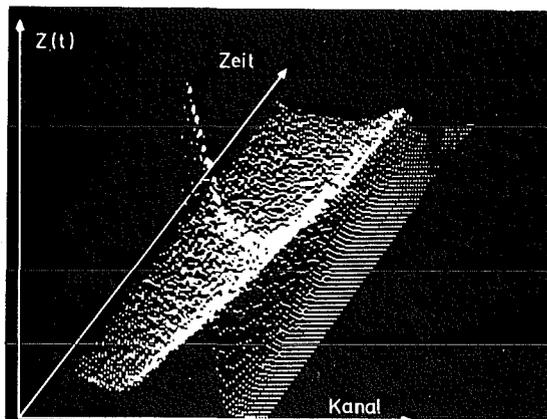


Abb. 9: Elektronenlinie im Plastiksintillator bei $E = 2,2$ MeV. An die Meßpunkte wurde eine Gaußlinie und eine empirische Funktion für den Untergrund angepaßt.

4.3.2 Auswertung

Die in dieser Arbeit beschriebenen Ergebnisse bei Halbwertszeitbestimmungen wurden aus den Daten der Multiscaling-Messungen gewonnen. Versuche, aus den Elektronenlinien (Abb. 10) durch Integration über eine angepaßte Gaußfunktion (Abb. 9) die zeitliche Änderung $N(t)$ zu ermitteln, führten bislang nicht zu voll befriedigenden Resultaten.

Elektronenlinie
(K^{38m} bei 2.5 MeV)



Untergrund
(kein Target
im Strahl)

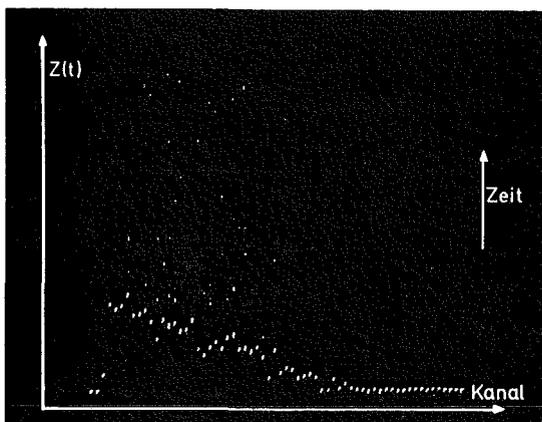


Abb. 10: Zeitabhängigkeit der Impulsverteilung des Szintillators nach Abschalten des Strahls

Die Hauptschwierigkeit bei der Auswertung der Multiscaling-Messungen liegt darin, daß neben der β -Zählrate $N_1(t)$ noch ein zeitabhängiger γ -Untergrund $N_2(t)$ auftritt. Selbst ein geringer Beitrag eines solchen Untergrundes kann zu einer drastischen Verfälschung der Halbwertszeit führen. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, an die Meßdaten $N_i(t)$ die Summe aus zwei Exponentialfunktionen anzupassen:

$$N(t) = N_1 e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{t_1}} + N_2 e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{t_2}} + N_0 \quad (4.7)$$

t_1 : Halbwertszeit des β -Übergangs

t_2 : Halbwertszeit des Untergrundes

N_0 : konstanter Untergrund

Eine solche 5 Parameter Anpassung ist schwierig, weil die einzelnen Größen relativ stark korreliert sind. Außerdem ist das Minimum von χ^2 (Quadratsumme der Abweichungen vom berechneten Funktionswert) sehr flach und nicht immer eindeutig (Abb.11 und 12). Für jede Messung wurde die Anpassung mit dem besten χ^2 als Endergebnis gewählt.

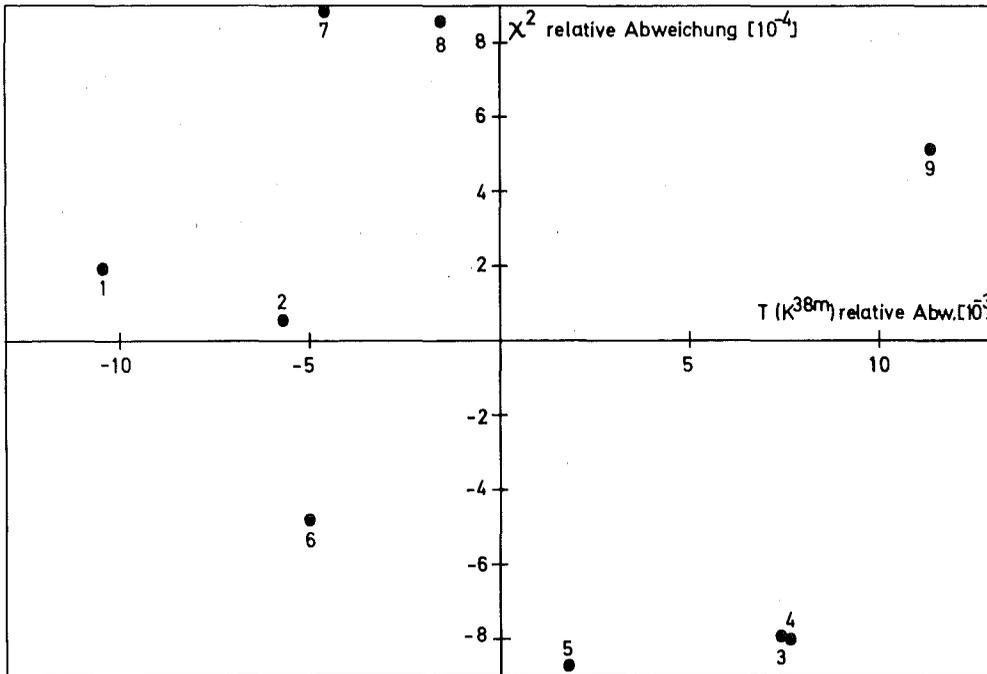


Abb. 11: Verschiedene Minima des χ^2 für den gleichen Datensatz (relative Einheiten). Man erkennt, daß eine Änderung des χ^2 um 10^{-4} die Halbwertszeit schon um 0,5% verschieben kann. Rechnung von R. Pesl [43] mit MINUIT [44]

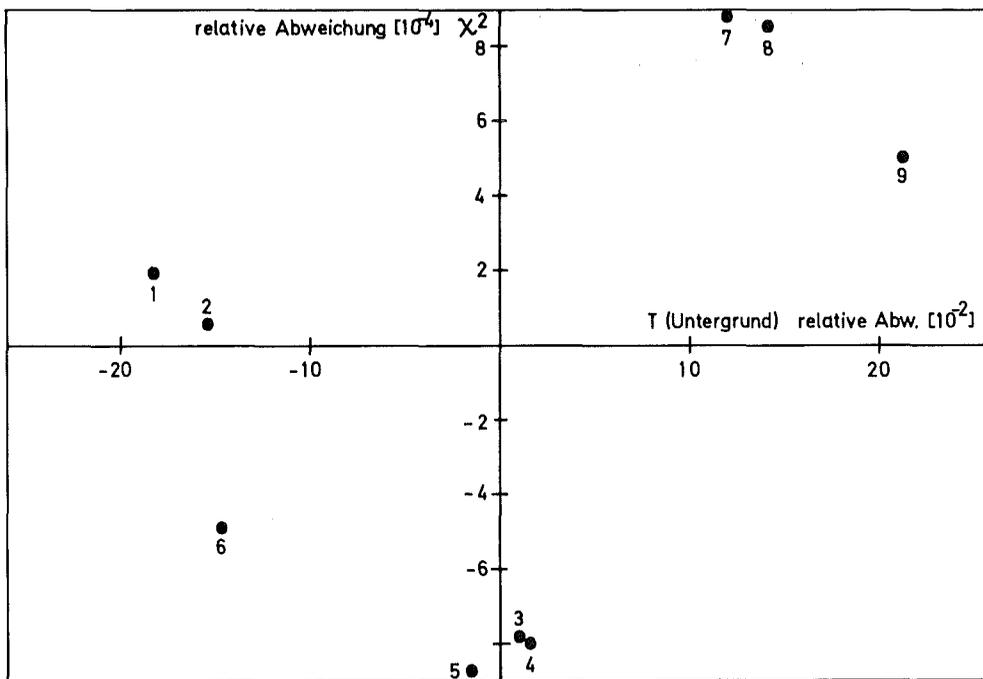


Abb. 12: Hier sind die Abb.11 entsprechenden Werte für die Halbwertszeit des Untergrundes aufgetragen, um die Korrelation zwischen den beiden Halbwertszeiten zu verdeutlichen.

5. ERGEBNISSE DER MESSUNGEN

5.1 Testmessungen: C¹¹

Nach dem Aufbau des Spektrometers am Zyklotron wurde der erlaubte β^+ -Übergang $C^{11} \rightarrow B^{11}$ gemessen. Es handelt sich hierbei um einen Übergang zwischen den Grundzuständen ($\frac{3}{2}^-, T=\frac{1}{2}$) von zwei Spiegelkernen. Nach einer älteren Messung [45] des Kurieplots ist die Maximalenergie (968 ± 8) keV. Aus den Massentabellen von Wapstra und Gove [46] entnimmt man den Wert $E_0 = (960,2 \pm 1,0)$ keV. Für die Halbwertszeit wird in der Literatur [47]

$$t_{\frac{1}{2}} = (20,39 \pm 0,06) \text{ min}$$

angegeben.

Das Isotop C^{11} wurde erzeugt über die Reaktion $C^{12}(p, pn)C^{11}$ bei einer Protonenenergie von 25 MeV. Als Target dienen dünne Schichten aus natürlichem Kohlenstoff, die auf Aluminium- oder Beryllium-Unterlagen aufgedampft worden waren (s. Tabelle 1 im Anhang A3). Die Messungen erfolgten ohne Strahl nach einer Daueraktivierung von ca. einer Stunde.

Abb.13 zeigt die Kurieplots von fünf Einzelmessungen, die nach Gl. 4.4 berechnet wurden.

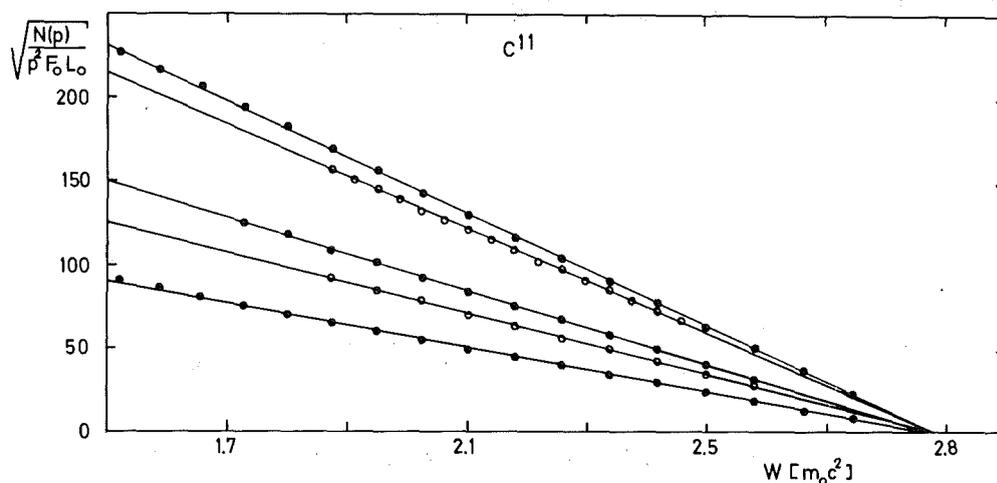


Abb. 13: Korrigierte Kurieplots des Übergangs $C^{11} \rightarrow B^{11}$. Die Fehler sind kleiner als die eingezeichneten Meßpunkte.

In Tabelle 2 (Anhang A3) sind die Ergebnisse der Auswertung zusammengefaßt. Die Mittelwerte aus linearer Anpassung und 3 Parameter Anpassung (Gleichung 4.5) stimmen innerhalb der Fehler überein.

Der gewichtete Mittelwert (2 Parameter) ist:

$$E_0 = (960,8 \pm 2,6) \text{ keV} \quad (5.1)$$

Der angegebene Fehler enthält die Fehler der Eichung (3.2) und der Halbwertszeitkorrektur.

Mit dem Wert der Endpunktsenergie (5.1) wurden die Shape-Faktoren der 5 Messungen nach Gl. 4.6 berechnet. Der Shape-Faktor in Abb.14 ergab sich aus den gewichteten Mittelwerten der einzelnen Punkte.

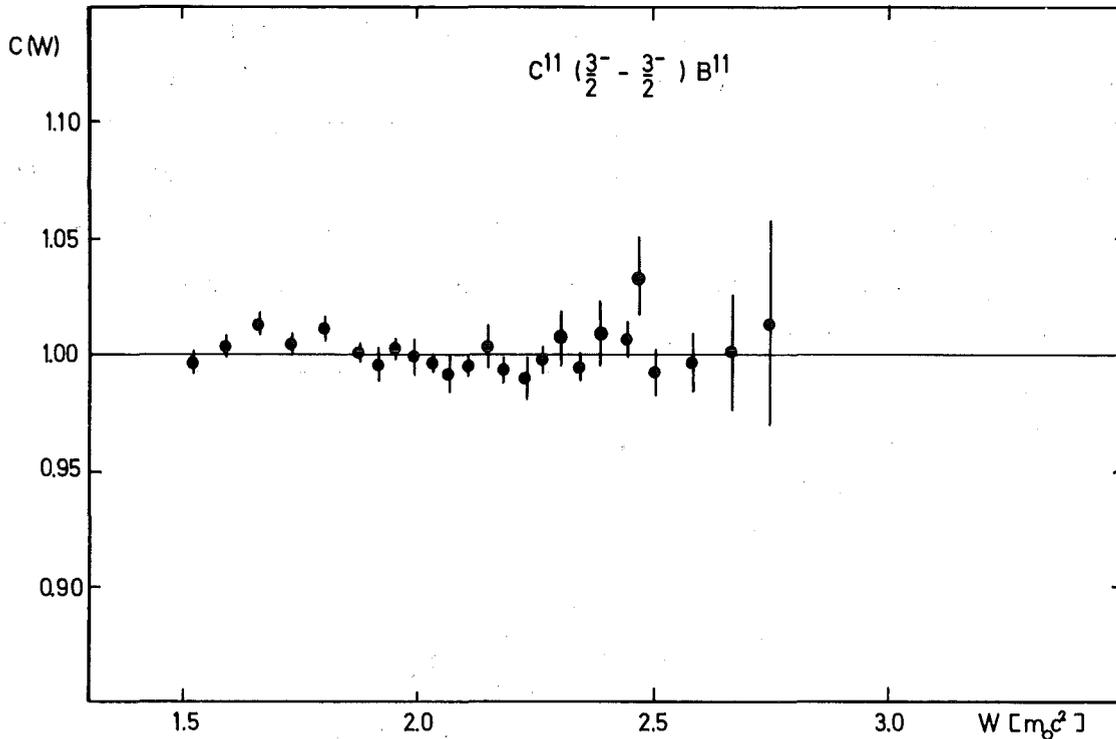


Abb. 14: Gemittelter Shape-Faktor der Messungen aus Tabelle 2 (A3). Innerhalb der Fehlergrenzen zeigt sich keine Abweichung von der erlaubten Form.

Die Bestimmung der Halbwertszeit erfolgte mit einer relativ dicken Kohlenstoff-Folie (ca. 50 μ), um eine hohe Anfangsaktivität zu erreichen. Damit konnte das Abklingen des γ -Untergrundes in der Experimentierhalle abgewartet werden, bevor die eigentliche Messung begann. Die Meßdauer war etwa 50 min. An die Daten wurde unter Verwendung einer Standardroutine |33| die Funktion

$$N(t) = N_1 e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{t_{\frac{1}{2}}}} + N_0$$

angepaßt. Das Ergebnis ist:

$$t_{\frac{1}{2}} = (20,32 \pm 0,12) \text{ min} \quad (5.2)$$

Der Fehler enthält die Unsicherheit bei der Totzeitkorrektur der Daten.

Aus der Endpunktsenergie (5.1) und der Halbwertszeit ergibt sich der experimentelle ft -Wert (Kap. 2.1)

$$ft_{\text{exp}} = (3913 \pm 55) \text{ sec} \quad (5.3)$$

oder

$$\log ft_{\text{exp}} = 3,593 \pm 0,006.$$

Eine theoretische Rechnung von Behrens et al. |48| unter Verwendung der Wellenfunktionen von Cohen und Kurath |49| führte zu dem Wert

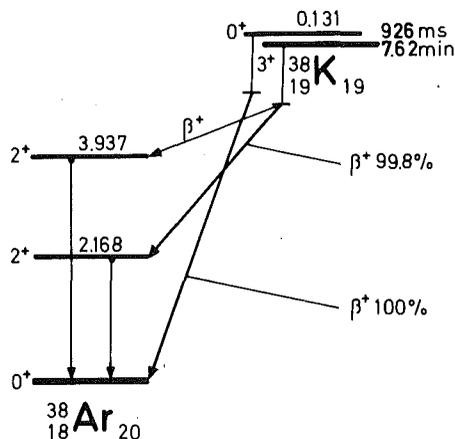
$$\log ft = 3,602 \pm 0,013$$

der mit dem experimentellen Ergebnis sehr gut übereinstimmt.

5.2 Der Gamow-Teller Übergang $K^{38}(3^+ \rightarrow 2^+)Ar^{38}$

Der isospin-verbotene $3^+ \rightarrow 2^+(\beta^+)$ Übergang (99,8%) geht vom Grundzustand des K^{38} zum ersten angeregten Zustand in Ar^{38} ($E_x = 2167,6 \text{ keV}$). In der Literatur |50| findet man

Abb. 15: Vereinfachtes Zerfallsschema nach |50|



für die Halbwertszeit den Wert $t_{\frac{1}{2}} = (7,636 \pm 0,018)$ min. Dort |50| wurden auch zwei Ergebnisse für die Maximalenergie angegeben, deren Mittelwert $E_0 = (2,66 \pm 0,04)$ MeV nur in mäßiger Übereinstimmung mit dem Q-Wert |7| ist. Messungen des Shape-Faktors liegen nicht vor.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen fanden bei abgeschaltetem Strahl nach einer Aktivierung von ca. 30 min statt. Das Isotop K^{38} wurde erzeugt über die Reaktion $K^{39}(p,pn)K^{38}$ bei $E_p = 25$ MeV. Als Target diente Kaliumjodid auf einer Beryllium-Unterlage (Tabelle 1/A3).

Bei Probemessungen wurde ein zeitabhängiger Untergrund mit einer Halbwertszeit von einigen Minuten festgestellt. Da dieser Untergrund nicht eindeutig identifiziert werden konnte, mußte er gleichzeitig mit der β -Zählrate aufgenommen werden.

a) Halbwertszeitbestimmung

Die Zählrate $N(E,t)$ wurde im Multiscaling mit einer Fortschaltzeit von 4 sec pro Kanal registriert. Nach 4 Meßpunkten wurde das Magnetfeld jeweils umgeschaltet, um abwechselnd bei der Elektronenenergie von 1,8 MeV und oberhalb der Maximalenergie ($E = 3,1$ MeV) zu messen. Das Abklingen der β -Zählrate und des Untergrundes wurde über einen Zeitraum von 40 min verfolgt. Ausgewertet wurden vier Datensätze mit je 120 Meßpunkten (Abb.16). Die Anpassung erfolgte mit einem Standardprogramm |33| unter Verwendung der Funktion:

$$N(t) = N_0 + N_2 e^{-\lambda_2 t} + \begin{cases} N_1 e^{-\lambda_1 t} & \text{für } E < E_0 \\ 0 & \text{für } E > E_0 \end{cases} \quad (5.4)$$

dabei ist $N_0 + N_2 e^{-\lambda_2 t}$ der Untergrund und $N_1 e^{-\lambda_1 t}$ die β -Zählrate bei 1,8 MeV.

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{\frac{1}{2}}}$$

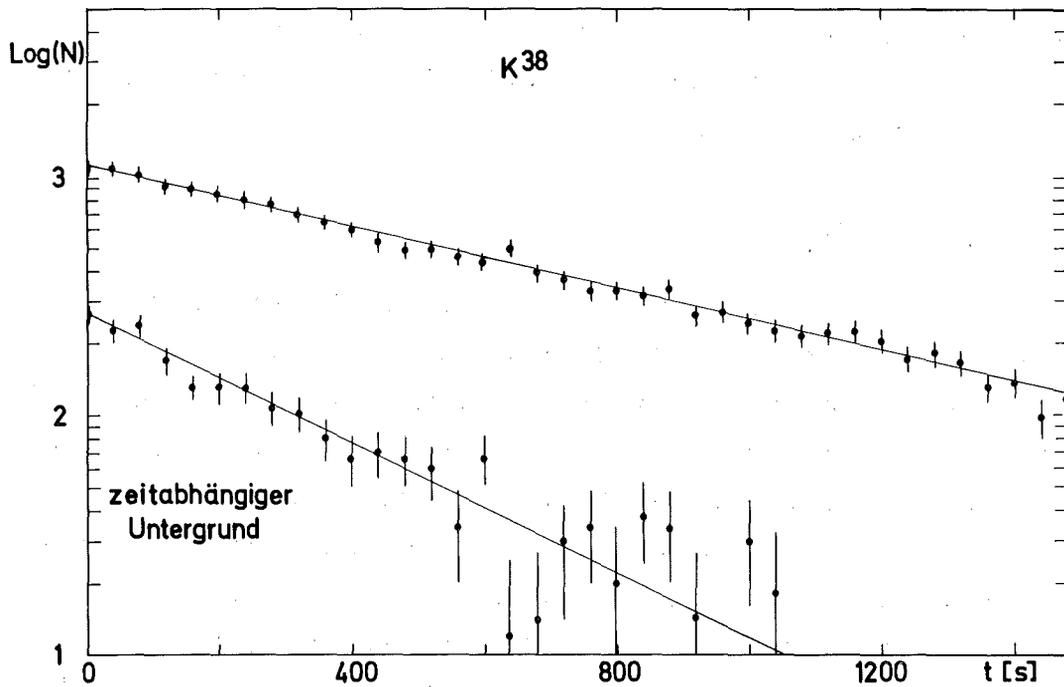


Abb. 16: Vergleich der Meßwerte mit der nach (5.4) angepaßten Funktion für einen einzelnen Datensatz

Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Tabelle 3(A3) zusammengestellt. Für die Halbwertszeit von K^{38} ergibt sich daraus der Wert:

$$\begin{aligned} t_{\frac{1}{2}} &= (457,3 \pm 1,4) \text{ sec} \\ &= (7,622 \pm 0,023) \text{ min} \end{aligned} \quad (5.5)$$

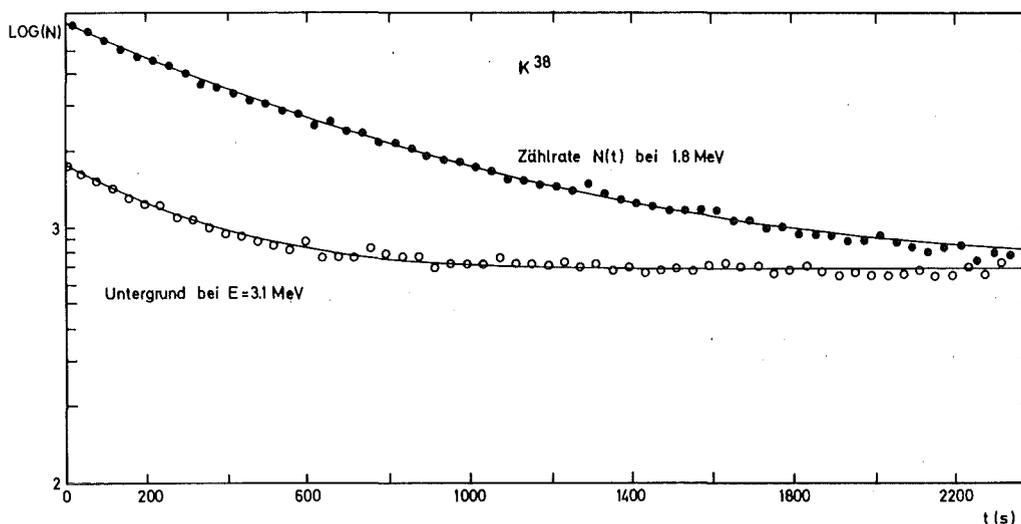


Abb. 17: Gesamtzählrate und Untergrund mit der angepaßten Funktion. Der konstante Anteil N_0 wurde hier nicht abgezogen.

b) Spektrumsmessung

Die Zählraten $N(p,t)$ wurden mit einem Zähler im Meß-Pausenzeitrhythmus von 10/10 sec registriert. Während der Pausenzeit konnte der Strom und damit das Magnetfeld im Spektrometer geändert werden. In regelmäßigen Abständen wurde der Untergrund bei Strom 0 (oder oberhalb der Maximalenergie) bestimmt. Um die Unsicherheit durch die Halbwertszeitkorrektur möglichst gering zu halten, erfolgte jede zweite Messung in umgekehrter Richtung, von der Endpunktsenergie ausgehend hin zu kleineren Stromwerten. Der γ -Untergrund in der Halle wurde mit einem zweiten Detektor (Plastikszintillator) untersucht, der sich außerhalb des Spektrometers in einem Abstand von ca. 3 m vom Target befand.

Bei der Auswertung ergab sich die Zeitabhängigkeit des Untergrundes durch Anpassung einer Exponentialfunktion und eines konstanten Terms. Die vier Einzelmessungen konnten damit auf Untergrund und Halbwertszeit korrigiert und zusammengefaßt werden (gewichtete Mittelwerte). Tabelle 4(A3) zeigt die Daten der Auswertung. Aus der 3 Parameter-Anpassung des Kurieplots (Abb.18) ergibt sich

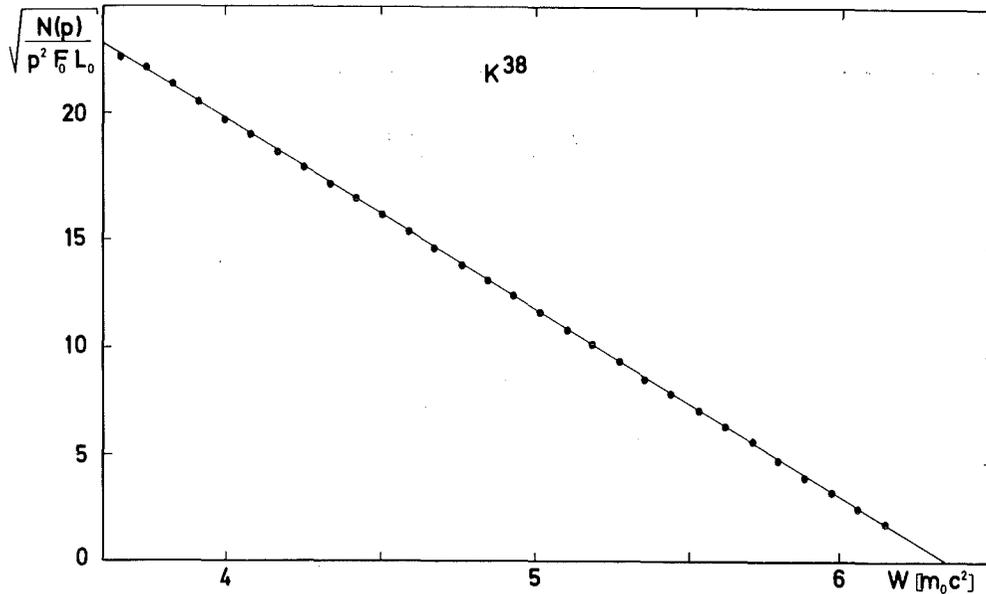


Abb. 18: Korrigierter Kurieplot (Gl. 4.4) für den Übergang $K^{38} (3^+ \rightarrow 2^+) Ar^{38}$. Die Fehler sind kleiner als die eingezeichneten Punkte.

bei Berücksichtigung der Unsicherheit von Eichung und Halbwertszeitkorrektur der Wert für die Endpunktsenergie:

$$E_0 = (2730 \pm 6) \text{ keV} \quad (5.6)$$

Der Shape-Faktor (Abb.19) wurde nach Gl. 4.6 mit der Maximalenergie (5.6) berechnet. Die lineare Energieabhängigkeit ist⁺⁾

$$a = (-0,53 \pm 0,61) \% / m_0 c^2 \quad (5.7)$$

(3 Parameter-Anpassung für den Kurieplot)

⁺⁾ Aus einer 2 Parameter-Anpassung an den Shape-Faktor ergibt sich der Wert

$$a = (-0,65 \pm 0,25) \% / m_0 c^2 \quad (5.8)$$

Manche Autoren verwenden die nach dieser Methode bestimmten Parameter zum Vergleich mit der theoretischen Voraussage.

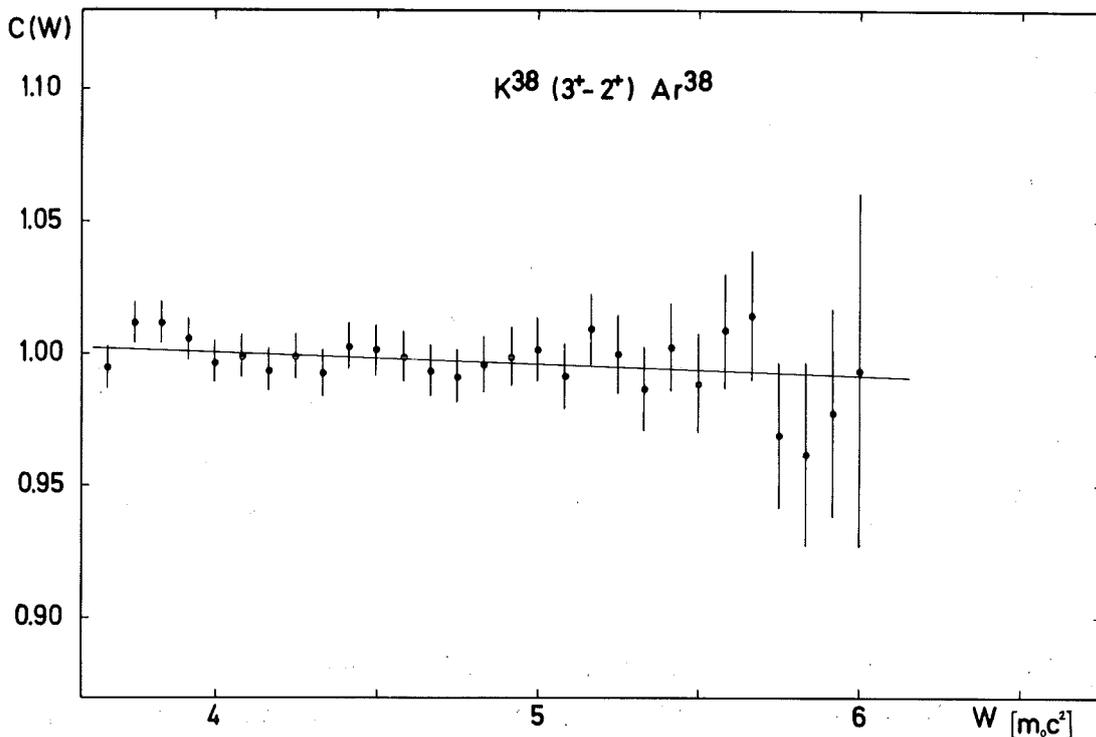


Abb. 19: Shape-Faktor, berechnet mit der Maximalenergie (5.6).
Die eingezeichnete Kurve entspricht der Steigung
aufgrund des 'weak magnetism' Terms
 $a = -0,43 \text{ \%}/m_0 c^2$ (Kapitel 6)

5.3 Der supererlaubte Übergang $K^{38m} (0^+ \rightarrow 0^+) Ar^{38}$

Der im Zerfallsschema (Abb.15) eingezeichnete reine Fermi-Übergang (100%) geht vom metastabilen Zustand in $K^{38} (E_x = 131 \pm 2 \text{ keV } |50|)$ zum Grundzustand in Ar^{38} . Wegen der Bedeutung des ft-Wertes der supererlaubten $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergänge (Kapitel 2.1), wurden Q-Wert und Halbwertszeit in den letzten Jahren eingehend untersucht. In den beiden neueren Zusammenstellungen [7,22] findet man folgende Werte für Endpunktsenergie und Halbwertszeit:

$$E_0 = (5023,7 \pm 2,7) \text{ keV}$$

[7]

$$t_{1/2} = (0,9256 \pm 0,0007) \text{ sec (Einzelresultat aus } |51|)$$

$$\begin{aligned} |22| \quad E_0 &= (5024,3 \pm 3,2) \text{ keV} \\ t_{1/2} &= (0,9261 \pm 0,0015) \text{ sec.} \end{aligned}$$

Inzwischen liegt eine weitere Halbwertszeitmessung vor:

$$|58| \quad t_{1/2} = (0,9223 \pm 0,0011) \text{ sec.}$$

Die Maximalenergie wird hier auf indirekte Weise durch Messung der Q-Werte und Schwellenergien von Kernreaktionen bestimmt. (Beispiel: |51|). Eine genaue Messung des β -Spektrums bzw. des Shape-Faktors wurde bislang nicht berichtet.

a) Bestimmung der Maximalenergie und des Shape-Faktors

Die in diesem Abschnitt beschriebene Messung des $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergangs wurde mit der in Kap. 4.1 beschriebenen 'integralen' Meßmethode durchgeführt. Die Aktivierung bei gepulster Ionenquelle erfolgte mit Strahlströmen zwischen 200 nA und 1 μ A. Das Target bestand aus einer dünnen Kaliumjodid-Schicht auf einer Goldfolie (Tabelle 1/A3). Zur Erzeugung des metastabilen Zustandes wurde wie bei den vorher beschriebenen Messungen die Reaktion (p,pn) bei der Protonenenergie von 25 MeV verwendet. Da hier gleichzeitig der Grundzustand von K^{38} erreicht wird, konnten die Messungen erst oberhalb der Maximalenergie des $3^+ \rightarrow 2^+$ Übergangs beginnen.

Die Ergebnisse der Auswertung sind im Anhang zusammengefaßt (Tabelle 5 und Abb.26/A3). Die Werte für die Maximalenergie aus 2 und 3 Parameter-Anpassung stimmen sehr gut überein. Berücksichtigt man die Unsicherheiten der Spektrometereichung (1,8 %) und der Stromeichung des Vielkanalanalysators (1 %), so ergibt sich für die Endpunktsenergie (2 Parameter-Anpassung) der Wert:

$$E_0 = (5026 \pm 10) \text{ keV} \quad (5.9)$$

Alle Shape-Faktoren wurden mit der mittleren Endpunktsenergie ($E_0 = 5026 \text{ keV}$) nach Gl. 4.6 berechnet. In Tab. 6 (A3)

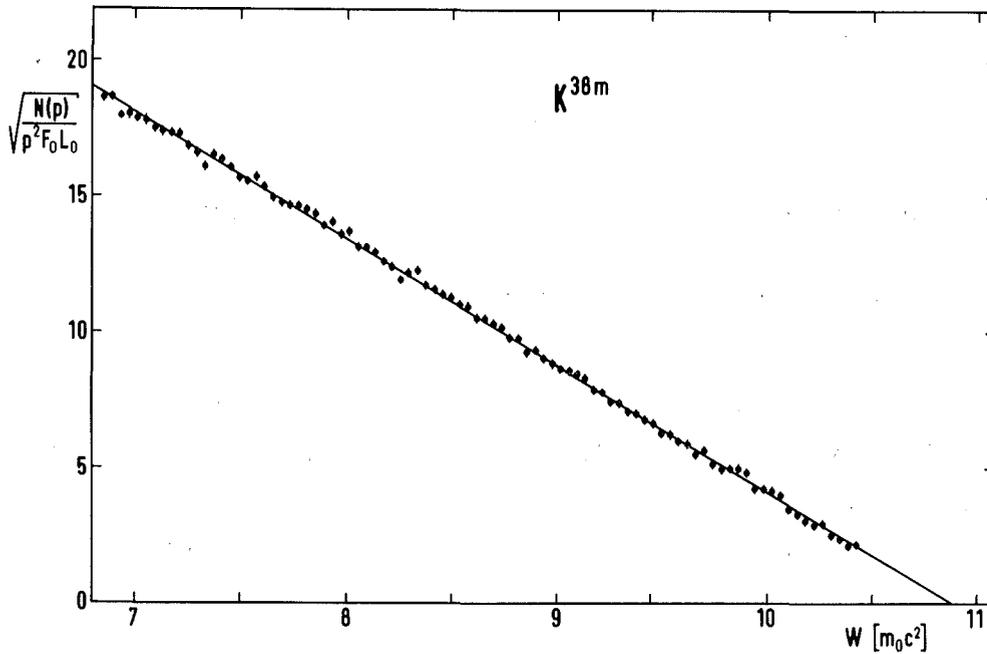


Abb. 20: Korrigierter Kurieplot (Gl. 4.4) für eine Einzelmessung des $O^+ \rightarrow O^+$ Übergangs (Messung 4 aus Tabelle 5/A3)

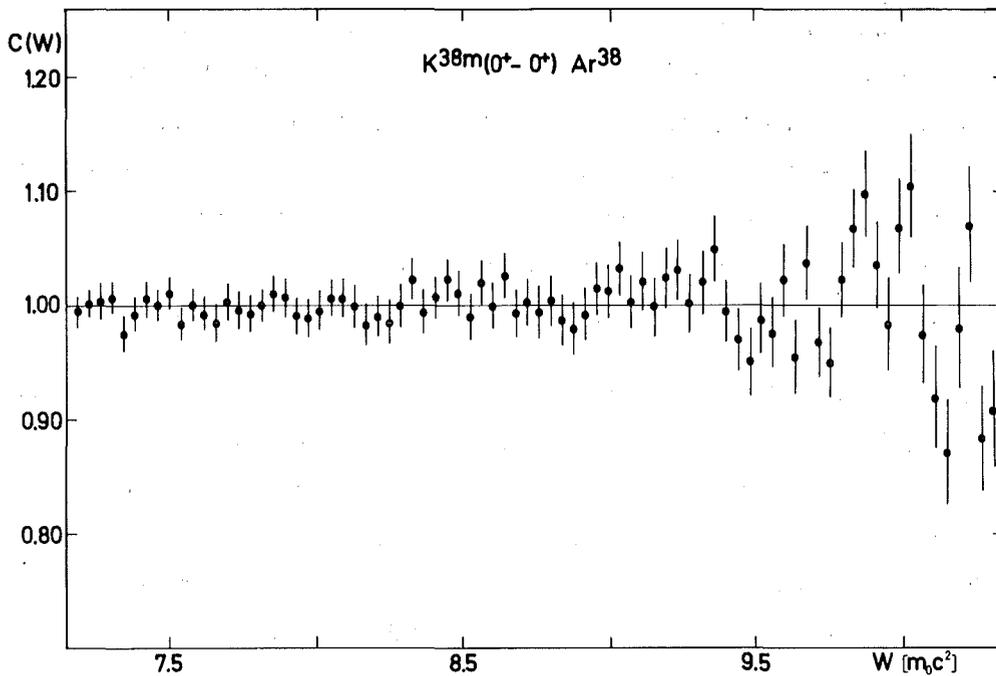


Abb. 21: Shape-Faktor des supererlaubten $O^+ \rightarrow O^+$ Übergangs. Hier sind 3 Einzelspektren zusammengefaßt, die unter gleichen Bedingungen gemessen wurden (M1,2 und 4 in Tabelle 5/A3). Die eingezeichnete Kurve entspricht der statistischen Spektrumsform.

werden die Ergebnisse einer 2 Parameter-Anpassung mit $1 + aW$ bzw. $1 + b/W$ angegeben. Die gewichteten Mittelwerte (mit Standardfehler) sind:

$$a = (-0,07 \pm 0,18) \% / m_0 c^2 \quad (5.10)$$

$$b = (-0,03 \pm 0,08) m_0 c^2 \quad (5.11)$$

Innerhalb der Fehlergrenzen ergeben sich für den $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergang keine Abweichungen von der erlaubten Form.

b) Bestimmung der Halbwertszeit

Die hier verwendete Meßmethode wird in Kap. 4.3 beschrieben. Die Messungen erfolgten bei Gesamtmeßzeiten zwischen 5 und 25 sec. An die Daten wurden zwei Exponentialfunktionen sowie ein konstanter Untergrund angepaßt (5 freie Parameter). Die Gewichte ergaben sich nach der Methode von Robinson [52] nicht aus den Zählraten, sondern aus der gerechneten Funktion. Die Auswertung wurde von R. Pesl [43] unter Verwendung des Standardprogramms MINUIT [44] durchgeführt. Die Ergebnisse von 9 Einzelmessungen bei der gleichen Elektronenenergie (2,2 MeV) sind in Tabelle 7 (Anhang A3) aufgeführt. Hieraus ergibt sich für die Halbwertszeit von K^{38m} der Wert

$$t_{1/2} = (0,929 \pm 0,002) \text{ sec} \quad (5.12)$$

wobei der Fehler aus der Standardabweichung bestimmt wurde. Totzeiteffekte wurden wegen der geringen Zählrate vernachlässigt.

6. DISKUSSION DER MESSERGESBNISSE

6.1 Der erlaubte $3^+ \rightarrow 2^+$ Übergang $K^{38} \rightarrow Ar^{38}$

In Kap. 5.2 wurden die experimentellen Ergebnisse der Spektrumsanalyse und der Halbwertszeitmessung berichtet. Der experimentelle ft-Wert ist:

$$\log ft = 4,977 \pm 0,005 \quad (6.1)$$

Um diese Resultate mit der Theorie zu vergleichen, soll nun die Steigung des Shape-Faktors a mit Hilfe der CVC-Theorie berechnet werden. Hierzu werden Kernwellenfunktionen für die s-d Schale [53,54] verwendet. Außerdem soll der ft-Wert nach Gl. 2.12 bestimmt werden.

a) Shape-Faktor

Die allgemeinen Formeln für die Berechnung des Shape-Faktors $C(W)$ findet man in [39]. Die Größen $M_K(k_e^{\rightarrow}, k_v^{\rightarrow})$ und $m_K(k_e^{\rightarrow}, k_v^{\rightarrow})$ (Linearkombination der Kernmatrixelemente) wurden nach der modifizierten Methode von Behrens und Bühring [55] bestimmt. Diese Linearkombinationen werden durch Formfaktorkoeffizienten (V_{KLS}^V und A_{KLS}^A) und Elektronen-Radialwellenfunktionen dargestellt. Dabei sind V und A Vektor bzw. Axialvektor, K der Rang, L die Multipolarität und S der Spin des sphärischen Tensoroperators (Formfaktorkoeffizient). Diese Beschreibung hat den Vorteil, daß die durch die starke Wechselwirkung induzierten Effekte relativ einfach mit eingeschlossen werden können [55].

Der Shape-Faktor für einen Gamow-Teller Übergang hat die Form:

$$C(W) = 1 + aW.$$

Die explizite Gleichung für a wird in [10,13] angegeben. Den Hauptbeitrag zur Energieabhängigkeit liefert der Term, der den Formfaktorkoeffizienten V_{111}^{F0} des induzierten 'weak magnetism' enthält. In erster Näherung ist die Steigung des Shape-Faktors [13]:

$$a \approx \frac{4}{3} R \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{V_{F111}^O}{A_{F101}^O} \quad (6.2)$$

$$R = r_o A^{1/3} \quad (\text{Kernradius})$$

Der Zusammenhang zwischen den Formfaktorkoeffizienten und den Kernmatrixelementen für β^+ -Zerfall ist |28,55|:

$$A_{F101}^O = \lambda M_{101}^O \quad (6.3)$$

hier ist M_{101}^O das Gamow-Teller Matrixelement $\int \vec{\sigma}$

$$\lambda = - \frac{G_A}{G_V} = 1,25 \quad (2.13)$$

$$V_{F111}^O = M_{111}^O + \frac{f_M}{R} \{ -\sqrt{6} M_{101}^O + \int \frac{r}{R} [W_o R + \alpha Z U(r)] \beta T_{111} \} \quad (6.4)$$

$$f_M = 1,008 \cdot 10^{-3} \quad (\text{Gl. 2.20})$$

$U(r)$: Potential der Kernladungsverteilung

T_{111} : Multipol-Operator |55|

$$-\beta = \gamma_4$$

M_{111}^O ist ein relativistisches Matrixelement:

$$M_{111}^O = -\sqrt{\frac{3}{2}} \int \frac{\vec{\alpha} \times \vec{r}}{R} \quad (6.5)$$

Berechnet man dieses Matrixelement mit der Näherung |13|:

$$\int \frac{\vec{\alpha} \times \vec{r}}{R} \approx \frac{1}{MR} (\int \vec{\sigma} + \int \vec{r} \times \vec{p}) \approx \frac{1}{MR} \int \vec{\sigma} \quad (6.6)$$

so erhält man bei Vernachlässigung des dritten (relativistischen) Terms in (6.4):

$$a = - \frac{8}{3} \frac{1+2 \cdot f_M \cdot M}{2M\lambda} = - 0,28 \text{ \%} / m_o c^2 \quad (6.7)$$

M: Nukleonenmasse

Diese Formel wurde bereits im Kap. 2 angegeben. Sie stellt sozusagen eine nullte Näherung dar, weil sie die Kernstruktur nicht enthält.

In einem nächsten Schritt sollen die Formfaktorkoeffizienten in Gl. 6.2 explizit bestimmt werden. Die Rechnung erfolgt im Schalenmodell mit jj-Kopplung.

Ähnlich wie in |53| erfolgt die Entwicklung der Matrixelemente $\langle \psi_f || O_\beta || \psi_i \rangle$ nach Einteilchenmatrixelementen $\langle j || O_\beta || j' \rangle$:

$$\langle \psi_f || O_\beta || \psi_i \rangle = \sum_{j, j'} \frac{\langle \psi_f || a_j^+ a_{j'} || \psi_i \rangle}{\sqrt{2\Delta T+1} \sqrt{2\Delta J+1}} \langle j || O_\beta || j' \rangle \quad (6.8)$$

Die Entwicklungskoeffizienten (Einteilchenübergangsdichten) enthalten die gesamte Information aus der speziellen Schalenmodellrechnung. Dagegen kann man die Einteilchenmatrixelemente unabhängig von den Kernwellenfunktionen bestimmen.

Die Einteilchen-Übergangsdichten für den hier betrachteten $3^+ \rightarrow 2^+$ Übergang wurden von Wildenthal |54| berechnet und sind in Tabelle 8 (Anhang A3) zusammengestellt. Die Einteilchenmatrixelemente M_{101}^O und M_{111}^O für die s-d Schale wurden mit Hilfe einer Formelsammlung von Behrens |56| bestimmt (Tabelle 9/A3). Nach (6.8) ergeben sich folgende Werte für die Formfaktorkoeffizienten:

$$A_{F101}^O = 0,2772 \quad (6.9)$$

$$V_{F111}^O = -0,0964$$

(hier wurde wiederum der dritte Term in (6.4) vernachlässigt)

Damit erhält man in erster Näherung (6.2) unter Berücksichtigung der Kernstruktur den Wert:

$$a \approx -0,43 \text{ \%}/m_0 c^2 \quad (6.10)$$

Abb. 19 zeigt, daß der experimentelle Shape-Faktor (5.7)

durch diese Energieabhängigkeit sehr gut beschrieben werden kann.

b) ft-Wert

Der ft-Wert für den isospin-verbotenen Übergang ist gegeben durch (Gl. 2.12)

$$ft = \frac{2 \overline{Ft}}{|A_{F101}^O|^2}$$

Mit \overline{Ft} aus |7| ergibt sich der theoretische Wert

$$\log ft = 4,90 \quad (6.11)$$

in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem experimentellen Resultat: $\log ft = 4,98$.

6.2 Der $O^+ \rightarrow O^+$ Übergang $K^{38m} \rightarrow Ar^{38}$

a) ft-Wert

Aus den in Kap. 5.3 bestimmten Größen

$$E_O = (5026 \pm 10) \text{ keV} \text{ und } t_{1/2} = (0,929 \pm 0,002) \text{ sec}$$

ergibt sich der ft-Wert:

$$ft = (3088 \pm 32) \text{ sec.}$$

Dieser Wert enthält bereits die Strahlungskorrektur δ_1 der Ordnung α (Kap. 4.2).

Der korrigierte Ft-Wert (Gl. 2.11) wurde mit Hilfe der in |4| angegebenen Korrekturen für K^{38m} berechnet. Für die modellunabhängigen Strahlungskorrekturen wurden nur die Terme der Ordnung $Z\alpha^2$ und $Z^2\alpha^3$ berücksichtigt. Die Korrekturen aufgrund der Isospin-Beimischungen erfolgte mit $\delta_c = 0,37$ |7|.

Das Ergebnis ist:

$$Ft = (3093 \pm 32) \text{ sec} \quad (6.12)$$

(Dieser Wert enthält alle Korrekturen mit Ausnahme der modellabhängigen Strahlungskorrektur $\Delta_R^{(V)}$)

b) Shape-Faktor

Die in dieser Arbeit beschriebene Messung des Shape-Faktors (Kap. 5.2) zeigt innerhalb der Fehlergrenzen keine Abweichung von der erlaubten Form. Durch höherverbotene Korrekturen ist eine leichte Energieabhängigkeit $C(W)$ möglich. Aus der in |4| angegebenen expliziten Formel wurde der Einfluß der Terme proportional zu W und zu W^2 bestimmt:

$$a \approx + 0,092 \% / m_0 c^2$$

und

$$c \approx - 0,0035 \% / m_0^2 c^4$$

In erster Näherung reduziert der quadratische Term im Energiebereich der Messungen (3 bis 5 MeV) die Steigung a um etwa 0,012%. Damit erwartet man den theoretischen Wert:

$$a \approx + 0,08 \% / m_0 c^2 \quad (6.13)$$

Das experimentelle Resultat (5.10) ist:

$$a = (-0,07 \pm 0,18) \% / m_0 c^2.$$

Die Bestimmung des Fierz-Terms b_F (2.18) durch Messung des Shape-Faktors eines reinen Fermi-Übergangs |26| wurde bislang nicht durchgeführt. Eine Messung am gemischten Übergang $N^{13} \rightarrow C^{13}$ |57| ergab den Wert:

$b = (0,0014 \pm 0,0237) m_0 c^2$. Die Abschätzung des Verhältnisses C_S/C_V aus dieser Messung ist abhängig von der Kernstruktur, weil hier neben dem Fermi-Matrixelement (ca. 70%) auch das

Gamow-Teller-Matrixelement auftritt. Aus der Bestimmung des Shape-Faktors des supererlaubten Übergangs $K^{38m}(0^+ \rightarrow 0^+)Ar^{38}$ ergibt sich in der vorliegenden Arbeit der Wert (5.11):

$$b_F = (-0,03 \pm 0,08) m_0 c^2$$

und damit

$$\left| \frac{G_S}{G_V} \right| \approx (1,5 \pm 4) \% \quad (6.14)$$

Durch Anpassung der Kopplungskonstanten des β -Zerfalls an experimentelle Daten erhielt Paul [26] das Resultat:

$$\frac{G_S}{G_V} = (-0,1 \pm 0,6) \%.$$

7. ZUSAMMENFASSUNG

Das am externen Strahlführungssystem des Karlsruher Isochronzyklotrons aufgebaute magnetische Doppellinsenspektrometer erlaubt die Untersuchung von β -Übergängen kurzlebiger Isotope. Mit einer neuentwickelten Methode können Präzisionsmessungen des Shape-Faktors bei Halbwertszeiten ab 400 msec durchgeführt werden. Hierbei wird kein Monitor für die im Target erzeugte Aktivität benötigt.

Mit Hilfe dieses Meßsystems gelang es zum ersten Mal, den Shape-Faktor eines supererlaubten $0^+ - 0^+$ Übergangs zu messen. Wie von der Theorie vorausgesagt, zeigt das Spektrum von K^{38m} innerhalb der Fehlergrenzen keine Abweichungen von der statistischen Form. Durch die Messung konnte für den Fierz-Term b_F eine obere Grenze bestimmt werden, die unabhängig von der Kernstruktur ist. Maximalenergie und Halbwertszeit wurden gemessen und mit den Ergebnissen anderer Autoren verglichen: die Übereinstimmung ist sehr gut, mit Ausnahme eines neueren Werts aus der Literatur [58] für die Halbwertszeit, der um ca. 0,7% niedriger ist. Der experimentelle ft-Wert ist:

$$Ft = (3093 \pm 32) \text{ sec.}$$

Das β -Spektrum des Übergangs $K^{38} (3^+ - 2^+) Ar^{38}$ wurde neu gemessen. Die Maximalenergie stimmt im Gegensatz zu älteren Messungen mit dem Q-Wert überein. Der Shape-Faktor wurde experimentell bestimmt und mit einer theoretischen Rechnung im Schalenmodell verglichen. Hier zeigt sich, daß die Energieabhängigkeit $1 + aW$ durch den induzierten 'schwachen Magnetismus'-Term erklärt werden kann. Damit entspricht der gemessene Shape-Faktor dieses Gamow-Teller-Überganges der Voraussage aus der CVC-Theorie.

Die Halbwertszeit wurde ebenfalls bestimmt. Der experimentelle ft-Wert ist damit: $\log ft = 4,98$.

Tabelle I: Ergebnisse für den Übergang $K^{38m}(O^+-O^+)Ar^{38}$

	diese Arbeit	andere Autoren
Maximalenergie E_0 [keV]	5026±10	5021,2±3,4 51 5023,7±2,7 aus dem mittleren Q-Wert 7
Halbwertszeit [msec]	929±2	925,6±0,7 51 926,1±1,5 Mittelwert 22 922,3±1,1 58
Ft-Wert [sec] (mit Korr.)	3093±32	3088±10 51 3102±8 aus Mittelwerten 7 3098±10 aus Mittelwerten 22 3086±10 58
Mittlerer Ft- Wert für O^+-O^+ Übergänge [sec]		3088,6±2,1 7 3081,7±1,9 22
Shape-Faktor:	$a = -(0,07 \pm 0,18) \% / m_0 c^2$ $b = -(0,03 \pm 0,08) m_0 c^2$	Theorie: + 0,08 (Abschätzung nach Formel aus 4

Aus der theoretischen Rechnung in der s-d Schale ergab sich in sehr guter Übereinstimmung hierzu der Wert: $\log ft = 4,90$.

Während diese Arbeit geschrieben wurde, konnte ein zweiter O^+-O^+ Übergang untersucht werden: $Cl^{34}-S^{34}$. Als erstes Ergebnis der Auswertung | 43 | liegt die Halbwertszeit vor:

$$t_{1/2} = 1,528 \pm 0,002 \text{ sec.}$$

Die ausgezeichnete Übereinstimmung mit den Werten aus der Literatur | 58,59 | zeigt die Zuverlässigkeit der hier entwickelten Meßmethode.

Tabelle II: Ergebnisse für den Übergang $K^{38}(3^+-2^+)Ar^{38}$

	diese Arbeit	andere Autoren
Maximalenergie [keV]	2730±6	$(2,66±0,04) \cdot 10^3$ Mittelwert 50 aus 2 älteren Werten 2725±3 aus Q-Wert 7
Halbwertszeit [sec]	457,3±1,4	458,2±1,1 Mittelwert 50 aus fünf Werten
Steigung des Shape-Faktors $a [\% / m_0 c^2]$	-0,53±0,61 ⁺ -0,43 (Theorie)	

⁺) bestimmt durch eine 3 Parameter-Anpassung an den Kurie-Plot

Eine wichtige Motivation für weitere Messungen von Shape-Faktoren bleibt die Frage nach der Gültigkeit der CVC-Theorie. Nachdem die Messungen im A=12 Isospin Triplet wieder neu diskutiert werden |11,12|, sollten andere β -Übergänge untersucht werden, bei denen die Zerfallsbreite des analogen γ -Übergangs bekannt ist. Außer dem bereits gemessenen F^{20} |13| werden in der Literatur |11| die Kerne F^{17} , Ne^{19} und Na^{20} als besonders geeignet vorgeschlagen.

ANHANG A 1

Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Spannung am Meßshunt des Netzgerätes

Die Induktivitäten im Stromkreis führen bei Änderungen des Stromes $\Delta I/\Delta t$ zu einer Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung. Durch die hier beschriebene Messung sollte geklärt werden, ob bei den erforderlichen Stromänderungen $\Delta I/\Delta t$ von maximal 30 A/sec noch ein linearer Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Shuntspannung besteht.

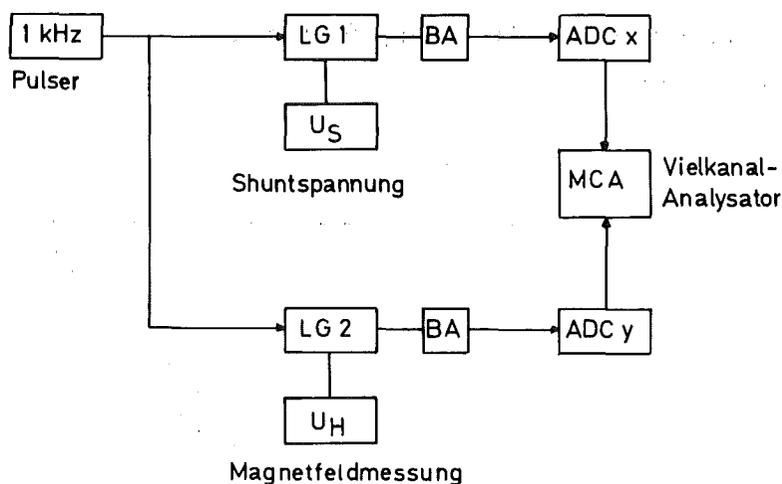


Abb. 22: Blockschaltbild der Datenaufnahme.

Die verwendeten Bezeichnungen sind in Abb.4 erklärt

Abb. 22 zeigt ein Blockschaltbild der verwendeten Meßelektronik. Im Prinzip werden zwei Spannungen gemessen und definieren x- und y-Achse eines Vielkanalanalysators:

- die Shuntspannung U_S , die am Eingang des linearen Gate's LG1 liegt (x-Achse)
- die Ausgangsspannung des Hallmagnetometers U_H (Magnetfeldmessung) am Eingang des linearen Gate's LG2 (y-Achse).

Beide Spannungen werden mit konstanter Frequenz analysiert und über zwei in Koinzidenz geschaltete Analog-Digital-Konverter (ADC) im Kernspeicher registriert. Als Ergebnis erhält man direkt die Funktion:

$$y = f(x_M) \equiv f(x)$$

mit

$$x_M = \frac{\sum N_i x_i}{\sum N_i} \quad N_i = \text{Zählrate im Kanal } (y, x_i)$$

Das Ergebnis der Messung ist in Abb.23 dargestellt. Während die Funktion $U_H(U_S)$ im 'statischen' Zustand (konstante Stromwerte) eine Gerade ist, ergeben sich im 'dynamischen' Meßbetrieb beträchtliche Abweichungen von der linearen Eichfunktion. Damit ist die Shuntspannung zur Messung des zeitabhängigen Magnetfeldes nicht geeignet.

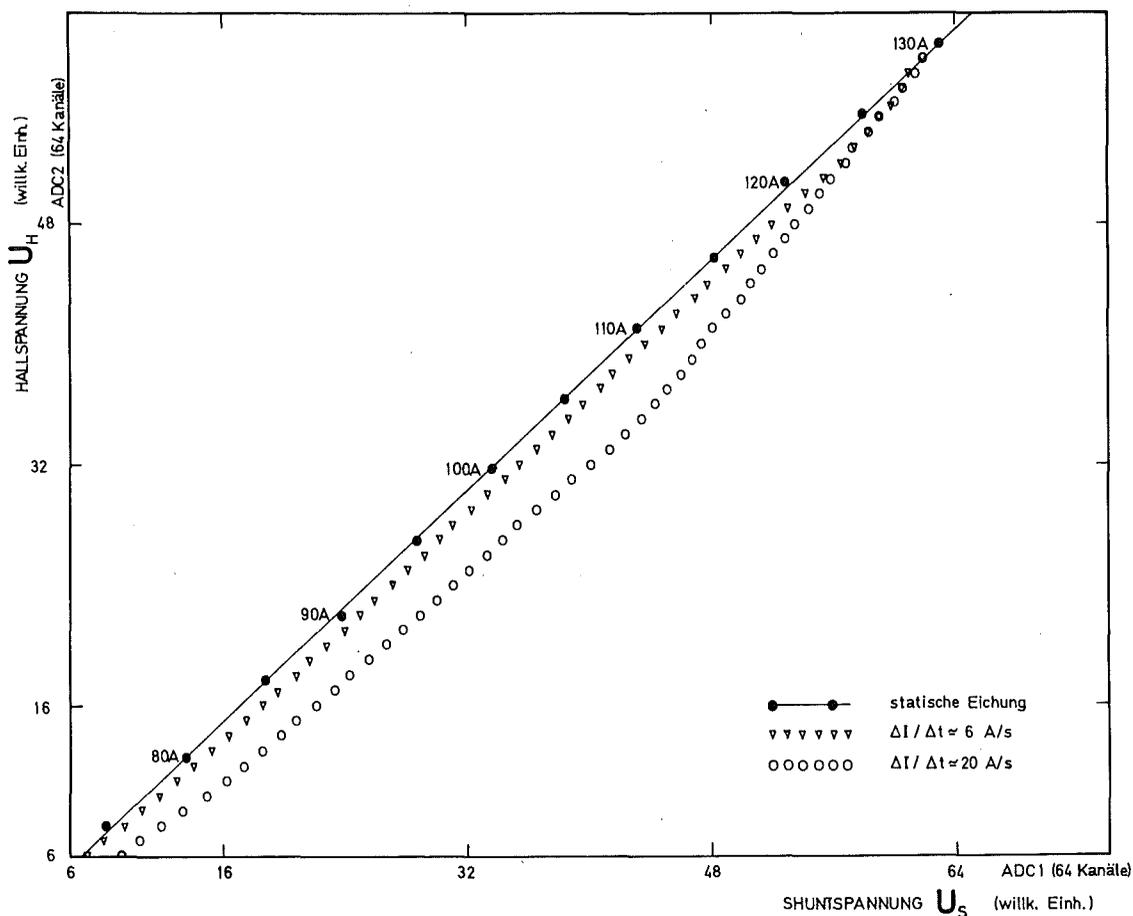
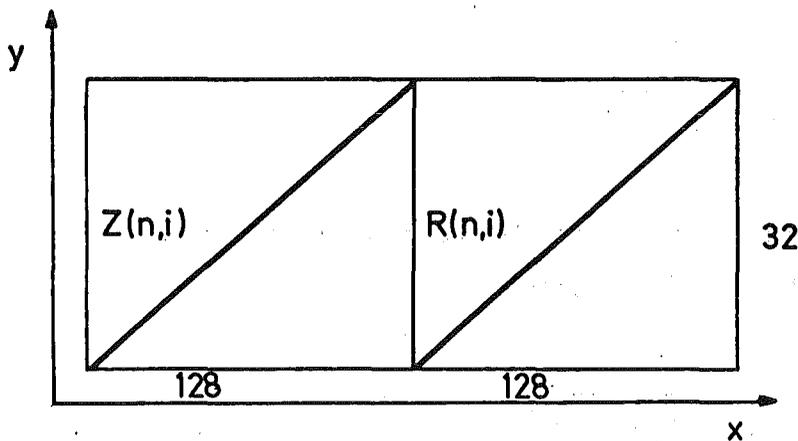


Abb. 23: Zusammenhang zwischen Hallspannung und Shuntspannung bei Änderungen des Spektrometerstroms $\Delta I / \Delta t$

ANHANG A 2

Auswertung der zweidimensionalen Rohdatenspektren

Die Daten liegen als Matrix $Z(n,i)$ (β -Zählrate) und $R(n,i)$ (Referenzspektrum) vor.



a) Totzeitkorrektur für β -Zählrate

Für die hier verwendeten ADC (Schlumberger) gilt für die Totzeit bei Konversion in den Kanal x :

$$\tau(x) = 7.5 + 0.01 \cdot \frac{1024}{x_{\max}} \cdot x \quad \mu\text{sec} \quad (\text{A2.1})$$

x_{\max} : Konversionsbereich (128)

Die Totzeitkorrektur erfolgt nach der üblichen Beziehung:

$$N' = N \frac{1}{1 - \frac{\tau}{T_M}} \quad (\text{A2.2})$$

N ist die während der Meßzeit T_M registrierte Zählrate, τ die Totzeit und N' die korrigierte Zählrate.

Die Gesamtzählrate in jeder der 32 Kanaluntergruppen (Einzelspektren) ist:

$$N(n) = \sum_{i=1}^{128} Z(n,i) \quad (\text{A2.3})$$

Da die Zählrate innerhalb des Einzelspektrums nur auf wenige Kanäle verteilt ist, wird hier die Totzeit $\tau(x)$ als konstant angenommen. Die mittlere Totzeit $\tau(n)$ im n-ten Spektrum wird nach Gl. A2.1 bestimmt, wobei x durch den mittleren Kanal x_M ersetzt wird:

$$x_M(n) = \frac{\sum_i Z(n,i)x(i)}{\sum_i Z(n,i)} \quad (\text{A2.4})$$

Damit kann man für die ganze Zählratenmatrix die Totzeitkorrektur (A2.2) angeben:

$$Z'(n,i) = \frac{1}{1 - \frac{N(n) \tau(n)}{t_M}} \cdot Z(n,i) \quad (\text{A2.5})$$

(die Meßzeit t_M ergibt sich aus der Bereichsfortschaltzeit T und der Zahl der Meßzyklen)

b) Korrektur für den konstanten Untergrund

Der konstante Untergrund N_0 wird aus den totzeitkorrigierten Gesamtzählraten (A2.3) oberhalb der Maximalenergie bestimmt. Die Korrektur wird auch hier mit einem multiplikativen Faktor für die gesamte Matrix durchgeführt:

$$Z^*(n,i) = Z'(n,i) \cdot \left(1 - \frac{N_0}{N'(n)}\right) \quad (\text{A2.6})$$

$N'(n)$: totzeitkorrigierte Gesamtzählrate im n-ten Einzelspektrum

$Z^*(n,i)$: Zählrate nach Untergrundkorrektur

c) Strom-Eichung der x-Achse

Zu jeder Eichlinie bei konstantem Strom I_k wird der mittlere Kanal x_M berechnet. An die Eichpunkte (I_k, x_k) wird die Gerade

$$I = A + B x \quad (\text{A2.7})$$

angepaßt. In Abb.24 ist eine solche Eichung dargestellt. Da die beiden Eichgeraden im allgemeinen nicht exakt übereinstimmen, wird die x-Achse des Referenzspektrums neu definiert:

$$x_R' = (A_\beta - A_R) + \frac{B_\beta}{B_R} x_R \quad (\text{A2.8})$$

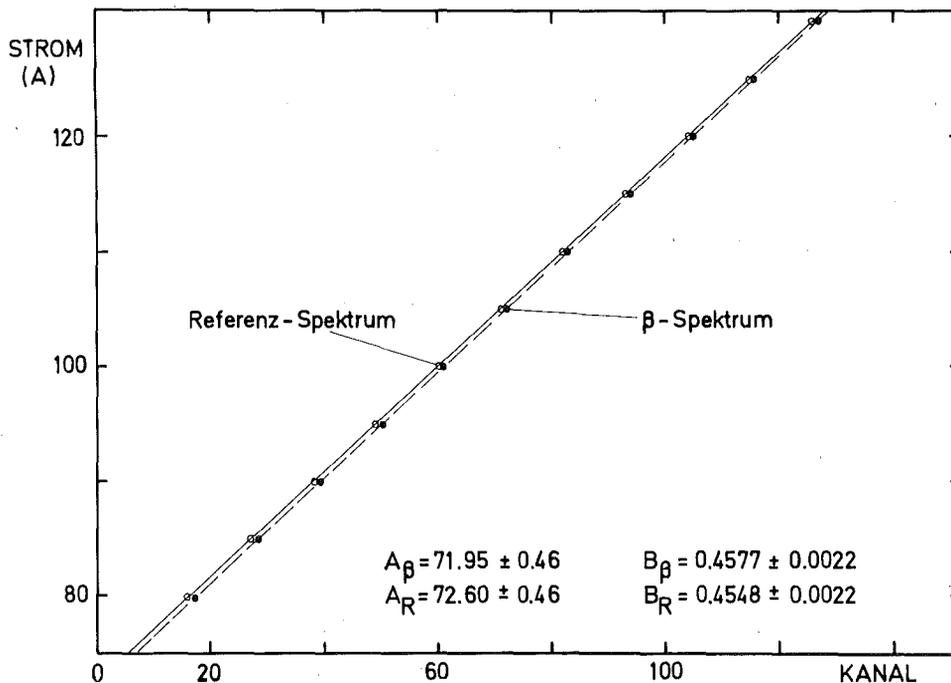


Abb. 24: Strom-Eichung des Vielkanalanalysators

d) Zeiteichung der x-Achse

Die Gesamtzählrate bei einem bestimmten Kanal x_i (eindimensionales Spektrum) ist:

$$Z(i) = \sum_{n=1}^{32} Z^*(n, i) \quad (\text{A2.9})$$

Da auch in y-Richtung nur wenige Kanäle belegt sind, kann jedem Kanal x_i die mittlere Zeit t_i zugeordnet werden:

$$t_i = \frac{T \sum_n z'(n,i)}{\sum_n z'(n,i)} \quad (\text{A2.10})$$

T = Fortschaltzeit

$z'(n,i)$: wie in Gl. A2.5

Um die Funktion $t_i(x_i)$ zu glätten, wird an die Punkte (t_i, x_i) eine empirische Funktion mit Hilfe einer Standardroutine [62] angepaßt.

e) Normierung der β -Zählrate auf gleiche Meßzeiten

Die x-Achsen von β -Spektrum und Referenzspektrum stimmen wegen der unterschiedlichen Strom-Eichung nicht überein. Dem ganzzahligen Wert x_β entspricht nach Gl. A2.8 ein Wert x_R' , der nicht ganzzahlig ist.

Das eindimensionale Referenzspektrum ist:

$$R_0(i) = \sum_{n=1}^{32} R(n,i) \quad (\text{A2.11})$$

Aus diesen Werten (Abszisse x_R) wird durch ein Interpolationsprogramm nach dem Aitken-Lagrange Verfahren [60] die Referenzzählrate $R_{int}(i)$ bei x_R' berechnet. Die echte Meßzeit zu jedem Kanal x_i des β -Spektrums ist damit:

$$\Delta t(i) = \frac{R_{int}(i)}{F} \quad (\text{A2.12})$$

F = Frequenz des Referenzspektrums (1 kHz)

Setzt man für x_i die aus der Eichung (A2.7) berechneten Stromwerte I und die Zeit t (A2.10) ein, so ergibt sich das Zählratenspektrum:

$$Z(I, t) \equiv \frac{Z(i)}{\Delta t(i)} \quad (\text{A2.13})$$

f) Betrachtung der Fehler

Außer dem statistischen Fehler trägt die Interpolation des Referenzspektrums wesentlich zu den Zählratenfehlern bei. Die beiden Fehler wurden daher quadratisch addiert. Abb. 25 soll den Einfluß des Interpolationsfehlers verdeutlichen. Für dieses Testspektrum wurde auf beide ADC's die gleiche konstante Zählrate gegeben (1 kHz). Die normierte Zählrate müßte also im Idealfall für alle Kanäle gleich sein.

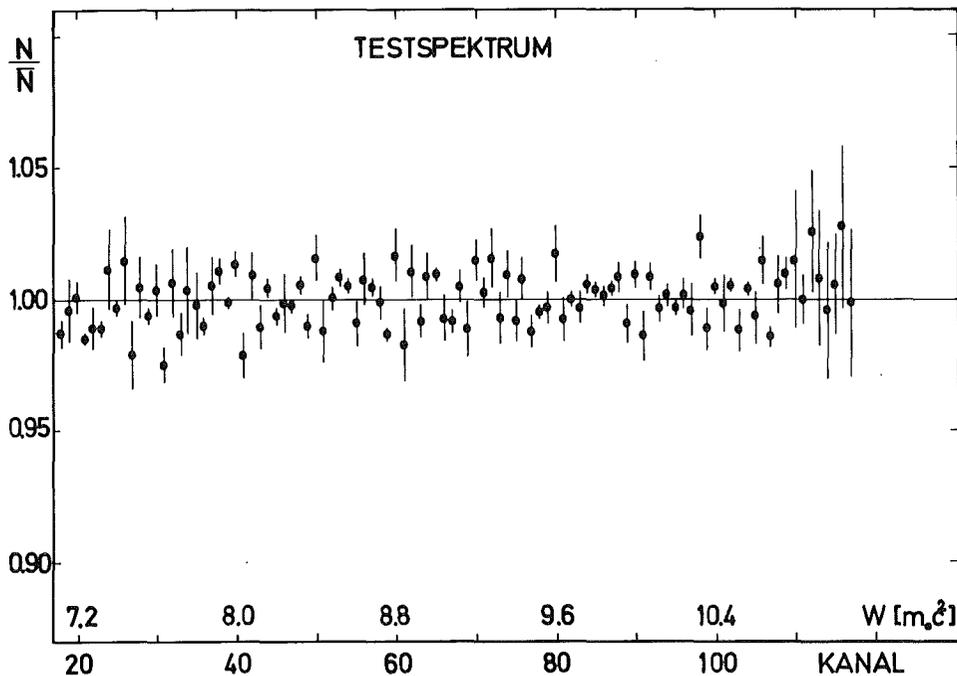


Abb. 25: Testspektrum für zweidimensionale Datenaufnahme. Die Messung wurde mit der gleichen Einstellung wie die in Abb.20 gezeigte Spektrumsmessung durchgeführt. Die Fehler werden durch die Interpolation verursacht.

In Wirklichkeit schwanken die Werte um den Mittelwert mit einer Standardabweichung von ca. 1%. Der Interpolationsfehler wird in dem hier beschriebenen Programm folgendermaßen abgeschätzt:

$$\Delta R_{\text{int}} = \text{Max}(\Delta R, |R_{\text{int}} - R'_{\text{int}}|) \quad (\text{A2.14})$$

ΔR ist der Fehler aus dem nichtlinearen Interpolationsprogramm, welches R_{int} bestimmt. Der durch lineare Interpolation gewonnene Wert ist R'_{int} . Die Interpolation wird umso zuverlässiger sein, je kleiner die Abweichung $\Delta = |R_{\text{int}} - R'_{\text{int}}|$ ist. Als obere Grenze des Fehlers wird daher der größere der beiden Werte Δ und ΔR gewählt.

ANHANG A 3

Zusammenstellung der Daten

Die in den Tabellen 2 bis 7 enthaltenen Fehler wurden mit Hilfe der Anpassungsprogramme bestimmt. Genauso wie bei den aus der Standardabweichung berechneten Fehlern der Mittelwerte sind systematische Unsicherheiten (z.B. Eichfehler) nicht berücksichtigt.

Tabelle 1 Eigenschaften der verwendeten Targets

Untersucher Übergang	Targetunterlage		Target	
	Material	Maße (mm.mm.µm)	Schicht (µm)	Ø (mm)
$C^{11} \rightarrow B^{11}$	--- (+)	38.38.50	Kohlenstoff 50	---
	Aluminium	38.38. 7,5	Kohlenstoff 5	10
	Beryllium	38.38.50	Kohlenstoff 1	3
$K^{38} \rightarrow Ar^{38}$	Beryllium	38.38.50	Kaliumjodid 5	10
$K^{38m} \rightarrow Ar^{38}$	Gold	38.38. 1	Kaliumjodid 5	15
	Gold	58.58. 3	Kaliumjodid 10	10

(+) freitragende Kohlenstoff-Unterlage (nur für Halbwertszeitbest.)

Tabelle 2 Bestimmung der Maximalenergie von C^{11} (+)

Messung Nr.	E_0 (keV) (2 Par. Anpassung)	E_0 (keV) (3 Par. Anpassung)	a ($\%/m_0c^2$) (2 Par. Anpassung)
1	964.1 \pm 2.3	977.7 \pm 6.4	+ 0.9 \pm 2.6
2	957.0 \pm 2.2	954.1 \pm 6.3	- 2.9 \pm 1.7
3	964.6 \pm 1.3	974.5 \pm 5.6	+ 2.8 \pm 1.2
4	960.9 \pm 0.9	964.2 \pm 1.6	- 2.3 \pm 1.0
5	957.8 \pm 1.2	956.2 \pm 3.2	- 2.1 \pm 1.5
ungew. Mittelwert	960.9 \pm 1.6	965.3 \pm 4.7	- 0.7 \pm 1.1
gewichteter Mittelwert	960.8 \pm 1.3	963.5 \pm 2.7	- 0.8 \pm 1.0
Wert aus gemitteltem Shape-Faktor:			- 0.7 \pm 0.8

(+) Bereich der Anpassung: 400 bis 900 keV

Tabelle 3 Bestimmung der Halbwertszeit von K^{38}

Rechnung Nr.	χ^2	konstanter Untergrund	Halbwertszeit Untergrund (sec)	Halbwertszeit K^{38} (sec)
1	1.26	167 \pm 2	208 \pm 14	459.4 \pm 8.3
2	1.20	169 \pm 2	203 \pm 13	457.3 \pm 8.2
3	1.19	171 \pm 2	209 \pm 14	453.3 \pm 8.2
4	1.10	166 \pm 2	223 \pm 14	459.0 \pm 7.9
ungew. Mittelwert		168 \pm 1	211 \pm 4	457.3 \pm 1.4
gewichteter Mittelwert				457.3 \pm 1.4
1+2+3+4 (Summe)	1.49	169 \pm 1 (+)	210 \pm 8	457.4 \pm 4.6

(+) dividiert durch 4

Tabelle 4 Bestimmung der Maximalenergie von K^{38}

Messung Nr.	Meßbereich (A)	Untergrund bei: (A)	Halbwertszeit des Untergrundes (β -Zähler) (sec) (ext. Zähler)	
1	40 - 70 (1)	0	162 ± 7	177 ± 3
2	70 - 40 (1)	0	174 ± 20	174 ± 5
3	40 - 70 (1)	80	147 ± 5	143 ± 30
4	70 - 40 (1)	80	194 ± 10	----
ungew. Mittelw.			169 ± 10	165 ± 11

Kurie-Plot (+)				Shape-Faktor (+)
Zahl der Parameter	χ^2	E_0 (keV)	a ($\%/m_0c^2$)	a ($\%/m_0c^2$)
2	1.13	2728.0 ± 1.4	-----	$- 0.15 \pm 0.27$
3	1.14	$2730.4 \pm 3,2$	$- 0.53 \pm 0.61$	$- 0.64 \pm 0.25$

(+) die Rechnungen erfolgten im Bereich von 1400 bis 2500 keV

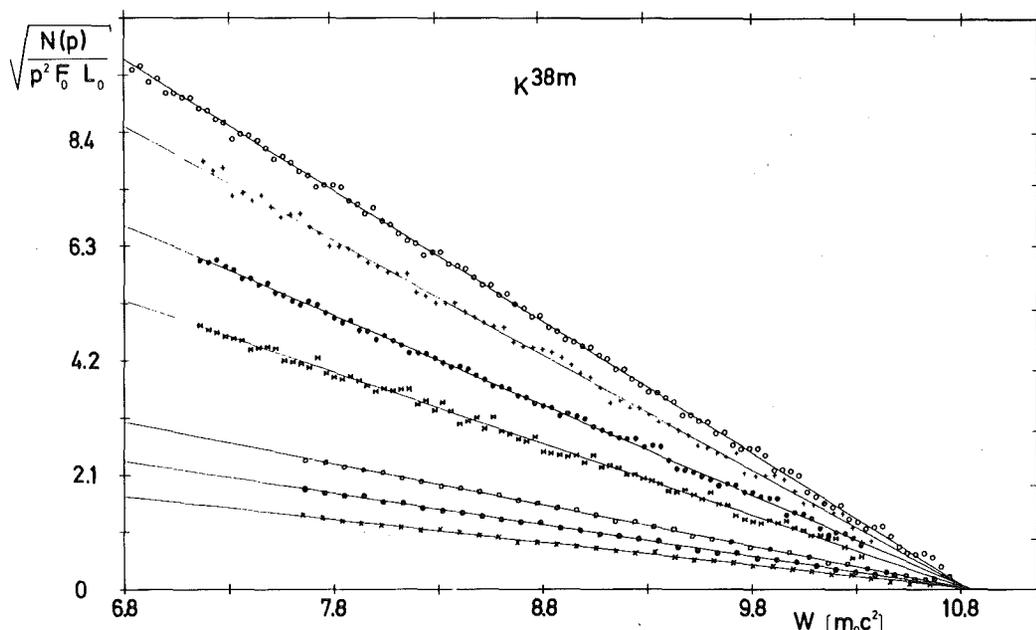


Abb. 26 Kurie-Plot's der in Tabelle 5 zusammengefaßten Messungen. Die Fehler konnten der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet werden. Die Reihenfolge der oberen Messungen (128 Kanäle) ist gegenüber Tab. 5 vertauscht.

Tabelle 5 Bestimmung der Maximalenergie von K^{38m} (+)

Messung Nr.	E_0 (keV) (2 Par. Anpassung)	E_0 (keV) (3 Par. Anpassung)	a ($\%/m_0 c^2$)	$\frac{\chi^2}{\chi^2}$ (2 Par.) χ^2 (3 Par.)
1	5025 \pm 7	5024 \pm 15	+ 0.09 \pm 1.76	0.99
2	5030 \pm 5	5018 \pm 9	+ 1.87 \pm 1.40	1.02
3	5022 \pm 6	5028 \pm 13	- 0.65 \pm 1.19	0.99
4	5025 \pm 4	5030 \pm 5	+ 0.24 \pm 0.60	1.01
5	5032 \pm 8	5040 \pm 18	- 1.17 \pm 2.04	0.97
6	5025 \pm 6	5025 \pm 13	- 0.07 \pm 1.97	0.96
7	5027 \pm 5	5027 \pm 11	+ 0.17 \pm 1.93	0.96
ungew. Mittelw.	5026.6 \pm 1.3	5027.4 \pm 2.6	+ 0.07 \pm 0.36	0.99 \pm 0.01
gew. Mittelw.	5026.4 \pm 1.1	5027.2 \pm 2.1	+ 0.18 \pm 0.28	

Datenaufnahme: M1 bis M4: 128 Kanäle, M5 bis M7: 64 Kanäle.

Tabelle 6 Bestimmung der Parameter a und b aus dem Shape-Faktor (+)

Messung Nr.	a ($\%/m_0 c^2$)	b ($m_0 c^2$)
1	- 0.55 \pm 0.77	+ 0.40 \pm 0.65
2	+ 0.59 \pm 0.58	- 0.38 \pm 0.34
3	- 0.70 \pm 0.57	+ 0.59 \pm 0.51
4	+ 0.06 \pm 0.40	- 0.07 \pm 0.27
5	- 0.38 \pm 0.91	- 0.15 \pm 0.85
6	+ 0.07 \pm 0.87	+ 0.28 \pm 0.78
7	+ 0.29 \pm 1.23	- 0.10 \pm 0.66
ungew. Mittelwert	- 0.09 \pm 0.18	+ 0.08 \pm 0.13
gew. Mittelwert	- 0.07 \pm 0.18	- 0.03 \pm 0.08

(+) Bereich der Anpassung: M1 bis M4 3100 bis 4800 keV
M5 bis M7 3400 bis 4800 keV

Tabelle 7 Bestimmung der Halbwertszeit von K^{38m}

Messung Nr.	Zeitintervall (msec)	Messzeit (sec)	χ^2	Halbwertszeit Untergrund(sec)	Halbwertszeit K^{38m} (sec)
1	80	5.12	1.14	3.03 ± 0.00	0.928±0.004
2	200	12.8	1.28	2.65 ± 0.03	0.950±0.020
3	200	12.8	0.87	3.40 ± 0.03	0.949±0.024
4	400	25.6	1.08	3.65 ± 0.12	0.944±0.026
5	100	6.4	0.83	4.73 ± 0.10	0.941±0.022
6	100	6.4	0.83	4.17 ± 0.00	0.934±0.026
7	40	8.0	0.96	1.13 ± 0.02	0.929±0.005
8	100	6.4	0.93	1.36 ± 0.02	0.921±0.008
9	100	20.0	1.00	3.37 ± 0.08	0.950±0.031
ungewichteter Mittelwert			0.99	3.05 ± 0.40	0.938±0.004
gewichteter Mittelwert					0.929±0.002

Tabelle 8 Einteilchen-Übergangsdichten für den $3^+ \rightarrow 2^+$ Übergang $K^{38}(\beta^+) Ar^{38} |54|$

j_f	j_i	$\Delta J = 1, \Delta T = 1$	$\Delta J = 2, \Delta T = 1$
5/2	5/2	+ 0.00329	+ 0.00435
5/2	1/2	0	+ 0.00567
5/2	3/2	+ 0.20503	+ 0.09484
1/2	5/2	0	- 0.00040
1/2	1/2	- 0.00129	0
1/2	3/2	+ 0.00027	+ 0.00051
3/2	5/2	- 0.00997	- 0.02442
3/2	1/2	+ 0.05176	+ 0.05026
3/2	3/2	- 0.80497	- 1.14354

Tabelle 9 Einteilchen-Matrixelemente für die sd-Schale (K^{38}) |56|
 (+) Vorzeichen ändert sich bei Vertauschung von j_i und j_f

Matrix- element	5/2 5/2	5/2 1/2	5/2 3/2	1/2 1/2	1/2 3/2	3/2 3/2
M_{101}^O	1.0954	0	-1.1711 ⁺	0.9258	0	-0.5855
M_{111}^O	$\frac{-4.0249}{MR}$	0	$\frac{0.7171^+}{MR}$	0	0	$\frac{1.4343}{MR}$
	-0.1919	0	0.0342 ⁺	0	0	0.0684

$$r_o = 1.31 \text{ fm} \quad |7|$$

$$R = r_o A^{1/3} = 0.0114$$

$$MR = 20.97$$

Aus den Tabellen 8 und 9 ergeben sich nach (6.8) die Matrixelemente:

$$A_{M101}^O = 0.2219$$

$$V_{M111}^O = -0.04834$$

LITERATURVERZEICHNIS

- (1) SCHOPPER, H.F.
WEAK INTERACTIONS AND NUCLEAR BETA DECAY
NORTH HOLLAND, AMSTERDAM (1966)
- (2) BLIN-STOYLE, R.J.
FUNDAMENTAL INTERACTIONS AND THE NUCLEUS
NORTH HOLLAND, AMSTERDAM AND LONDON (1973)
- (3) CABBIBO, N.
UNITARY SYMMETRY AND LEPTONIC DECAYS
PHYS.REV.LETT. 10 (1963), S.531-533
- (4) BEHRENS, H.
 $0^+ - 0^+$ SUPERALLOWED BETA TRANSITIONS AND THE WEAK
VECTOR COUPLING CONSTANT
KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE KFK REPORT 1840 (1973)
- (5) GELL-MANN, M.
TEST OF THE NATURE OF THE VECTOR INTERACTION IN BETA-DECAY
PHYS.REV. 111 (1958), S.362-365
- (6) VONACH, H., GLAESSEL, P., HUENGES, E., MAIER-KOMOR, P.,
ROESLER, H., SCHEERER, H.J., PAUL, H. AND SEMRAD, D.
PRECISION DETERMINATION OF Q-VALUES RELEVANT TO
SUPERALLOWED NUCLEAR BETA-DECAY
NUCL.PHYS. A278 (1977), S.189-203
- (7) RAMAN, S., WALKIEWICZ, T.A. AND BEHRENS, H.
SUPERALLOWED $0^+ - 0^+$ AND ISOSPIN-FORBIDDEN
FERMI-TRANSITIONS
ATOMIC DATA AND NUCLEAR DATA TABLES 16 (1975), S.451-494
- (8) LEE, Y.K., MO, L.W. AND WU, C.S.
EXPERIMENTAL TEST OF THE CONSERVED VECTOR CURRENT THEORY
ON THE BETA SPECTRA OF B12 AND N12
PHYS.REV.LETT. 10 (1963), S.253-258
- (9) WU, C.S.
THE UNIVERSAL FERMI INTERACTION AND THE CONSERVED
VECTOR CURRENT IN BETA DECAY
REV.MOD.PHYS. 36 (1964), S.618-632
- (10) BEHRENS, H. AND SZYBISZ, L.
THE DECAY OF THE $T=1$ ISOSPIN TRIPLET IN $A=12$ SYSTEMS
Z.PHYSIK A273 (1975), S.177-183
- (11) CALAPRICE, F.P. AND HOLSTEIN, B.R.
WEAK MAGNETISM AND THE BETA SPECTRA OF B12 AND N12
NUCL.PHYS. A273 (1976), S.301-325

- (12) DEUTSCH, J.P., MACQ, P.C. AND VAN ELMBT, L.
STATUS OF OUR EVIDENCE FOR CONSERVED VECTOR CURRENT:
A REMARK ON THE MEASUREMENT OF WEAK MAGNETISM
PHYS.REV. C15 (1977), S.1587-1588
- (13) GENZ, H., RICHTER, A., SCHMITZ, B.M. AND BEHRENS, H.
HALF-LIFE, ENDPOINT ENERGY, FT VALUE AND SHAPE FACTOR
IN THE BETA- DECAY OF F 20
NUCL.PHYS. A267 (1976), S.13-28
- (14) KOBELT, M.
MESSUNG DER SPEKTRUMSFORM DES EINFACHVERBOTENEN BETA-
UEBERGANGS PB 209 - BI 209 MIT EINEM EISENFREIEN
MAGNETISCHEN DOPPELLINSENSPEKTROMETER
DISSERTATION UNIVERSITAET (TH) KARLSRUHE (1973)
KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE KFK EXTERN 3/73-2 (1973)
- (15) THIES, W.G.
BESTIMMUNG DES SHAPE-FAKTORS VON BETA-SPEKTREN MIT
EINEM EISENFREIEN DOPPELLINSEN-SPEKTROMETER
DIPLOMARBEIT UNIVERSITAET (TH) KARLSRUHE (1972)
- (16) BLIN-STOYLE, R.J.
ISOSPIN IN NUCLEAR BETA-DECAY
IN: ISOSPIN IN NUCLEAR PHYSICS
EDITOR: WILKINSON, D.H., NORTH HOLLAND, AMSTERDAM (1969)
- (17) TOWNER, I.S. AND HARDY, J.C.
SUPERALLOWED $0^+ - 0^+$ NUCLEAR BETA-DECAYS
NUCL.PHYS. A205 (1973), S.33-55
- (18) JAUS, W.
CHARGE-DEPENDANT RADIATIVE CORRECTIONS TO THE FERMI-
MATRIX ELEMENT FOR PURE FERMI BETA-DECAYS
NUCL.PHYS. A162 (1971), S.97-110
- (19) JAUS, W.
RADIATIVE CORRECTION TO BETA-DECAY INCLUDING STRONG
INTERACTION EFFECTS
NUCL.PHYS. B6 (1968), S.408-420
- (20) SIRLIN, A.
RADIATIVE CORRECTIONS TO $G(\text{VECTOR})/G(\text{MUON})$ IN SIMPLE
EXTENSION OF THE $SU(2)*U(1)$ GAUGE MODEL
NUCL.PHYS. B71 (1974), S.29-51
- (21) WILKINSON, D.H. AND MACEFIELD, B.E.F.
THE NUMERICAL EVALUATION OF RADIATIVE CORRECTIONS OF
ORDER ALPHA TO ALLOWED NUCLEAR BETA-DECAYS
NUCL.PHYS. A158 (1970), S.110-116
- (22) HARDY, J.C. AND TOWNER, I.S.
SUPERALLOWED $0^+ - 0^+$ NUCLEAR BETA-DECAYS
AND CABBIBO UNIVERSALITY
NUCL.PHYS. A254 (1975), S.221-240

- (23) KROPF, A. AND PAUL, H.
LEAST SQUARES ADJUSTMENT OF THE COUPLING CONSTANTS IN
NUCLEAR BETA-DECAY
Z. PHYSIK 267 (1974), S.129-133
- (24) BEHRENS, H. AND SZYBISZ, L.
SHAPES OF BETA SPECTRA
PHYSIKDATEN 6-1, ZAED KARLSRUHE (1976)
- (25) MORITA, M.
BETA DECAY AND MUON CAPTURE
W.A. BENJAMIN INC., READING, MASSACHUSETTS (1973)
- (26) PAUL, H.
LEAST-SQUARES ADJUSTMENT OF THE COUPLING CONSTANTS IN
BETA-DECAY
NUCL. PHYS. A154 (1970), S.160-176
- (27) DANIEL, H.
SHAPES OF BETA-RAY SPECTRA
REV. MOD. PHYS. 40 (1968), S.659-672
- (28) BEHRENS, H. AND BUEHRING, W.
ELECTRON CAPTURE TO POSITON DECAY RATIOS AND
SECOND-CLASS CURRENTS
NUCL. PHYS. A232 (1974), S.230-234
- (29) PAUL, H.
INSTRUMENTAL DISTORTION OF BETA SPECTRA MEASURED IN AN
INTERMEDIATE-IMAGE SPECTROMETER
NUCL. INSTR. METHODS 37 (1965), S.109-120
- (30) REBSTOCK, K.
AUFBAU UND INBETRIEBNAHME EINES DOPPELLINSENSPEKTROMETERS
DIPLOMARBEIT UNIVERSITAET (TH) KARLSRUHE (1970)
- (31) LEDERER, C.M., HOLLANDER, J.M. AND PERLMANN, I.
TABLE OF ISOTOPES (6. EDITION)
JOHN WILEY AND SONS, NEW YORK (1967)
- (32) MARTIN, M.J. AND BLICHERET-TOFT, P.H.
RADIOACTIVE ATOMS AUGER-ELECTRON, ALPHA-, BETA-,
GAMMA- AND X-RAY DATA
NUCL. DATA A8 (1970), S.1-198
- (33) SCHRIEFER, D.
LSSQFT LEAST SQUARES FIT MIT NEBENBEDINGUNGEN
(1969) UNVEROEFFENTLICHT
- (34) SEMRAD, D.
ELEKTRONENSTREUEFFEKTE IM SIEGBAHN-SLAETIS
BETA-SPEKTROMETER
ACTA PHYS. AUSTR. 23 (1966), S.209-214

- (35) RIEHS, P.
ELEKTRONENRUECKSTREUUNG AN QUELLTRAEGERFOLIEN IM
BETASPEKTROMETER
ACTA PHYS. AUSTR. 18 (1964), S. 359-363
- (36) PAUL, H. AND HOFMANN, I.
BACKSCATTERING AND NOISE IN A SCINTILLATION DETECTOR
FOR A BETA-RAY SPECTROMETER
NUCL. INSTR. METH. 22 (1963), S. 141-148
- (37) GILS, H. J., FLOTHMANN, D., LOEHKEN, R., WIESNER, W.
A 4-PI BETA-GAMMA-COINCIDENCE SPECTROMETER USING SI(LI)
AND NAI(TL) DETECTORS
NUCL. INSTR. METH. 105 (1972), S. 179-188
- (38) GENZ, H., REISBERG, J., RICHTER, A., SCHMITZ, B. M.,
SCHRIEDER, G., WERNER, K. AND BEHRENS, H.
DETERMINATION OF HALF-LIFE, ENDPOINT ENERGY AND
SHAPE-FACTOR IN THE DECAY OF SI 27 AND NA 24 WITH AN
ON-LINE BETA SPECTROMETER
NUCL. INSTR. METHODS 134 (1976), S. 309-316
- (39) BEHRENS, H. AND JAENECKE, J.
NUMERICAL TABLES FOR BETA-DECAY AND ELECTRON CAPTURE
LANDOLT-BOERNSTEIN, NEW-SERIES, VOL. I/4
SPRINGER, BERLIN (1969)
- (40) PAUL, H.
RESOLUTION CORRECTION FOR AN IDEAL MAGNETIC
BETA-SPECTROMETER
NUCL. INSTR. METHODS 31 (1964), S. 307-313
- (41) MIKIRDITSIAN, M.
PRIVATE MITTEILUNG
- (42) SIRLIN, A.
GENERAL PROPERTIES OF THE ELECTROMAGNETIC CORRECTIONS
TO THE BETA DECAY OF A PHYSICAL NUCLEON
PHYS. REV. 164 (1967), S. 1767-1775
- (43) PESL, R.
DIPLOMARBEIT UNIVERSITAET (TH) KARLSRUHE (IN VORB.)
- (44) JAMES, F. AND ROOS, M.
MINUIT A SYSTEM FOR FUNCTION MINIMIZATION AND ANALYSIS
OF THE PARAMETER ERRORS AND CORRELATIONS
CERN DATA HANDLING DIVISION DD/75/20 (1975)
- (45) WONG, C.
BETA DECAY OF F17 AND C11
PHYS. REV. 95 (1954), S. 765-766
- (46) WAPSTRA, A. H. AND GOVE, N. B.
ATOMIC MASS TABLE
NUCL. DATA A9 (1971), S. 267-301

- (47) AJZENBERG-SELOVE, F. AND LAURITSEN, T.
ENERGY LEVELS OF LIGHT NUCLEI (VII) A=11-12
NUCL.PHYS. A114 (1968), S.1-142
- (48) BEHRENS, H., KOBELT, M., SZYBISZ, L. AND THIES, W.G.
ON THE C 11 - B 11 (BETA +) TRANSITION
NUCL.PHYS. A246 (1975), S.317-322
- (49) COHEN, S. AND KURATH, D.
SPECTROSCOPIC FACTORS FOR THE 1P SHELL
NUCL.PHYS. A101 (1967), S.1-16
- (50) ENDT, P.M. AND VAN DER LEUN, C.
ENERGY LEVELS OF A=21-44 NUCLEI (V)
NUCL.PHYS. A214 (1973), S.1-625
- (51) SQUIER, G.T.A., BURCHAM, W.E., FREEMAN, J.M., PETTY, R.J.,
HOATH, S.D. AND RYDER, J.S.
THE FT VALUE FOR THE SUPERALLOWED FERMI DECAY
K 38M (BETA +) AR 38
NUCL.PHYS. A242 (1975), S.62-74
- (52) ROBINSON, D.C.
BIAS IN A LEAST SQUARE METHOD OF ANALYSING DECAY DATA
NUCL.INSTR.METHODS 79 (1970), S.65-68
- (53) CALAPRICE, F.F., CHUNG, W. AND WILDENTHAL, B.H.
CALCULATION OF RECOIL-ORDER MATRIX ELEMENTS FOR THE
BETA DECAYS OF F 20 AND NA 20
CYCLOTRON LABORATORY REPORT
MICHIGAN STATE UNIVERSITY (1976) UNVEROEFFENTLICHT
- (54) WILDENTHAL, B.H.
PRIVATE MITTEILUNG
- (55) BEHRENS, H. AND BUEHRING, W.
NUCLEAR BETA DECAY
NUCL.PHYS. A162 (1971), S.111-144
- (56) BEHRENS, H.
PRIVATE MITTEILUNG
- (57) DANIEL, H. UND SCHMIDT-ROHR, U.
BETA ZERFALL DES N13 UND FIERZ-INTERFERENZ BEI
FERMI-WECHSELWIRKUNG
NUCL.PHYS. 7 (1958), S.516-525
- (58) WILKINSON, D.H. AND ALBURGER, D.E.
SUPERALLOWED FERMI BETA-DECAY: LIFETIMES OF CL34, K38M,
SC42, V46 AND MN50
PHYS.REV. C13 (1976), S.2517-2523

- (59) RYDER, J.S., CLARK, G.J., DRAPER, J.E., FREEMAN, J.M.,
BURCHAM, W.E., SQUIER, G.T.A.
THE SUPERALLOWED FERMI DECAY OF CL 34 AND THE VECTOR
WEAK INTERACTION
PHYS.LETT. 43B (1973), S.30-32
- (60) IBM SYSTEM/360 SCIENTIFIC SUBROUTINE PACKAGE
(360A-CM-03X) VERSION II
SUBROUTINE ALI (AITKEN-LAGRANGE VERFAHREN)
H 20-0205-2 (1966)
- (61) MAYER-KUCKUK, T. AND MICHEL, F.C.
COMPARISON OF THE BETA SPECTRA OF B12 AND N12
PHYS.REV. 127 (1962), S.545-554
- (62) GLASS, N.W. AND PETERSON, R.W.
DIRECT COMPARISON OF THE B12 AND N12 BETA SPECTRA
PHYS.REV. 130 (1963), S.299-305
- (63) CHERTOK, B.T., SHEFFIELD, C., LIGHTBODY, J.W., PENNER, S.
AND BLUM, D.
LOW-Q**2 ELECTRON SCATTERING FROM THE 15.109 MEV STATE
OF C12 AND THE CONSERVED-VECTOR-CURRENT TEST
PHYS.REV. C8 (1973), S.23-36