

Thesis-1972-Lynen

H a b i l i t a t i o n s s c h r i f t

zur

Erlangung der venia legendi

der

Fakultät für Physik und Astronomie

der

Ruprecht - Karl - Universität

Heidelberg

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081028

CERN LIBRARIES, GENEVA

vorgelegt von

Uli Lynen

aus Frankfurt am Main

1972

BEOBACHTUNG VON GAMMAÜBERGÄNGEN

IN LEICHTEN HYPERKERNEN

ZUSAMMENFASSUNG

Es werden der Aufbau und die Ergebnisse eines Experiments zum Nachweis von γ -Übergängen in leichten Hyperkernen beschrieben. Die K^- -Mesonen eines intensitätsreichen, niederenergetischen K-Strahls am CERN-Protonen-Synchrotron wurden in den Targets ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{16}\text{O}$ gestoppt. Die in Koinzidenz mit gestoppten K-Mesonen auftretende γ -Strahlung wurde mit zwei NaJ-Kristallen ($4.5'' \times 3''$ und $4.5'' \times 1''$ Größe) im Energiebereich von 250 keV bis 2.5 MeV gemessen.

Bei den Targets ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{16}\text{O}$ dominieren Kern- γ -linien, sodaß es nicht möglich war, Hyperkern- γ -linien in diesen Spektren zu identifizieren.

Mit den Lithium-Targets wurde eine Linie bei 1.09 MeV gefunden, die einem Übergang in ${}^4_\Lambda\text{H}$ oder ${}^4_\Lambda\text{He}$ zuzuordnen ist. Die Produktionsrate dieser Linie beträgt 0.14% pro gestopptem K-Meson in ${}^6\text{Li}$ und 0.37% in ${}^7\text{Li}$.

Eine zweite Linie wird bei 1.42 MeV mit einer Produktionsrate von 0.1% in ${}^6\text{Li}$ und 0.04% in ${}^7\text{Li}$ beobachtet. Diese Linie müßte ebenfalls ${}^4_\Lambda\text{H}$ oder ${}^4_\Lambda\text{He}$ zugeordnet werden, doch läßt sich in diesem Fall nicht mit Sicherheit ausschließen, daß sie dem Untergrund zugehört.

Die Energie der bei 1.09 MeV gefundenen Linie ist ein Maß für den spinabhängigen Anteil der Λ -N-Wechselwirkung. Die Auswirkungen auf die Bestimmung der s-Wellen-Streulängen und des ladungssymmetriebrechenden Anteils der Λ -N-Wechselwirkung werden diskutiert.

In dieser Arbeit wird über ein Experiment berichtet, das am Europäischen Kernforschungszentrum, CERN, in Genf durchgeführt wurde. Folgende Personen haben daran mitgewirkt:

B. Povh und V. Soergel,

1. Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

H. Piekarz, J. Piekarz und J. Pniewski,

Institute of Experimental Physics, University of Warsaw
und Institute for Nuclear Research, Warsaw

A. Bamberger, M. A. Faessler, H. G. Ritter und U. Lynen,
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

Ich danke allen Gruppenmitgliedern für die gute Zusammenarbeit.

Herrn Prof. Dr. W. Gentner möchte ich für die Ermöglichung dieser Arbeit, besonders aber für sein stetiges Interesse an ihrem Fortgang herzlich danken.

Mein besonderer Dank gilt den Herren Prof. Dr. B. Povh und Prof. Dr. V. Soergel. Ihre zahlreichen Ratschläge und ihre Kritik ermöglichten erst das Gelingen des Experiments.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
I. EINLEITUNG	1
II. AUFBAU DES EXPERIMENTS	6
1. Der K-Strahl	8
2. Das Zählerteleskop	11
3. Nachweis der γ -Strahlung	12
4. Čerenkovzähler für schnelle π -Mesonen	16
5. Auswahl der Targets	17
III. ERGEBNIS DER MESSUNGEN	
1. Spektren von ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$	19
2. Spektren von ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{16}\text{O}$	21
3. Identifizierung der γ -Linien von Hyperkernen	22
IV. DISKUSSION	25
LITERATURVERZEICHNIS	32

I. EINLEITUNG

Die Erforschung der starken Wechselwirkung zwischen den Nukleonen ist eines der grundsätzlichen Ziele der Kernphysik und der Hochenergiephysik. Für die Beschreibung der bisher gewonnenen experimentellen Daten durch semi-phänomenologische Potentiale, wie z.B. das Hamada-Johnston Potential (Ham 62), müssen 30 bis 50 freie Parameter angepaßt werden. Eine vergleichbare Übereinstimmung läßt sich mit Bosonen-Austausch-Potentialen (Bry 67, Lom 68) mit weniger als 20 freien Parametern erzielen, und diese sollten nicht nur die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, sondern ganz allgemein die Wechselwirkung zweier Baryonen beschreiben (Bry 68). Dabei tragen je nach den Quantenzahlen der betreffenden Baryonen die einzelnen Bosonen verschieden stark zur Wechselwirkung bei. Aus diesem Grund darf man hoffen, z.B. durch die Untersuchung der Hyperon-Nukleon-Wechselwirkung gewisse Austauschpotentiale untersuchen zu können, die man aus der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung nur sehr ungenau kennt (Dow 69).

Über die Hyperon-Nukleon-Wechselwirkung ist vor allem bei kleinen Energien nur wenig bekannt, weil die kurze Lebensdauer der Hyperonen von etwa 10^{-10} sec den Bau von niederenergetischen Hyperonenstrahlen erschwert. In Hyperon-Nukleon-Streuexperimenten (Ale 69, Eng 66) ist man vielmehr auf solche Ereignisse angewiesen, bei denen in der Blasenkammer selbst, z.B. durch die Wechselwirkung eines K^- -Mesons, ein Hyperon entsteht, das während seiner kurzen Lebensdauer an einem weiteren Kern gestreut wird. Zu diesen experimentellen Schwierigkeiten kommt noch, daß man in den Fällen, in denen für das Hyperon-Nukleon-System Zerfallskanäle offen sind, nur wenig über den Realteil der Wechselwirkung lernen kann, der ja für den Vergleich mit der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung besonders interessant ist. Es zeigt sich nämlich, daß die Absorption so stark ist, daß auch die elastische Streuung vorwiegend durch den Imaginärteil der Wechselwirkung bestimmt ist (Bry 68). Eine Ausnahme bildet das leichteste der Hyperonen, das Λ^0 -Teilchen (Isospin $T=0$, Strangeness $S=-1$). Es kann

bei kleinen Energien nicht durch die starke Wechselwirkung vernichtet werden, weil diese sowohl die Baryonenzahl als auch die Strangeness erhält. Weil die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen und dem Λ -Teilchen attraktiv ist, kann das Λ -Teilchen im Kernpotential der Nukleonen gebunden werden. Ein solcher Kern wird als Hyperkern bezeichnet.

Die Lebensdauer eines Hyperkerns beträgt wie die des freien Λ -Teilchens etwa 10^{-10} sec (Dav 67) und ist damit sehr groß gegenüber typischen Kernzeiten ($\sim 10^{-22}$ sec). Daher können Informationen über die Eigenschaften der Λ -N-Wechselwirkung aus der Untersuchung von Hyperkernen gewonnen werden (Dal 58), ähnlich wie zu Beginn der Kernphysik aus den Spins und Energiezuständen der Kernniveaus qualitative Information über die N-N-Wechselwirkung erhalten wurde. Verglichen mit unserem Kenntnis der N-N-Wechselwirkung werden die Ergebnisse der Λ -N-Wechselwirkung aus der Untersuchung von Hyperkernen oder aus Streuexperimenten wegen der experimentellen Schwierigkeiten stets wesentlich ungenauer bleiben. Trotzdem sollte es möglich sein, bestimmte Austauschkräfte besser bei der Λ -N-Wechselwirkung als bei der N-N-Wechselwirkung zu untersuchen, weil aus Isospinreasons für das Λ -N-System der Ein-Pionenaustausch verboten ist, der in der N-N-Wechselwirkung dominiert und den am besten verstandenen Anteil darstellt. Die Λ -N-Kräfte mit der größten Reichweite entstehen durch den Austausch von zwei π -Mesonen oder dem eines K-Mesons (siehe Abb. 1a). Aus diesem Grund können auch Dreikörperkräfte, bei denen das Λ -Teilchen mit zwei Nukleonen je ein π -Meson austauscht (siehe Abb. 1b), in Hyperkernen eine relativ große Rolle spielen (Dal 65).

Abgesehen von der Möglichkeit, die Λ -N-Wechselwirkung untersuchen zu können, sind Hyperkerne schon deshalb von Interesse, weil sie die allgemeinste Form der bezüglich starker Wechselwirkung stabilen Kernmaterie darstellen. Von Kerman und Lipkin (Lip 65, Ker 71) wurde vorhergesagt, daß angeregte Zustände von Hyperkernen, bei denen das Λ -Teilchen sich nicht im $1s$ -Zustand befindet, den kollektiven Teilchen-Loch-Anregungen in gewöhnlichen Kernen, wie z.B. den Analogzuständen, entsprechen sollten. Diese

Einführung von "Strangeness-Analogzuständen" ist eine Verallgemeinerung der isobarisch analogen Zustände auf der Basis der von Sakata vorgeschlagenen Form der SU_3 -Symmetrie (Sak 56) und ist für mögliche Experimente insofern von Interesse, als die Breite der bei etwa 10 bis 30 MeV Anregungsenergie erwarteten Zustände genügend klein sein sollte, um diese Niveaus untersuchen zu können.

Hyperkerne wurden 1952 zum ersten Mal in Emulsionen beobachtet, die der Höhenstrahlung ausgesetzt waren (Dan 53). Die neueren Untersuchungen erfolgen an separierten K^- -Strahlen, doch es wird weiterhin aufgrund der guten Ortsauflösung vorwiegend mit Emulsionen gearbeitet, und nur für die Untersuchung der leichtesten Hyperkerne werden Helium-Blaskammern verwendet. Die größte Ausbeute von Hyperkernen erhält man mit niederenergetischen oder im Target gestoppten K^- -Mesonen. Dabei kann ein Λ -Teilchen entweder direkt durch die Reaktion $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^-$ gebildet werden, oder es entsteht zuerst ein Σ -Hyperon $K^- + N \rightarrow \Sigma + \pi^-$, das in einer nachfolgenden Reaktion in ein Λ -Teilchen umgewandelt wird. Bei der Absorption an leichten Kernen, wie Kohlenstoff oder Sauerstoff, werden die so gebildeten Λ -Teilchen in etwa 10% der Fälle (Cse 69, Pni 70) vom Restkern oder einem Fragment davon eingefangen. Am häufigsten wird ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ beobachtet (2.5%), für ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ und ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ist die Produktionsrate etwa 1%, und die Bildung der schwereren Hyperkerne ist noch seltener (Pni 70). Aus der Energie der beim Zerfall des Hyperkerns emittierten Teilchen kann die Bindungsenergie B_{Λ} des Λ -Teilchens bestimmt und aus der Richtungskorrelation der Teilchen konnte für einige Hyperkerne auch der Spin gemessen werden (Dav 67). Wegen der relativ langen Lebensdauer der Hyperkerne von $\sim 10^{-10}$ sec werden auf diese Weise im allgemeinen die Eigenschaften der Grundzustände bestimmt. Nur im Falle von ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ und möglicherweise auch von ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ gelang es, angeregte Zustände zu beobachten (Boh 70, Eur 71).

Aus den gemessenen Bindungsenergien der Hyperkerne folgt durch Extrapolation, daß ein Λ -Teilchen in Kernmaterie ein attraktives Potential von etwa 30 MeV Tiefe sieht (Dav 62, Lem 65). Weiter kann man aus den gemessenen Spins,

$1/2$ für ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ und 0 für ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ (Amm 61, Amm 62, Blo 63), schließen, daß die Λ -N-Wechselwirkung im Gegensatz zur N-N-Wechselwirkung im Singulett-Zustand stärker attraktiv ist als im Triplett-Zustand. Eine eindeutige quantitative Bestimmung der Singulett- und Triplett-Streulängen a_s und a_t aus den gemessenen Bindungsenergien der s-Schalen-Hyperkerne ist jedoch nicht möglich, weil bereits die Berechnung dieser leichtesten Kerne sehr kompliziert ist. Die Bindungsenergien der Spiegelkerne ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ und ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ sind verschieden, sodaß man für die Λ -N-Wechselwirkung eine Ladungssymmetrieverletzung annehmen muß (Dal 64, Dow 66), und für ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ wird eine Bindungsenergie von nur 3 MeV gefunden, während man aus einer Extrapolation der Bindungsenergien von ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ und ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ für ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ etwa 6 MeV erwarten würde. Mögliche Erklärungen für diese schwache Bindung wären Dreikörperkräfte, die in ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ wegen des kleinen mittleren Abstandes der Nukleonen relativ stark in Erscheinung treten sollten (Dal 65), oder eine Unterdrückung der Zwei-Pionenaustauschkraft aus Isospin-Gründen (Bod 66). Weil der Rumpfkern ${}^4\text{He}$ den Isospin $T=0$ hat, muß bei dem Austausch von zwei π -Mesonen ein Zwischenzustand mit $T=1$ gebildet werden, der in ${}^4\text{He}$ bei einer besonders hohen Energie von über 20 MeV liegt.

In Λ -p-Streuexperimenten wurde der totale elastische Wirkungsquerschnitt gemessen (Ale 68, Sec 68), doch sind die Beiträge der Singulett- und der Triplett-Streuung einzeln nur sehr ungenau bekannt. Für eine solche Messung wären niederenergetische polarisierte Λ -Teilchen nötig, doch kennt man bisher noch keinen Erzeugungsprozeß dafür.

Eine recht direkte Bestimmung der Differenz $|a_s - a_t|$ der s-Wellen-Streulängen, die die Ergebnisse der Streuexperimente ergänzen würde, ist über die Untersuchung von angeregten Zuständen der Hyperkerne ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ oder ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ möglich (Dal 65). Die Grundzustände dieser Kerne haben Spin und Parität (0^+), und man erwartet teilchenstabile, angeregte Zustände (1^+), in denen die Spins des Λ -Teilchens und des ungepaarten Nukleons parallel eingestellt sind. Die Anregungsenergie dieser Zustände ist deshalb durch den spinabhängigen Anteil der Λ -N-Wechselwirkung bestimmt.

In dieser Arbeit sollen der Aufbau und die Ergebnisse eines Experiments beschrieben werden, in dem nach γ -Übergängen in leichten Hyperkernen gesucht wurde (Bam 71). Da es sich um das erste Experiment dieser Art handelt, sollte geklärt werden, inwieweit durch den Bau eines intensitätsreichen niederenergetischen K^- -Strahls die Untersuchung von Hyperkernen durch Zählerexperimente möglich ist. Eines der Ziele war die Bestimmung des spinabhängigen Anteils der Λ -N-Wechselwirkung aus der Beobachtung von angeregten Zuständen in Hyperkernen der Masse vier.

II. AUFBAU DES EXPERIMENTS

Die wichtigste Voraussetzung für das geplante Experiment war ein niederenergetischer, separierter Strahl, der eine möglichst große Zahl von gestoppten K^- -Mesonen liefert. Berücksichtigt man das Ansteigen des Produktionsquerschnitts von niederenergetischen K-Mesonen in Abhängigkeit von ihrer Energie (Dub 65), ferner die Zahl der K-Mesonen, die beim Abbremsen durch Kernstöße vernichtet werden sowie ihre kurze Lebensdauer von 1.2×10^{-8} sec, so ergibt sich, daß die Länge eines intensitätsreichen K-Strahls möglichst gering sein muß und daß der optimale Impuls der K-Mesonen bei etwa 700 MeV/c liegt. An die Separation der K- von den π -Mesonen wurden im Vergleich zu Blaskammerexperimenten nur geringe Anforderungen gestellt. Der Strahl sollte mit möglichst geringen Kosten aufgebaut werden, und es wurden nach Möglichkeit vorhandene Strahlelemente verwendet. Weil ein elektro-statischer Separator nicht verfügbar war, wurde für die Trennung von den π -Mesonen ein Moderator verwendet, in dem der spezifische Energieverlust niederenergetischer Teilchen ausgenutzt wird (Ker 55). Zur Verbesserung der optischen Eigenschaften wurde der Strahl auf einer gegen den Boden der Targethalle geneigten Ebene aufgebaut, sodaß sich der γ -Detektor 1.3 m höher als das Produktionstarget befand. Dieser komplizierte Aufbau hatte den großen Vorteil, daß der Strahl um 2 m verlängert werden konnte, ohne mit anderen Experimenten zu kollidieren, als sich der Untergrund an der zuerst vorgesehenen Stelle aufgrund der unerwartet hohen Intensität als zu hoch herausstellte.

Die Schwierigkeit bei der Beobachtung von γ -Übergängen in Hyperkernen liegt außer in der kleinen Produktionsrate dieser Kerne vor allem darin, daß bei der Absorption eines K^- -Mesons viele Teilchen erzeugt werden, die einen koinzidenten Untergrund bewirken. So werden geladene oder neutrale π -Mesonen und Nukleonen beim Absorptionsprozeß oder beim Zerfall der erzeugten Λ - oder Σ -Hyperonen emittiert. Weiterhin kann der Targetkern bei der Wechselwirkung mit den K^- -Mesonen zerplatzen, wobei schnelle Neutronen und γ -Strah-

len ausgesandt werden. Aus diesem Grund wurden nur sehr leichte Targetkerne wie ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ und ${}^9\text{Be}$ untersucht, in denen keine oder nur sehr wenige γ -Übergänge zu erwarten sind. Zusätzlicher Untergrund kann durch γ -Strahlen entstehen, die bei der Wechselwirkung von Neutronen im γ -Detektor selbst oder seiner Abschirmung erzeugt werden. Die Zahl der Neutronen, die bei der Absorption von K-Mesonen emittiert werden, sowie ihr Energiespektrum sind noch nicht genau gemessen worden. In Analogie zur Absorption von π -Mesonen, wo bei einem ${}^7\text{Li}$ -Target im Mittel 2.7 Neutronen emittiert werden (Hat 65), erwartet man für gestoppte K-Mesonen etwa 1.7 Neutronen. Von diesen haben nur 4% Energien über 60 MeV (Mic 67), wohingegen mit gestoppten π -Mesonen die Zahl dieser hochenergetischen Neutronen um einen Faktor sechs größer ist. Den größten Anteil bilden Verdampfungsneutronen aus dem durch die Absorption der K-Mesonen hoch angeregten Restkern und Neutronen vom Zerfall von Λ - oder Σ -Hyperonen. Die Energien dieser Neutronen liegen zum großen Teil unter 20 MeV. γ -Übergänge, die von der Wechselwirkung dieser Neutronen im γ -Detektor oder in seiner Nähe herrühren, sollten deshalb gegenüber γ -Übergängen aus dem Target um die Flugzeit der Neutronen verzögert sein. Für Neutronen von 20 MeV und eine Flugstrecke von 10 cm beträgt diese Zeit 1.7 nsec. Aus diesem Grund wurde nicht nur die Energie der γ -Strahlen, sondern auch die Zeitdifferenz zwischen stoppendem K-Meson und dem Nachweis der γ -Strahlung gemessen und auf diese Weise zwischen "prompten" und "verzögerten" Übergängen unterschieden. Um den Untergrund bestimmen zu können, der durch Neutronen mit Energien über 20 MeV verursacht wird, wurden π -Mesonen in den gleichen Targets bei gleichem experimentellem Aufbau gestoppt. Zwar reicht das Energiespektrum der Neutronen bei gestoppten π -Mesonen nur bis 140 MeV, wohingegen bei der Absorption von K-Mesonen an zwei Nukleonen Energien über 250 MeV möglich sind, doch sollte das auf die durch die Neutronen verursachten γ -Spektren keinen Einfluß haben. Die γ -Strahlung, die beim Zerfall von

π^0 -Mesonen entsteht, ist prompt und erzeugt mit Ausnahme der Positronenvernichtungslinie ein kontinuierliches Spektrum, von dem nur ein kleiner Teil in den untersuchten Energiebereich fällt.

1. Der K-Strahl

Der Strahl wurde am externen Target des langsam extrahierten Protonenstrahls am Protonen-Synchrotron des CERN aufgebaut. Abb. 2 zeigt eine perspektivische Ansicht der Strahlelemente. Die Wirkungsweise des Strahls sei im folgenden kurz beschrieben: Die erste Stufe besteht aus einem Quadrupoldoublet und einem Ablenkmagneten und fokussiert Teilchen eines bestimmten Impulses auf den Moderator, der sich zwischen den Backen des Impulsschlitzes befindet. Beim Durchlaufen des Moderators erleiden die Teilchen einen für die Teilchenart spezifischen Energieverlust. In der zweiten Stufe des Strahls, die ebenfalls aus einem Ablenkmagneten und einem Quadrupolpaar besteht, haben deshalb K- und π -Mesonen verschiedene Impulse (siehe Abb. 3), sodaß wegen der relativ großen Dispersion dieser Stufe von $2.2 \text{ cm}/1\% \Delta p/p$ die Brennpunkte beider Teilchenarten getrennt werden. Die Wirkungsweise der dritten Stufe, die ebenfalls einen Moderator enthält, ist analog zu der der zweiten. Die Verwendung von Moderatoren zur Trennung niederenergetischer Teilchen hat die folgenden Nachteile: Von der gewünschten Teilchenart geht ein großer Teil durch Kernstöße im Moderator verloren. Außerdem wird der Strahl durch Vielfachstreuung so aufgebläht, daß von den nachfolgenden Stufen nur noch ein Teil fokussiert werden kann. Aus der Vielfachstreuung resultiert ein großer Fokus und es läßt sich nur eine relativ schlechte Separation erzielen. Für das geplante Experiment mit gestoppten Teilchen waren diese Nachteile nicht sehr gravierend. Die Verluste durch Kernstöße sind unumgänglich, wenn gestoppte Teilchen benötigt werden, und die Verluste durch Vielfachstreuung werden teilweise dadurch kompensiert, daß der Strahl bei Verwendung eines Moderators um die Länge eines elektro-statischen

Separators kürzer gebaut werden kann. Die Größe des Fokus ist im Falle gestoppter Teilchen im wesentlichen durch den letzten Teil des Moderators bestimmt, und die π -Mesonenverunreinigung des Strahls ist genügend klein, um die π -Mesonen elektronisch identifizieren und für das Triggersignal verwenden zu können.

Um Verluste durch Vielfachstreuung möglichst klein zu halten, wurde der Moderator in den Zwischenfokus zwischen die Backen des Impulsschlitzes gesetzt. An dieser Stelle ist er während der zwei Wochen dauernden Strahlzeiten nicht zugänglich, und deshalb wurde als Moderatormaterial eine Flüssigkeit (Glyzerin) gewählt, mit der die folgenden Veränderungen des Moderators ferngesteuert durchgeführt werden konnten:

Die Öffnung des Schlitzes kann zwischen 0.5 und 10 cm eingestellt werden, was einem Impulsband $\Delta p/p$ bis zu $\pm 3\%$ entspricht.

Die Dicke des Moderators kann zwischen 10 und 50 g/cm² verändert werden, sodaß der Strahl für K-Mesonen und Antiprotonen mit Impulsen zwischen 500 und 700 MeV/c verwendet werden kann.

Dem Moderator kann eine Keilform gegeben werden, um dadurch das Impulsband in der nachfolgenden Stufe zu reduzieren.

Die Gesamthöhe von Impulsschlitz und regelbarem Moderator kann kleiner als 10 cm gehalten werden (bei einer Öffnung von 8 cm für den Strahl), sodaß das gesamte System teilweise in den zweiten Ablenkmagneten geschoben werden kann.

Bei den ersten Strahlzeiten wurde herausgefunden, daß die höchste Stopprate bei dem durch die Ablenkstärke der Quadrupolmagneten bedingten größtmöglichen Anfangsimpuls von 640 MeV/c erreicht wird. Weiter ergab sich, daß durch einen keilförmigen Moderator die Breite der Reichweitenkurve abnimmt und sich die Stopprate um einen Faktor zwei erhöht. Nach diesen Messungen wurde der Glyzerinmoderator durch einen geeignet geformten Moderator aus Kohlenstoff und einen Kupferkeil ersetzt.

Beim Aufbau des Strahls mußte berücksichtigt werden, daß von dem externen Target des Protonenstrahls bereits vier andere Strahlen ausgingen. Der kleinste mögliche Produktions-

winkel war deshalb 16° . Unter diesem Winkel erscheint das Primärtarget (Wolfram, 6.5 cm lang, 6 mm \emptyset) mit einer Größe von $17 \times 6 \text{ mm}^2$. Um trotz dieser relativ ausgedehnten Quelle eine gute Impulsdefinition auf dem Moderator zu erhalten, wurde der Strahl auf einer gegen den Boden der Targethalle um 16° geneigten Fläche aufgebaut. Dadurch wurde erreicht, daß für das Abbild des Produktionstargets am Ort des Moderators die kurze Seite mit der Richtung zusammenfällt, in der die Dispersion wirkt, d.h. in der sich der Impuls ändert.

Ursprünglich waren nur die beiden ersten Stufen des Strahls geplant und an diesem "kurzen" Strahl konnten pro PS-Puls (400 msec Dauer, 2.4 sec Pulsabstand) in einem Plexiglastarget von 7 g/cm^2 Dicke und 7 cm Durchmesser 6000 K^- -Mesonen gestoppt werden. Das Verhältnis der durch das Target fliegenden π -Mesonen zu den darin stoppenden K-Mesonen betrug 150/1. Die unerwartet hohe Stopprate ist auf den großen Impulsbereich von $\Delta p/p = \pm 2.3\%$, der von dem Strahl akzeptiert werden kann und auf die Verkleinerung des Impulsbandes in der zweiten Stufe aufgrund des keilförmigen Moderators zurückzuführen. Für die geplante γ -Spektroskopie mit einem $4.5'' \times 3''$ großen NaJ-Kristall stellte sich der Untergrund, der zum größten Teil auf die geladenen Teilchen des Strahls zurückzuführen war, als zu hoch heraus. Aus diesem Grund wurde der Strahl um eine weitere Stufe verlängert. Da die Optik der ersten beiden Stufen für den kurzen Strahl optimiert war und beim Anfügen der dritten Stufe nicht verändert werden konnte, beträgt die Zahl der am langen Strahl gestoppten K^- -Mesonen nur 1000 pro PS-Puls. Die Untergrundbedingungen waren wegen der kleineren Intensität und auch aufgrund der größeren Entfernung vom Produktionstarget wesentlich besser, und deshalb wurden die geplanten Experimente am langen Strahl durchgeführt. Die Parameter des langen und des kurzen Strahls sind in Tab. 1 aufgeführt.

2. Das Zählerteleskop

Das Zählerteleskop (siehe Abb. 4) wird benötigt, um die K-Mesonen im Untergrund der π -Mesonen zu identifizieren und um nachzuweisen, daß sie im Target stoppen. Der Impuls der Teilchen, die in das Zählerteleskop gelangen, beträgt 430 MeV/c. Bei diesem Impuls können K- und π -Mesonen wegen ihrer verschiedenen Geschwindigkeit durch die beiden Plexiglas-Čerenkovzähler \check{C}_1 und \check{C}_2 unterschieden werden. Durch beide Zähler zusammen wird eine Unterdrückung der π -Mesonen um mehr als einen Faktor 10^4 erreicht. Für gestoppte K-Mesonen ist diese Identifizierung, die am Anfang des Zählerteleskops erfolgt, nicht ausreichend, weil etwa 60% der K-Mesonen beim weiteren Abbremsen durch Kernstöße vernichtet werden. Dabei können π -Mesonen entstehen, die mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit die nachfolgenden Zähler triggern und dadurch ein stoppendes K-Meson vortäuschen. Aus diesem Grund werden die K-Mesonen zusätzlich durch Impulshöhendiskriminierung besonders in den letzten Plastikszintillatoren S_3 und S_4 nachgewiesen. An dieser Stelle ist die Geschwindigkeit der K-Mesonen bereits so klein, daß ihr Energieverlust um mehr als einen Faktor drei größer ist als der der meisten π -Mesonen. Die beiden Čerenkovzähler und die Impulshöhendiskriminierung zusammen ergeben eine Unterdrückung der π -Mesonen um mehr als einen Faktor 10^5 . Trotzdem kann nicht ausgeschlossen werden, daß in etwa 10% der Triggersignale außer einem K-Meson auch ein π -Meson im Target stoppt (Bac 70). Diese π -Mesonen resultieren aus dem Zerfall von Λ -Teilchen ($\Lambda \rightarrow p + \pi^-$), die bei der Absorption der K-Mesonen gebildet wurden und erscheinen deshalb in echter Koinzidenz. Ihre Energie beträgt etwa 35 MeV, und deshalb wird ein großer Teil noch im Target abgestoppt. Der Zähler S_4 , der sich direkt vor dem Target befindet, hat eine Dicke von nur 2 mm, weil nicht unterschieden werden kann, ob ein K-Meson in ihm oder im Target zur Ruhe kommt. Mit dem Antizähler S_5 werden diejenigen Triggersignale verworfen, bei denen die K-Mesonen nicht im Target abgestoppt werden. Eine Reichweitenkurve, die mit diesem Zählerteleskop aufgenommen wurde, ist in Abb. 5 gezeigt.

3. Nachweis der γ -Strahlung

Für die Messung der γ -Strahlung wurden zwei NaJ-Kristalle von 4.5" x 3" und 4.5" x 1" Größe verwendet. Für die Wahl von NaJ-Detektoren sprach ihre große Photopeak-Nachweiswahrscheinlichkeit und ihre gute Zeitauflösung. Die Verwendung von Ge-Zählern mit ihrer wesentlich besseren Energieauflösung hätte keine Vorteile gehabt, weil leichte Hyperkerne bei ihrer Bildung einen Rückstoß von etwa 250 MeV/c erhalten, sodaß bei Verwendung von leichten Targets eine Dopplerverbreiterung von etwa 10% erwartet wird. Aus diesem Grund wäre bei Verwendung von Ge-Detektoren außer ihrer kleineren Nachweiswahrscheinlichkeit auch die Höhe der Linien von Hyperkernen verglichen zur Höhe des Untergrundes um einen Faktor acht niedriger gewesen als mit NaJ-Kristallen.

Der experimentelle Aufbau wurde bereits in Abb. 4 gezeigt. Der Abstand zwischen der Oberfläche der NaJ-Kristalle und der Targetmitte betrug 10 cm. Geladene Teilchen, die aus dem Target in den NaJ-Zähler gelangten, wurden durch 2mm dicke Plastiksintillatoren vor den Kristallen nachgewiesen, um die zugehörigen Impulse für die γ -Spektroskopie verwerfen zu können. Die NaJ-Kristalle waren durch Blei gegen π -Mesonen im Halo des Strahls und gegen Teilchen, die im ersten Teil des Zählerteleskops erzeugt oder gestreut wurden, abgeschirmt. Um den Untergrund möglichst klein zu halten, der auf die Wechselwirkung von Neutronen in der Abschirmung zurückzuführen ist, wurde das Blei in einem Abstand von mehr als 20 cm von den Kristallen aufgebaut. Aus dem gleichen Grund wurde auch die Eisenabschirmung der für die γ -Spektroskopie verwendeten Fotovervielfacher entfernt, und statt dessen eine 2.5 cm dicke Eisenwand hinter dem letzten Quadrupolmagnet zur Abschirmung der Magnetfelder aufgestellt.

Der große NaJ-Kristall war an einen 58 AVP Fotovervielfacher angeschlossen, um die bestmögliche Zeitauflösung zu erreichen. Wegen der hohen Zählraten wurde die Hochspannung für diesen Fotovervielfacher einem Kaskadengenerator entnommen, mit dem man bei kleiner Leistung auch in den letzten

Stufen einen Querstrom erhält, der wesentlich größer ist als der entsprechende Dynodenstrom. Die Zählraten betragen während des Experiments 10^5 Impulse/sec, von denen einige tausend durch geladene Teilchen verursacht waren und Energien von 50 MeV oder mehr entsprachen. Um mit dem mittleren Anodenstrom des Fotovervielfachers nicht den zulässigen Grenzwert von 2 mA zu überschreiten, wurde die Hochspannung auf 1700 Volt gesenkt (Sollwert 2400 V). Bei dieser Spannung betrug der mittlere Anodenstrom während des PS-Pulses 1.5 mA und die Zeitauflösung war noch nicht verschlechtert. Um Verstärkungsänderungen aufgrund der Zeitstruktur des Protonenstrahls auszuschließen, wurde der Fotovervielfacher durch eine Glimmlampe, die die Fotokathode beleuchtete, so belastet, daß sein Anodenstrom während des Pulses konstant war. Die Helligkeit dieser Lampe wurde durch den Anodenstrom des Fotovervielfachers gesteuert. Um Verstärkungsänderungen zu Beginn des PS-Pulses auszuschließen, wurde diese Regelung 100 msec vor jedem Puls eingeschaltet.

Das Blockschaltbild der Elektronik ist in Abb. 6 gezeigt. Es wurden nur diejenigen γ -Impulse verarbeitet, die in Koinzidenz mit einem gestoppten K-Meson beobachtet wurden. Der für die Koinzidenz notwendige Zeitimpuls des NaJ-Kristalls wurde einem constant-fraction-timing-discriminator (cftd) entnommen, in den die auf 32 nsec geklippten Anodenimpulse gefüttert wurden. Um die Nachweisschwelle so tief wie möglich in das Rauschen setzen zu können, ohne den cftd zu überlasten, war ein lineares Tor vor den cftd geschaltet, das für jedes gestoppte K-Meson geöffnet wurde. In einer ersten Koinzidenzstufe (co1) wurde geprüft, ob ein γ -Impuls innerhalb von 30 nsec mit einem gestoppten K-Meson gesehen wurde. War diese erste, sehr grobe Bedingung erfüllt, so wurde die Zeitdifferenz zwischen beiden Impulsen mit einer zweiten Koinzidenzstufe (tac), die zusammen mit dem nachfolgenden Integrator als Zeit-zu-Amplituden-Konverter arbeitete, gemessen. Die Energieinformation wurde der zwölften Dynode entnommen. Weil durch den Kaskadengenerator eine niederfrequente Wechselspannung von 100 mV auf den Dynoden liegt, wurde das Dynodensignal durch einen Impulstransformator mit einer Zeitkonstante von

500 nsec differenziert. Danach wurde das Energiesignal auf ein lineares Tor gegeben, das durch die Koinzidenzstufe co1 für 400 nsec geöffnet wurde. Das integrierte Energiesignal wurde zusammen mit dem zugehörigen Zeitsignal in der ersten Hälfte eines zweidimensionalen Vielkanalanalysators (Scipp, 10 000 Kanäle) gespeichert. Um "pile-up"-Effekte für das Energiesignal zu vermeiden, wurde das Signal der vierzehnten Dynode auf einen "updating discriminator" gegeben und dadurch nach jedem Impuls eine Totzeit von 200 nsec oder mehr, je nach der Höhe des letzten Impulses eingeführt. Weiterhin wurde nach jedem akzeptierten Impuls die Koinzidenzstufe co1 für 3 μ sec gesperrt.

Besonderer Wert wurde darauf gelegt, daß die Eichspektren von ^{56}Co - und ^{203}Hg -Quellen unter genau den gleichen Bedingungen aufgenommen wurden wie die γ -Spektren der Hyperkerne. Aus diesem Grund waren die Eichquellen auf einen kleinen Plastikszintillator aufgetrocknet, mit dem die die γ -Übergänge begleitenden β -Strahlen nachgewiesen wurden. Auf diese Weise gelang es, die Eichspektren aus dem hohen allgemeinen Untergrund herauszusondern. Die Impulse der Plastikszintillatoren wurden durch eine zufällige Koinzidenzbedingung mit einem der Zähler des Teleskops mit der Zeitstruktur des Protonenstrahls gewichtet und anschließend in einer Oder-Stufe den Teleskopsignalen beigemischt. Auf diese Weise konnten die Eichspektren genau den gleichen Koinzidenzbedingungen unterworfen werden wie die anderen Spektren. Die Trennung beider Spektren erfolgte bei der Speicherung im Analysator, und zwar wurden die Ereignisse, bei denen der Plastikszintillator der Eichquellen angesprochen hatte, in der oberen Hälfte des Analysators gespeichert. Über die Position der Eichlinie bei 1.24 MeV im Analysator wurde die Verstärkung des gesamten γ -Nachweissystems über lange Zeit stabilisiert.

Der zweite NaJ-Kristall von 4.5" x 1" Größe wurde vor allem zur Untersuchung des Energiebereichs unterhalb von 500 keV verwendet. Er war an sieben XP 1010 Fotovervielfacher angeschlossen, weil für diesen dünnen Kristall die Energieauflösung durch die Inhomogenität der Photokathode eines 58 AVP Fotovervielfachers stark verschlechtert wurde. Die

Energiesignale wurden den Anoden entnommen und passiv addiert. Die geklippten Signale der zehnten Dynoden wurden gemischt und als Zeitsignal verwendet. Die Spannungen der sechs am Rand sitzenden Fotovervielfacher wurden so eingestellt, daß sich gleiche Impulshöhen ergaben, und für die mittlere Röhre wurde die Spannung gewählt, mit der die beste Energieauflösung des gesamten Systems erhalten wurde. Die weitere Nachweiselektronik war die gleiche wie für den großen Kristall.

Die Energieauflösung im Strahl betrug für den großen NaJ-Kristall 11% bei 1 MeV und für den kleinen 9%. Die zugehörige Zeitauflösung war 2 nsec für beide Zähler. Mit dem großen NaJ-Kristall wurde der Energiebereich von 250 keV bis 2.5 MeV und mit dem kleinen Kristall ein Bereich von 120 keV bis 1.5 MeV untersucht.

Die Messung der Zeitauflösung, vor allem aber die Bestimmung des prompten Zeitbereichs, erfolgte mit Kerngamma-linien, die mit den schwereren Targets ^9Be , ^{12}C und ^{16}O beobachtet wurden. Die Lage des prompten Zeitbereichs und die Energieabhängigkeit der Zeitauflösung sind in Abb. 7 dargestellt. Unterhalb von 500 keV konnten keine Kerngamma-linien beobachtet werden, und deshalb wurde hier der prompte Bereich über die ebenfalls zweidimensional aufgenommenen Eichspektren definiert. Dieses Verfahren konnte mit dem kleinen Kristall überprüft werden, wo bei der Messung mit gestoppten K-Mesonen im Spektrum von ^{16}O der pionische 2p-1s Übergang bei 160 keV beobachtet wurde. Die Zeitverteilung dieses Übergangs stimmt mit der aus den Eichspektren gewonnenen überein (siehe Abb. 7).

Mit der erzielten Zeitauflösung von 2 nsec war es möglich, die γ -Strahlung als verzögert zu erkennen, die aus der Wechselwirkung von Neutronen mit Energien unter 20 MeV im NaJ-Detektor oder seiner Umgebung herrührte. Durch diese Diskriminierung der prompten von den verzögerten Spektren wurde der Untergrund für die Beobachtung von γ -Übergängen in Hyperkernen um einen Faktor drei reduziert, vor allem kann auf diese Weise der größte Teil des diskreten Untergrundes ausgeschlossen werden.

4. Čerenkovzähler für schnelle π^- -Mesonen

Mit diesem Zähler sollten hochenergetische π^- -Mesonen nachgewiesen werden, die bei der Absorption der K-Mesonen entstehen, um dadurch diejenigen Reaktionkanäle ausschließen zu können, bei denen das K-Meson an einem Proton absorbiert oder in denen ein Σ -Hyperon gebildet wurde. Auf diese Weise erhält man eine Anreicherung der γ -Übergänge von Hyperkernen, die durch die Reaktion $K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$ gebildet wurden. Findet diese Reaktion an einem gebundenen Neutron der Bindungsenergie B_n statt, so beträgt im Falle von freien Λ -Teilchen die maximale Energie der π^- -Mesonen $178 \text{ MeV} - B_n$. Ist das Λ -Teilchen jedoch im Restkern gebunden, so ist die Energie der π^- -Mesonen um die Bindungsenergie des Λ -Teilchens höher. Ein Triggersignal, bei dem in Koinzidenz mit einem gestoppten K-Meson ein π^- -Meson mit einer Energie über 170 MeV gefordert wird, ist daher spezifisch für die Bildung des Hyperkerns $\Lambda(Z, N-1)$ ausgehend vom Targetkern (Z, N) . Für einen solchen Trigger wäre ein Čerenkovzähler mit einer Ansprechschwelle von 170 MeV besonders geeignet. Hierzu würde jedoch ein Material mit einem Brechungsindex von 1.12 benötigt, das es in fester oder flüssiger Form nicht gibt, und ein Hochdruck-Gaszähler wäre zu aufwendig gewesen. Das Material mit dem kleinsten Brechungsindex, das sich einfach verwenden läßt, ist FC 75 (Brechungsindex 1.27), und mit geeigneter Impulshöhendiskriminierung kann man eine Ansprechschwelle bei etwa 130 MeV erreichen. Bei dieser Schwelle erhält man für γ -Übergänge des Hyperkerns $\Lambda(Z, N-1)$ noch immer eine Anreicherung von etwa einem Faktor sieben.

Es wurden drei Čerenkovzähler aufgebaut, die zusammen einen Raumwinkel von 1.4 sr überdeckten. Jeder Zähler bestand aus einem runden Plexiglas-Zylinder von 12 cm \varnothing und 4 cm Höhe, der mit FC 75 gefüllt und auf einen 58 DVP Fotovervielfacher aufgesetzt war. Vor jedem Čerenkovzähler befand sich ein 2 mm dicker Plastikszintillator, um die geladenen Teilchen nachzuweisen. Die Energieeichung dieser Zähler wurde an einem π^- -Mesonenstrahl am PS durchgeführt. Bei einer Diskriminatorschwelle von 100 mV war die Ansprech-

wahrscheinlichkeit für π -Mesonen von 170 MeV größer als 95%, wohingegen sie für Pionen von 100 MeV nur 10% betrug. Pulse über 500 mV wurden verworfen, weil sie auf Elektronen zurückzuführen sind, die durch γ -Konversion im Čerenkovzähler entstanden.

5. Auswahl der Targets

Für die Suche nach γ -Übergängen in Hyperkernen wurden Targets aus metallischem ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ und ${}^9\text{Be}$ bestrahlt. Die Größe dieser Targets war 10 cm x 5 cm, bei einer Dicke von etwa 5 g/cm². Das ${}^6\text{Li}$ war zu 95.5% angereichert und als ${}^7\text{Li}$ -Target wurde natürliches Li-Metall genommen. Außer diesen Targets wurden auch ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{16}\text{O}$ untersucht, weil die Spektren dieser Elemente als Untergrund bei den anderen Messungen auftreten können und weil durch die in diesen Targets beobachteten Kerngammalinien der prompte Bereich im Zeitspektrum festgelegt werden konnte.

Bei Verwendung von Li-Targets kann in dem untersuchten Energiebereich unter 2,5 MeV nur der γ -Übergang in ${}^7\text{Li}$ bei 480 keV angeregt werden. Diese Linie ist insofern nicht störend, als die Nachweisgrenze für mögliche Hyperkernlinien in diesem Energiebereich durch die Positronenvernichtungslinie bei 511 keV bereits sehr hoch ist. In den schwereren Targets wie ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{16}\text{O}$ erwartet man eine Reihe von Kerngammalinien, durch die der Nachweis von Hyperkernlinien in den betreffenden Energiebereichen erschwert wird.

Es gibt zwei Gründe, warum für die Suche nach angeregten Zuständen in Hyperkernen der Masse vier kein Helium-Target verwendet wurde: Der erste Grund ist, daß durch die Kammer eines Helium-Targets zusätzlicher Untergrund entsteht und daß wegen der geringen Dichte von 0.12 g/cm³ nur ein kleiner Teil der K-Mesonen in einem Target gestoppt werden kann, für das der γ -Detektor einen genügend großen Raumwinkel hat. Der zweite und entscheidende Grund ist, daß man die Umwandlung eines Nukleons in ein Λ -Teilchen als eine "strangeness"-Austauschreaktion betrachten kann und daß deshalb das Λ -Teilchen bevorzugt die gleiche Spineinstellung wie das umge-

wandelte Nukleon besitzt. Aus diesem Grund sollte mit einem Helium-Target ein Hyperkern der Masse vier in den meisten Fällen im Grundzustand gebildet werden, wohingegen der interessierende angeregte Zustand, dessen Spin und Parität 1^+ ist, nur durch Spin-Flip entstehen kann und deshalb relativ selten gebildet wird. Bei der Verwendung von schwereren Targets erwartet man die gleiche Produktionsrate von Hyperkernen der Masse vier wie mit einem Helium-Target, jedoch sollte die Bildung des angeregten Zustandes nicht so stark unterdrückt sein.

III. ERGEBNISS DER MESSUNGEN

1. Spektren von ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$

Die prompten Spektren, die mit dem großen NaJ-Kristall mit gestoppten K- und π -Mesonen gemessen wurden, sind in den Abbildungen 8 und 9 gezeigt. Die stärkste Linie in allen Spektren entsteht durch die Positronenvernichtungsstrahlung bei 511 keV. Die Energie dieser Linie ist im Spektrum von ${}^7\text{Li}$ um 15 keV zu kleineren Energien hin verschoben, was auf einen Beitrag der Linie bei 480 keV hinweist. In den Spektren mit gestoppten π -Mesonen findet man eine Reihe von Übergängen mit Intensitäten von etwa 0.1%, die man ebenfalls, jedoch mit wesentlich stärkeren Intensitäten, in den Spektren von ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{16}\text{O}$ beobachtet. Dies deutet darauf hin, daß etwa 3% der π -Mesonen in ${}^{12}\text{C}$ gestoppt und ein weiterer Teil ($< 1\%$ für das ${}^6\text{Li}$ und $\sim 6\%$ für das ${}^7\text{Li}$ Target) von ${}^{16}\text{O}$ eingefangen werden. Den Beitrag von Kohlenstoff kann man durch den Plastiksintillator S_4 erklären, der direkt vor dem Target sitzt, und der Sauerstoffanteil ist auf eine Oxydation der Oberfläche, vor allem des ${}^7\text{Li}$ -Targets, zurückzuführen. Zwei weitere Linien werden bei 1.32 MeV und 1.8 MeV beobachtet, die sich durch die Wechselwirkung sehr schneller Neutronen in dem γ -Detektor sowie in seiner Aluminium-Einfassung erklären lassen.

Um den Ursprung der Linie bei 1.32 MeV aufzuklären und um zu untersuchen, welche Linien durch die Wechselwirkung von Neutronen im NaJ-Kristall und seiner Einfassung entstehen, wurden bei einer Messung mit gestoppten π -Mesonen zusätzliche Stücke von Natrium, Aluminium und Jod zwischen das Target und den NaJ-Kristall geschoben. Die Spektren von Natrium und Aluminium sind in der Abbildung 10 gezeigt. Man findet, daß die Linie bei 1.32 MeV vor allem auf γ -Übergänge in Natrium zurückzuführen ist und daß Aluminium zu weniger als 20% beiträgt. Weil Natrium ein Bestandteil des γ -Detektors ist, können nur solche Reaktionen scharfe Linien ergeben, bei denen keine geladenen Reaktionsprodukte entstehen. Der Übergang bei 1.32 MeV ist auf die

Reaktion $^{23}\text{Na}(n,2n)^{22}\text{Na}$ zurückzuführen, wobei in ^{22}Na γ -Übergänge von 1.28, 1.36 und 1.40 MeV bekannt sind. Weiterhin kann der stärkste Übergang von 1.28 MeV teilweise mit dem nachfolgenden Übergang von 60 keV aufstocken.

In den Spektren mit gestoppten K-Mesonen, deren Statistik um einen Faktor 10 schlechter ist, wird von den Linien, die mit gestoppten π -Mesonen gesehen werden, nur der Übergang bei 720 keV in ^{10}B beobachtet. Mit dem ^7Li -Target erscheint jedoch eine Linie bei 1.09 MeV mit einer relativ großen Intensität von 0.37%. Diese Linie ist in ^6Li ebenfalls zu sehen, ihre Intensität ist mit 0.14% jedoch wesentlich kleiner. In ^6Li findet man eine zweite Linie bei 1.42 MeV mit einer Intensität von 0.1%, die im Spektrum von ^7Li erst bei genauer Auswertung zu erkennen ist und deren Intensität von 0.04% direkt an der Nachweisgrenze liegt. In Tab. 2 sind die mit beiden NaJ-Kristallen gemessenen Energien und Intensitäten der Linien bei 1.09 und 1.42 MeV zusammengestellt. Auf die genaue Identifizierung der Übergänge bei 1.09 und 1.42 MeV, die sich nicht als Kerngammastrahlung erklären lassen, wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

Die prompten Spektren, die mit dem kleinen NaJ-Kristall mit gestoppten K-Mesonen aufgenommen wurden, sind in der Abbildung 11 gezeigt. Alle Linien mit Energien unter 1.6 MeV, die mit dem großen NaJ-Zähler beobachtet wurden, sind auch hier zu sehen, und die gemessenen Produktionsraten stimmen überein. Im Energiebereich unter 500 keV wurde keine weitere Linie gefunden.

Die Nachweisgrenze für γ -Linien von Hyperkernen im Energiebereich von 120 keV bis 2.2 MeV liegt für die Messung mit dem ^6Li Target bei einer Produktionsrate von weniger als 0.03% pro gestopptem K-Meson. Davon ausgenommen ist der Bereich um 511 keV, in dem die Positronenvernichtungslinie beobachtet wird. Bei 720 keV wird der γ -Übergang vom ersten angeregten Zustand in ^{10}B gesehen, wodurch die Nachweisgrenze für γ -Linien von Hyperkernen in diesem Bereich auf 0.1% ansteigt. Für das ^7Li Target liegt die Nachweisgrenze aufgrund der schlechteren Statistik bei etwa 0.05%, auch hier mit Ausnahme der Bereiche um 511 und 720 keV.

2. Spektren von ^9Be , ^{12}C und ^{16}O

Die mit gestoppten K- und π -Mesonen gemessenen Spektren sind in den Abbildungen 12 bis 14 gezeigt. Fast alle Linien in diesen Targets werden sowohl mit K- als auch mit π -Mesonen beobachtet und lassen sich γ -Übergängen in Restkernen zuschreiben, die aus den Targetkernen durch Emission von einem oder zwei Nukleonen entstanden sind. Die Zuordnung der gemessenen Linien und ihre Produktionsraten sind in Tab. 3 zusammengestellt. Vergleicht man die mit K- und π -Mesonen gemessenen Intensitäten, so findet man, daß Übergänge in Restkernen, die durch Emission von zwei Nukleonen entstanden sind, vergleichbare Intensitäten haben. Dies ist insofern erstaunlich, als π -Mesonen immer, aber K-Mesonen in nur 20% der Fälle (Bur 64) an zwei Nukleonen absorbiert werden. Deutliche Unterschiede in den Intensitäten findet man bei Übergängen in Restkernen, die durch die Emission eines Nukleons entstehen. Sie werden mit gestoppten K-Mesonen etwa viermal häufiger angeregt als mit π -Mesonen.

Die einzige Linie, die nur mit gestoppten K-Mesonen beobachtet wird und die sich nicht als Kerngammalinie erklären läßt, ist im Spektrum von ^9Be bei 0.32 MeV zu sehen. Diese Linie wurde jedoch bei den ersten Messungen auch in den Spektren von ^7Li gefunden, wo sie bei den letzten Messungen, bei denen das Material in der Nähe des NaJ-Detektors stark reduziert war, nicht mehr erscheint (siehe Abb. 9). Mit diesem verbesserten Aufbau konnte das ^9Be -Target nicht noch einmal untersucht werden, und deshalb kann man nicht ausschließen, daß die Linie bei 0.32 MeV im Spektrum von ^9Be dem Untergrund zuzuordnen ist.

Für die Beobachtung der Linie bei 1.09 MeV, die in den Lithium-Spektren gefunden wurde, sind die Verhältnisse in den schwereren Targets besonders ungünstig, weil in allen Targets Kerngammaübergänge bei etwa 1 MeV mit Intensitäten von 1% oder mehr angeregt werden. Aus diesem Grund kann für die Intensität der Linie bei 1.09 MeV nur eine obere Grenze von 0.2% bis 0.4% angegeben werden. Diese obere Grenze ist mehr als zweimal höher als die Intensität, mit der die Linie

im Spektrum von ${}^6\text{Li}$ beobachtet wird und enthält deshalb nur eine geringe Information.

Die Beobachtung der zweiten möglichen Hyperkernlinie bei 1.42 MeV wird durch die schlechte Statistik der Spektren und im Falle von ${}^{12}\text{C}$ auch durch den möglichen Übergang bei 1.44 MeV in ${}^{10}\text{B}$ erschwert. Mit gestoppten π -Mesonen wird jedoch in ${}^9\text{Be}$ und in ${}^{16}\text{O}$ der Übergang bei 1.32 MeV beobachtet.

3. Identifizierung der γ -Linien von Hyperkernen

Die große Schwierigkeit, einen γ -Übergang einem Hyperkern zuzuordnen, liegt darin, daß der Nachweis eines gestoppten K-Mesons kein spezifischer Trigger für die Bildung von Hyperkernen ist. Im vorliegenden Experiment mußte deshalb der Nachweis, daß ein γ -Übergang zu einem Hyperkern gehört, im wesentlichen indirekt erbracht werden. Die einzigen direkten Bedingungen sind, daß eine Linie mit gestoppten K-Mesonen angeregt wird und daß ihre Zeitverteilung prompt ist. Diese Kriterien sind nicht sehr spezifisch für γ -Übergänge in Hyperkernen und deshalb kommt das größere Gewicht den indirekten Bedingungen zu. Danach darf eine Linie nicht mit gestoppten π -Mesonen beobachtet werden, und sie darf sich auch nicht als γ -Übergang im Targetkern oder einem möglichen Fragment erklären lassen. Die Zuordnung zu einem K-mesonischen oder Σ -hyperonischen Atom konnte ausgeschlossen werden, weil diese Übergänge in den verwendeten Targetkernen bei Energien unter 200 keV liegen.

Für die Linie bei 1.09 MeV kann der Nachweis, daß sie zu einem Hyperkern gehört, am besten geführt werden, weshalb sie zuerst besprochen werden soll. Ihre Zeitverteilung, die in Abb. 15 zusammen mit der von zwei vergleichbaren Kerngammlinien gezeigt ist, ist prompt. Sie wird nicht mit gestoppten π -Mesonen beobachtet und kann daher nicht durch die Wechselwirkung schneller Neutronen im NaJ-Kristall oder seiner Umgebung erklärt werden. Ein zusätzlicher Beweis dafür, daß diese Linie aus dem Target stammt, ist die sehr verschiedene Intensität in den Spektren von ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$. Bei dieser Energie ist weder in Lithium noch in einem der möglichen

Fragmente ein γ -Übergang bekannt. Auch wenn man berücksichtigt, daß das ${}^7\text{Li}$ -Target an der Oberfläche oxydiert war und daß etwa 3% der K-Mesonen in dem direkt vor dem Target befindlichen Zähler S_4 gestoppt werden, kann man die Linie nicht als Kerngamma Linie erklären. In diesen Spektren (siehe Abb. 13 und 14) werden zwar Übergänge bei 1.02 MeV und 0.97 MeV beobachtet, aber die Stärke, mit der diese Übergänge zu der Linie bei 1.09 MeV beitragen können, läßt sich aus der Intensität der gleichzeitig auftretenden Übergänge bei 720 keV (${}^{10}\text{B}$) und 1.63 MeV (${}^{14}\text{N}$) bestimmen und beträgt nur 15% für das ${}^6\text{Li}$ -Target und 7% für das ${}^7\text{Li}$ -Target. Im Spektrum von ${}^7\text{Li}$ kann die Breite der Linie bei 1.09 MeV bestimmt werden und man findet, daß sie im Vergleich zu Kerngamma Linien oder Eichlinien der gleichen Energie verbreitert ist (siehe Abb. 16). Dies deutet auf eine Dopplerverbreiterung hin, die für Übergänge in leichten Hyperkernen zu erwarten ist. Aus der gemessenen Verbreiterung von (105 ± 20) keV ergibt sich eine Geschwindigkeit von $\beta=0.05$ für das Fragment. Eine zweite Erklärung für die Breite der Linie wäre, daß es sich um zwei Übergänge handelt, deren Intensitäten aufgrund der gemessenen Linienform etwa gleichstark und deren Energien um etwa 70 keV verschieden sein müßten. Diese Erklärung ist jedoch insofern sehr unwahrscheinlich, als beim Übergang von ${}^7\text{Li}$ zu ${}^6\text{Li}$ die Intensität der Linie um einen Faktor drei abnimmt, die Energie aber innerhalb der statistischen Fehler von 12 keV die gleiche bleibt, sodaß sich die Intensitäten beider Übergänge um den gleichen Faktor ändern müßten.

Für die Linie bei 1.42 MeV, die in ${}^6\text{Li}$ und auch in ${}^7\text{Li}$ beobachtet wurde, ist aus der bisherigen Messung der eindeutige Nachweis, daß sie zu einem Hyperkern gehört, nicht möglich. Die Schwierigkeit liegt in diesem Fall darin, daß in den verzögerten Spektren eine Linie bei 1.32 MeV beobachtet wird, die - wie schon besprochen wurde - durch die Wechselwirkung von Neutronen im NaJ-Kristall angeregt wird und die auf eine Reihe von γ -Übergängen in ${}^{22}\text{Na}$, mit Energien zwischen 1.28 und 1.40 MeV, zurückzuführen ist. Wegen der geringen Intensität, mit der die Linie bei 1.42 MeV mit

gestoppten K-Mesonen in den prompten Spektren von ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ erscheint, ist es sehr schwierig nachzuweisen, ob diese Linie ebenfalls auf die Wechselwirkung von Neutronen zurückzuführen ist oder ob sie aus dem Target kommt. In der Zeitverteilung (siehe Abb. 17) findet man mit gestoppten K-Mesonen kein Maximum bei prompten Zeiten, und es gibt auch keinen deutlichen Unterschied zwischen den Spektren, die mit gestoppten K- und π -Mesonen aufgenommen wurden. Betrachtet man jedoch die Energie in Abhängigkeit von der Zeit (siehe Abb. 17), so findet man mit gestoppten π -Mesonen für alle Zeiten die gleiche Energie von im Mittel 1.32 MeV, wohingegen mit gestoppten K-Mesonen die Linie in prompten Zeitkanälen bei 1.42 MeV erscheint und zu späteren Zeiten bei 1.32 MeV zu finden ist. Dieses Verhalten legt die Annahme nahe, daß es sich um zwei verschiedene Linien handelt. Die Linie bei 1.33 MeV wird mit gestoppten K- und π -Mesonen produziert und läßt sich durch γ -Übergänge in ${}^{22}\text{Na}$ erklären, während die Linie bei 1.42 MeV nur mit gestoppten K-Mesonen und auch nur im prompten Zeitbereich erscheint. Vergleicht man weiterhin die mit gestoppten K-Mesonen aufgenommenen Spektren von ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$, so findet man für die Linie bei 1.32 MeV die gleichen Intensitäten und Zeitverteilungen, wohingegen die Linie bei 1.42 MeV in ${}^7\text{Li}$ eine kleinere Intensität hat als in ${}^6\text{Li}$. Dieser Unterschied deutet daraufhin, daß die Linie bei 1.42 MeV von einem Übergang aus dem Target herrührt, doch beruht der Unterschied auf der Intensität nur eines Zeitkanales und ist deshalb statistisch nicht signifikant. Es ist sehr schwer, Gründe zu finden, warum eine Linie, die auf die Wechselwirkung hochenergetischer Neutronen im NaJ-Kristall zurückzuführen ist, mit Neutronen aus der Pionenabsorption bei kleineren Energien erscheint als mit Neutronen aus der K-Mesonen-Absorption. Trotzdem kann wegen der schlechten Statistik der Linie bei 1.42 MeV aus der vorliegenden Messung die Herkunft dieser Linie nicht endgültig geklärt werden, und deshalb kann sie nicht mit Sicherheit einem Hyperkern zugeordnet werden.

IV. DISKUSSION

Bei der Absorption von K-Mesonen an ${}^6\text{Li}$ können folgende Hyperkerne oder Hyperfragmente gebildet werden: ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ und ${}^6_{\Lambda}\text{He}$. Für die Mehrzahl dieser Kerne werden keine teilchenstabilen, angeregten Zustände mit Anregungsenergien über 0.3 MeV erwartet. In ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ beträgt die Bindungsenergie des Λ -Teilchens (0.06 ± 0.06) MeV und in ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ liegt die Neutronenbindungsenergie bei 0.25 MeV, sodaß in diesen Kernen allenfalls γ -Übergänge mit sehr kleinen Energien auftreten können. ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ besteht aus einem ${}^4\text{He}$ -Rumpf, in den ein Λ -Teilchen mit einer Bindungsenergie von 3 MeV eingebaut ist. In angeregten Zuständen muß entweder der ${}^4\text{He}$ -Rumpf aufgebrochen oder das Λ -Teilchen in die p-Schale eingebaut werden. Die dazu nötige Anregungsenergie liegt weit über der Λ -Bindungsenergie, und deshalb zerfallen diese Zustände durch Teilchenemission. Nur für ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ und ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ werden teilchenstabile, angeregte Zustände erwartet (Dal 65a, Her 67, Tan 69). Die Linie bei 1.09 MeV muß einem dieser beiden Hyperkerne zugeordnet werden, und die zweite Linie bei 1.42 MeV müßte dem anderen der beiden Kerne zugeschrieben werden, falls sie zu einem Hyperkern gehört.

Hyperkernlinien, die bei der Messung mit einem ${}^7\text{Li}$ -Target beobachtet werden, können außer zu den bereits genannten Hyperkernen auch zu ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ oder ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ gehören. Da die Energien der beiden Übergänge bei 1.09 MeV und 1.42 MeV in den Spektren von ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ innerhalb der statistischen Fehlergrenzen übereinstimmen, kann man annehmen, daß es sich in beiden Messungen um die gleichen Übergänge handelt, sodaß man eine Zuordnung zu ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ oder ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ ausschließen kann. Ein weiterer Beweis, daß die Linie bei 1.09 MeV nicht zu ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ gehört, ist durch das γ -Spektrum gegeben, das mit gestoppten K-Mesonen in Koinzidenz mit schnellen π -Mesonen gemessen wurde (siehe Abb. 18), in dem diese Linie nicht zu sehen ist. Die gestrichelte Kurve in diesem Spektrum gibt die Intensität an, die man erwarten würde, wenn die Linie bei 1.09 MeV zu ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ gehörte.

Aus dem vorliegenden Experiment gibt es keinen direkten

Hinweis, welchem der beiden Hyperkerne, ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ oder ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, die Linie bei 1.09 MeV zuzuordnen ist, abgesehen von der unterschiedlichen Intensität in den Spektren von ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$, die eine Zuordnung zu ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ bevorzugt erscheinen läßt. Mit einem sehr vereinfachten Modell wurden von Deloff (Del 71) die relativen Produktionsraten berechnet, und es kann eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten erreicht werden, wenn die Linie bei 1.09 MeV ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ und die Linie bei 1.42 MeV ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ zugeordnet wird.

Aus der Dopplerverbreiterung der Linie bei 1.09 MeV kann die Lebensdauer des zugehörigen angeregten Zustandes insofern abgeschätzt werden, als sie kleiner als die Abbremszeit des Hyperfragments sein muß. In metallischem Lithium beträgt die Abbremszeit für ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ mit einem Impuls von 250 MeV/c etwa 5×10^{-11} sec, und für einen M1-Übergang von 1 MeV in diesem Hyperkern wird eine Lebensdauer von etwa 10^{-14} sec erwartet.

In den Grundzuständen (Spin und Parität 0^+) der Hyperkerne ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ und ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ sind die Spins des Λ -Teilchens und des ungepaarten Nukleons antiparallel eingestellt. Die angeregten Zustände (1^+) werden durch parallele Spineinstellung gebildet. Aus diesem Grund ist die Anregungsenergie dieser Zustände ein direktes Maß für den spinabhängigen Anteil der s-Wellen- Λ -N-Wechselwirkung. Setzt man für den "intrinsic range" der Singulett- und Triplet-Potentiale $b=1.5$ fm an, was der Reichweite des Zwei-Pionenaustauschs entspricht, so erhält man aus der gemessenen Anregungsenergie von 1.09 MeV für die Differenz der Singulett- und Triplet-s-Wellen-Streulängen $|a_s - a_t| \sim 1.1$ fm.

Bestimmt man diese Streulängen aus der Λ -p-Streuung (Ale 68, Sec 68), so erhält man als besten Fit (Fas 69):

$$a_s = -1.7 \pm 0.5 \text{ fm} \quad r_s = 2.5 \begin{matrix} + 1.0 \\ - 0.5 \end{matrix} \text{ fm}$$

$$a_t = -1.5 \pm 0.05 \text{ fm} \quad r_t = 2.0 \pm 0.05 \text{ fm}$$

Die angegebenen Fehler der Streulängen sind stark korreliert, sodaß aus dieser Messung allein der spinabhängige Anteil der Λ -N-Wechselwirkung nur sehr ungenau ermittelt werden kann. Kombiniert man jedoch beide Messungen, so erhält man:

$$a_s = -2.3 \text{ fm} \quad \text{und} \quad a_t = -1.2 \text{ fm.}$$

Mit diesen Werten für die s-Wellen-Streulängen erhält man für die Λ -Bindungsenergie in ${}^3_\Lambda\text{H}$ 0.1 MeV, in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von (0.06 ± 0.06) MeV.

Die größte Unsicherheit bei der Ableitung von $|a_s - a_t|$ aus der Energie der angeregten Zustände in ${}^4_\Lambda\text{H}$ oder ${}^4_\Lambda\text{He}$ ist durch die Wahl des "intrinsic range" für das Singulett- und Triplett-Potential gegeben. Hier werden außer dem zuvor angenommenen Wert von $b=1.5$ fm (Swa 62, Her 67a) auch Werte bis zu $b=2.5$ fm (Dow 65, Her 67) verwendet, und mit diesen größeren Werten für den "intrinsic range" ergibt sich:

$$|a_s - a_t| > 2.2 \text{ fm.}$$

Eine weitere Unsicherheit entsteht dadurch, daß das Λ -N-Potential einen die Ladungssymmetrie verletzenden Anteil haben kann. Aus den experimentellen Bindungsenergien der Spiegelkerne ${}^4_\Lambda\text{H}$ und ${}^4_\Lambda\text{He}$

$$B_\Lambda({}^4_\Lambda\text{H}) = 2.02 \pm 0.05 \text{ MeV}$$

$$B_\Lambda({}^4_\Lambda\text{He}) = 2.31 \pm 0.03 \text{ MeV} \quad (\text{Dav 69})$$

ergibt sich ein Unterschied $\Delta B_\Lambda = B_\Lambda({}^4_\Lambda\text{H}) - B_\Lambda({}^4_\Lambda\text{He}) = 0.29$ MeV.

Zu erwarten wäre eine schwächere Bindung von ${}^4_\Lambda\text{He}$ um etwa 0.25 MeV aufgrund des größeren Radius von ${}^3\text{He}$ im Vergleich zu ${}^3\text{H}$. Aus diesem Grund muß ein ladungssymmetrieverletzender Beitrag zum Λ -N-Potential angenommen werden, der für ${}^4_\Lambda\text{H}$ und ${}^4_\Lambda\text{He}$ einen Unterschied in der Bindungsenergie von $(\Delta B_\Lambda)_{\text{CSB}} = 0.29 + 0.25 \text{ MeV} = 0.54 \text{ MeV}$ bewirkt (Her 67).

Als Ursache wird angenommen, daß durch die elektromagnetische Wechselwirkung die neutralen Ladungszustände gemischt werden und daß deshalb das physikalische Λ -Teilchen

eine Beimischung des Σ^0 -Hyperons enthält: $\Lambda_{\text{phys}} = \Lambda^0 - \epsilon \cdot \Sigma^0$.

Der Wert von ϵ liegt bei 1 bis 2% (Dal 64, Dow 66a). Für die Σ -N-Wechselwirkung ist der Austausch eines π - oder ρ -Mesons erlaubt und dieser Beitrag führt zu einer Ladungssymmetrieverletzung. Als Ansatz für dieses Potential wird nach Downs (Dow 66a)

$$V_{\text{CSB}} = -T_3^N \cdot \sigma_\Lambda \cdot \sigma_N \cdot W(r)$$

genommen,

wobei T_3^N die z-Komponente des Isospinoperators ist und

σ_{Λ} und $\sigma_{\bar{\Lambda}}$ die zugehörigen Spinoperatoren sind. Aus diesem Ansatz erhält man für die Differenz der Anregungsenergien ΔE_x in ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ und ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ $\Delta E_x = 4/3 \cdot (\Delta B_{\Lambda})_{\text{CSB}} = 0.72 \text{ MeV}$. Je nach Zuordnung des Übergangs bei 1.09 MeV zu ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ oder ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, sollte die zweite Linie bei 1.8 oder 0.4 MeV liegen.

Nimmt man an, daß die Intensitäten beider Linien im Spektrum von ${}^6\text{Li}$ vergleichbar sind, so kann man den ersten Fall ausschließen, weil eine Linie bei 1.8 MeV bereits mit einer Intensität von 0.03% beobachtet worden wäre. Der zweite Fall kann nicht ausgeschlossen werden, weil der Energiebereich zwischen 400 und 600 keV durch die Positronenvernichtungslinie verdeckt ist.

Die Berechnung der Coulombkorrektur ist nicht unumstritten und es kann sein, daß sie wesentlich kleiner ist. Setzt man sie zu Null an, so erwartet man

$\Delta E_x = 4/3 \cdot 0.29 \text{ MeV} = 0.4 \text{ MeV}$. Ordnet man den Übergang bei 1.09 MeV ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ zu, so sollte der Übergang von ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ bei 1.5 MeV liegen. Falls für die Linie bei 1.42 MeV der eindeutige Nachweis erbracht werden kann, daß es sich um eine Hyperkernlinie handelt, so würde man sie mit dem erwarteten Übergang in ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ identifizieren und könnte dann eindeutige Aussagen über die Größe der Ladungssymmetrieverletzung machen.

Maximale Energie	640 MeV/c
Horizontale Akzeptanz am Produktionstarget	± 25 mrad
Vertikale Akzeptanz am Produktionstarget	± 80 mrad
Raumwinkel	6.9×10^{-3} sr
<u>Kurzer Strahl</u>	
Länge	11.25 m
Raumwinkel	6.9×10^{-3} sr
Durchgelassenes Impulsband	± 2.3 % $\frac{\Delta p}{p}$
Verluste d. Vielfachstreuung	60 %
Stoprate (K ⁻ /PS-Puls)	6000
<u>Langer Strahl</u>	
Länge	13.56 m
Raumwinkel	6.0×10^{-3} sr
Durchgelassenes Impulsband	± 2.2 % $\frac{\Delta p}{p}$
Verluste d. Vielfachstreuung	84 %
Stoprate (K ⁻ /PS-Puls)	1000

Tab. 1 Parameter des niederenergetischen K-Strahls.

Target	${}^6\text{Li}$		${}^7\text{Li}$	
	Detektor	4.5"x3"	4.5"x1"	4.5"x3"
gestoppte K^- -Mesonen	$204 \cdot 10^6$	$226 \cdot 10^6$	$109 \cdot 10^6$	$109 \cdot 10^6$
Totzeit (%)	15	10	15	10
Energie (MeV)	1.08 ± 0.01	1.10 ± 0.02	1.093 ± 0.005	1.085 ± 0.01
Dopplerverbreiterung (keV)	$45 \begin{smallmatrix} +70 \\ -45 \end{smallmatrix}$		105 ± 20	$120 \begin{smallmatrix} +40 \\ -70 \end{smallmatrix}$
Ereignisse	2920 ± 420	1400 ± 450	4180 ± 430	2050 ± 500
Produktionsrate (%)	0.14 ± 0.02	0.12 ± 0.04	0.37 ± 0.04	0.45 ± 0.1
Energie (MeV)	1.42 ± 0.02	x)	1.38 ± 0.05	x)
Dopplerverbreiterung (keV)				
Ereignisse	2200 ± 400	1170 ± 370	350 ± 300	300 ± 300
Produktionsrate (%)	0.1 ± 0.02	0.18 ± 0.06	0.04 ± 0.04	0.09 ± 0.1

x) Die Energie der Linie bei 1.42 MeV konnte mit dem kleinen Kristall nur sehr ungenau bestimmt werden, da die Energieeichung in den höchsten Kanälen nichtlinear war.

Tab. 2 Energien, Produktionsraten und Dopplerverbreiterung der Linien bei 1.09 MeV und 1.42 MeV in den Spektren von ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$.

Target	Energie (MeV)	Kern	Übergang	Rate (%) pro gestopptem	
				K ⁻	π ⁻
⁹ Be	.98	⁸ Li	1-0	1.1	0.23
¹² C	.41	¹⁰ B	3-2		
	.72	"	1-0	3.2	3.9
	1.02	"	2-1	1.1	0.9
	1.44	"	3-1	0.2	0.25
	1.44	"	4-3		
	1.99	¹¹ C	1-0		
	2.12	¹¹ B	2-1	1.7	0.4
	2.15	¹⁰ B	3-0		
¹⁶ O	0.16	¹⁶ O	2p-1s	0.35*	2.5*
	.72	¹⁰ B	1-0	0.8	0.6
	.97	¹⁴ N	3-2	0.85	0.3
	1.02	¹⁰ B	2-1		
	1.63	¹⁴ N	2-1	1.2	1.6
	2.31	"	1-0	1.25	1.9

* infolge der elektronischen Schwelle sind diese Intensitäten um ungefähr einen Faktor zwei reduziert.

Tab. 3 Zuordnung und Intensitäten der prompten Kerngamma-
linien in den Spektren von ⁹Be, ¹²C und ¹⁶O.

LITERATURVERZEICHNIS

- Ale 68 G.Alexander, U.Karshon, A.Shapira, G.Yekutieli,
R.Engelmann, H.Filthuth und W.Lughofer,
Phys. Rev. 173, 1452 (1968)
- Ale 69 G.Alexander, O.Benary, U.Karshon und U.Maor,
Nucl. Phys. B10, 554 (1969)
- Amm 61 R.G.Ammar, R.Levi-Setti, W.E.Slater, S.Limentani,
B.E.Schlein und P.H.Steinberg,
Nuovo Cim. 19, 20 (1961)
- Amm 62 R.G.Ammar, W.Dunn und M.Holland,
Nuovo Cim. 26, 850 (1962)
- Bac 70 G.Backenstoß, A.Bamberger, J.Egger, W.D.Hamilton,
H.Koch, U.Lynen, H.G.Ritter und H.Schmitt,
Phys. Lett. 32B, 399 (1970)
- Bam 71 A.Bamberger, M.A.Faessler, U.Lynen, H.Piekarz,
J.Piekarz, J.Pniewski, B.Povh, H.G.Ritter und
V.Soergel, Phys. Lett. 36B, 412 (1971)
- Blo 63 M.M.Block et al.,
Proc. Int. Conf. Hyperfragments, St. Cergue,
CERN 64/1 (1963)
- Bod 66 A.R.Bodmer, Phys. Rev. 141, 1387 (1966)
- Boh 70 G.Bohm et al., Nucl. Phys. B24, 248 (1970)
- Bry 67 R.A.Bryan und B.L.Scott, Phys. Rev. 164, 1215 (1967)
- Bry 68 R.A.Bryan und R.J.N.Philips,
Nucl. Phys. B5, 201 (1968)
- Bur 64 E.H.S.Burhop, D.H.Davis und J.Zakrzewski,
Progr. Nucl. Phys., Pergamon Press (1964)
- Cse 69 M.Csejthey-Barth et al., Nucl. Phys. B14, 330 (1969)
- Dal 58 R.H.Dalitz und B.W.Downs, Phys. Rev. 111, 967 (1958)
- Dal 64 R.H.Dalitz und F.von Hippel,
Phys. Lett. 10, 153 (1964)
- Dal 65 R.H.Dalitz, Nuclear Interactions of the Hyperons,
Oxford University Press (1965)
- Dal 65a R.H.Dalitz, Proc. Top. Conf. El. Part. in
Nucl. Struct. Brüssel (1965)

- Dan 53 M.Danysz und J.Pniewski, Phil. Mag. 44, 348 (1953)
- Dav 62 D.H.Davis, R.Levi-Setti, M.Raymund, O.Skjeggstad, G.Tomasini, J.Lemonne, P.Renard und J.Sacton, Phys. Rev. 120, 1914 (1962)
- Dav 67 D.H.Davis und J.Sacton, High Energy Physics, Vol.2, Academic Press New York, London (1967)
- Dav 69 D.H.Davis und J.Sacton, Proc. Int. Conf. Hypernucl. Phys., Argonne (1969)
- Del 71 A.Deloff, Contr. Paper Int. Conf. High Energy Phys. and Nucl. Struct. Dubna (1971)
- Dow 65 B.W.Downs und R.J.N.Phillips, Nuovo Cim. 36, 120 (1965)
- Dow 66 B.W.Downs und R.J.N.Phillips, Nuovo Cim. 41, 374 (1966)
- Dow 66a B.W.Downs, Nuovo Cim. 43A, 454 (1966)
- Dow 69 B.W.Downs, Proc. Int. Conf. Hypernucl. Phys. Argonne (1969)
- Dub 65 J.Duboc, A.G.Minten und S.G.Wojcicki, CERN 65/2 (1965)
- Eng 66 R.Engelmann, H.Filthuth, V.Hepp und E.Kluge, Phys. Lett. 21, 587 (1966)
- Eur 71 European K⁻-Collaboration, wird veröffentlicht (1971)
- Fas 69 G.Fast und J.J.Swart, Proc. Int. Conf. Hypernucl. Phys., Argonne (1969)
- Ham 62 T.Hamada und I.D.Johnston, Nucl. Phys. 34, 382 (1962)
- Hat 65 P.M.Hattersley, H.Muirhead und J.N.Woulds, Nucl. Phys. 67, 309 (1965)
- Her 67 R.C.Herndon und Y.C.Tang, Phys. Rev. 159, 853 (1967)
- Her 67a R.C.Herndon und Y.C.Tang, Phys. Rev. 153, 1091 (1967)
- Ker 55 L.T.Kerth, D.H.Stark, R.P.Haddock, R.W.Birge, J.R.Peterson, J.Sandweis und M.Whitehead, UCRL 3031 (1955)
- Ker 71 A.K.Kerman und H.J.Lipkin, Ann. Phys. 60, 730 (1971)
- Lem 65 J.Lemonne et al., Phys. Lett. 18, 354 (1965)

- Lip 65 H.J.Lipkin, Phys. Rev.Lett. 14, 18 (1965)
- Lom 68 E.Lomon und H.Feshbach, Ann. Phys. 48, 94 (1968)
- Mic 67 D.N.Michael, Phys. Rev. 158, 1343 (1967)
- Pni 70 J.Pniewski, Proc. 2nd Problem Symp. Nucl. Phys.
Novosibirsk (1970)
- Sak 56 S.Sakata, Prog. Theo. Phys. 16, 686 (1956)
- Sec 68 B.Sechi-Zorn, B.Kehoe, J.Twitty und R.A.Burnstein,
Phys. Rev. 175, 1735 (1968)
- Swa 62 J.J.de Swart und C.K.Iddings,
Phys. Rev. 128, 2810 (1962)
- Tan 69 Y.C.Tang, Proc. Int. Conf. Hypernucl. Phys.
Argonne (1969)

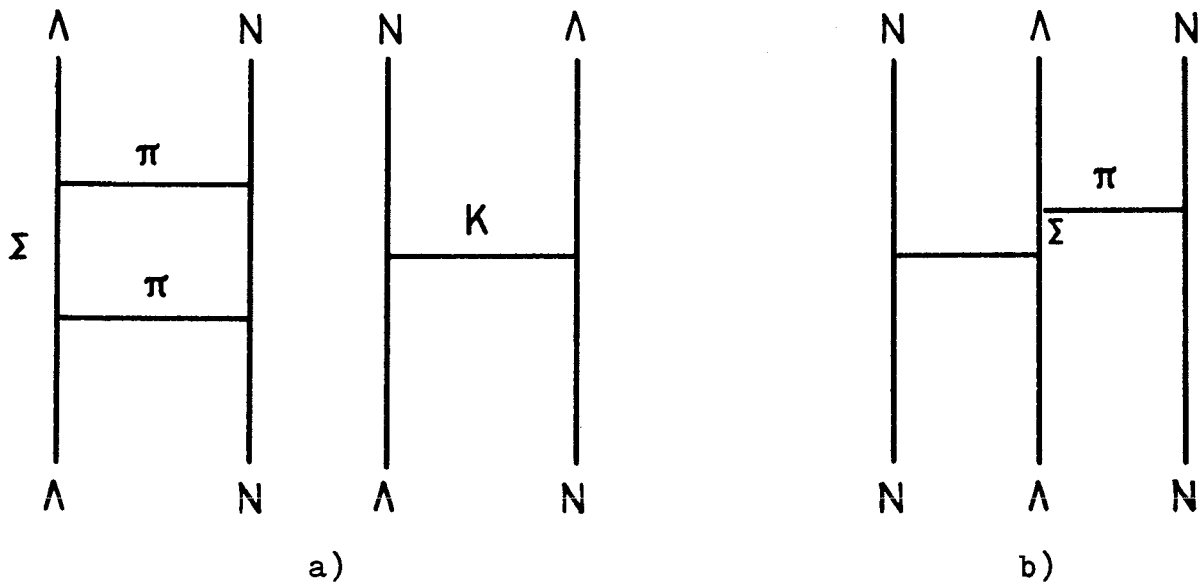


Abb. 1 a) Zwei-Pionen- und K-Austausch in der Λ - N -Wechselwirkung.
 b) Zwei-Pionen-Austausch in der Λ - NN -Dreikörperwechselwirkung.

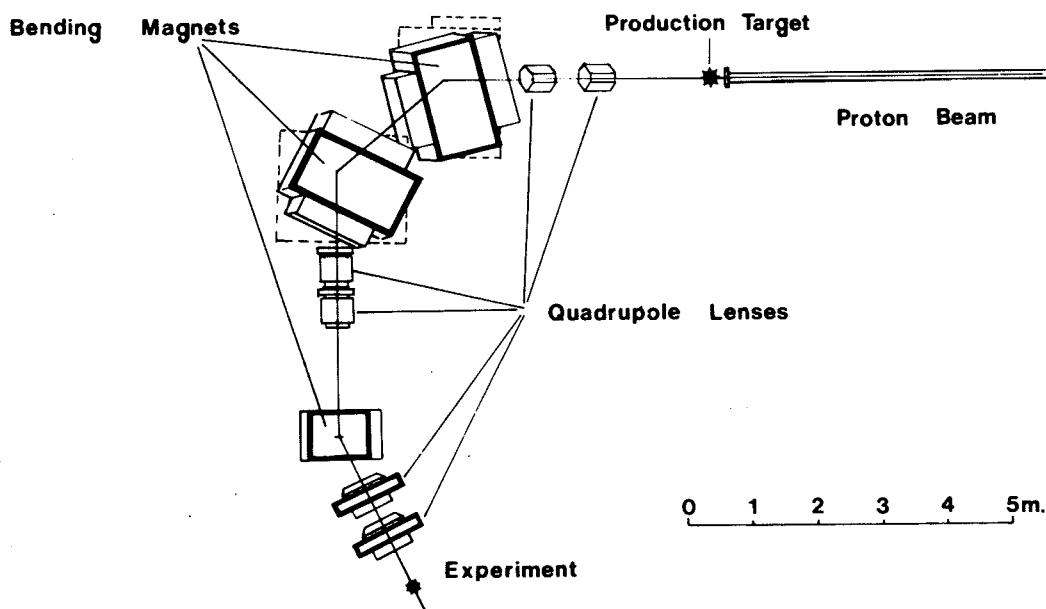


Abb. 2 Perspektivische Ansicht des niederenergetischen, separierten K-Strahls in der langen Version. Die ersten sechs Strahlelemente liegen auf einer Ebene, die gegen den Boden der Targethalle um 16° geneigt ist, und die drei letzten Magnete liegen auf einer waagrechten Fläche 1.3 m über dem Produktionstarget. Der Impulsschlitz und der erste Moderator sitzen zwischen den ersten beiden Ablenkmagneten und der zweite Moderator befindet sich vor dem dritten Magneten.

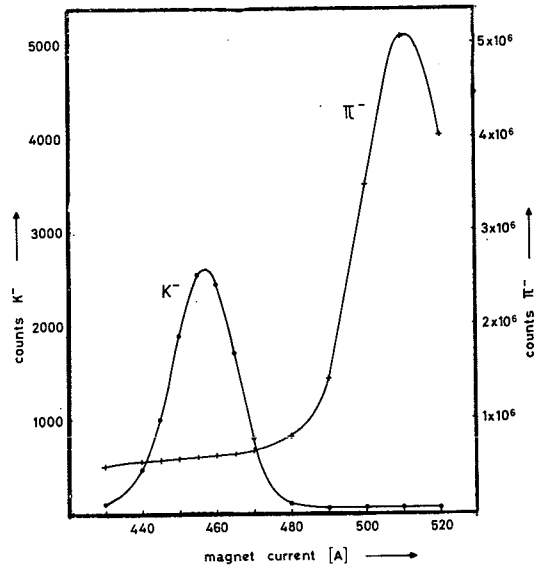


Abb. 3 Intensität der K^- - und π^- -Mesonen in Abhängigkeit von der Erregung des zweiten Ablenkmagneten. Um eine gute Impulsdefinition zu erhalten, war ein Szintillator von $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ Größe in Koinzidenz mit dem Zählerteleskop geschaltet.

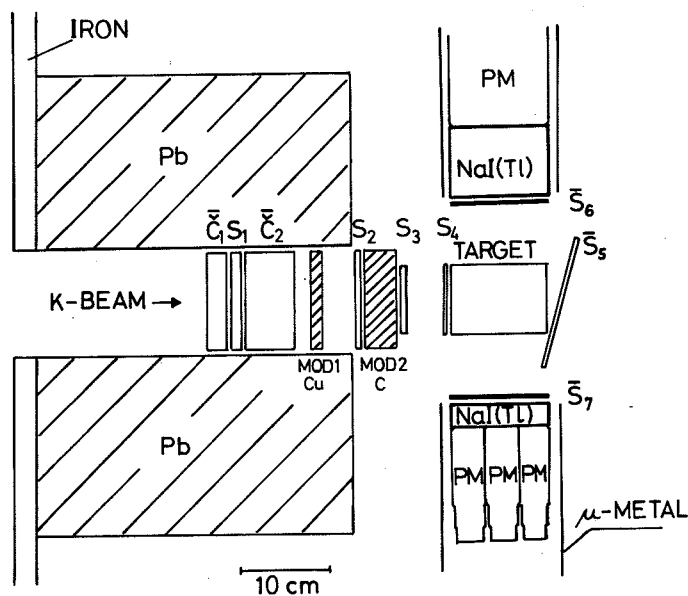


Abb. 4 Experimenteller Aufbau und Zählerteleskop. Durch die Buchstaben S sind Plstiksintillatoren von $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ und $8\text{cm} \times 10\text{cm}$ Größe und durch Č die beiden Plexiglas-Čerenkovzähler gekennzeichnet. Mod 1 und Mod 2 waren ein Kupfer und ein Kohlenstoff Moderator. ein Kupfer- und ein Kohlenstoff-Moderator.

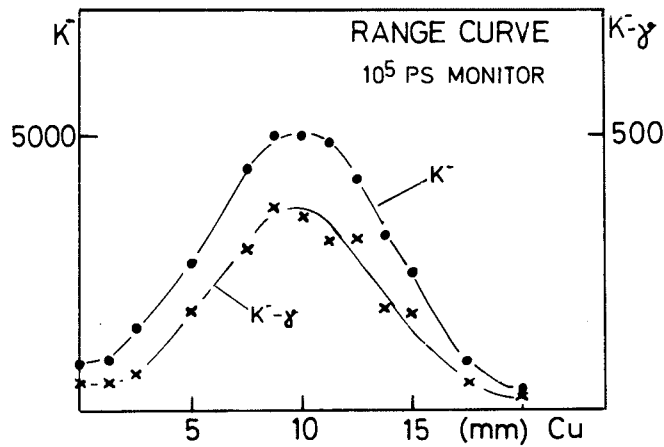


Abb. 5 Reichweitenkurve für gestoppte K-Mesonen in Abhängigkeit von der Dicke des Kupfermoderators, bei einer Targetdicke von 5 g/cm^2 . In der durch K^- gekennzeichneten Kurve ist die Zahl der gestoppten K-Mesonen (Triggerbedingung $\overline{C}_1 S_1 \overline{C}_2 S_2 S_3 S_4 \overline{S}_5$) und in der zweiten Kurve die Zahl der $K^- \gamma$ -Koinzidenzen aufgetragen.

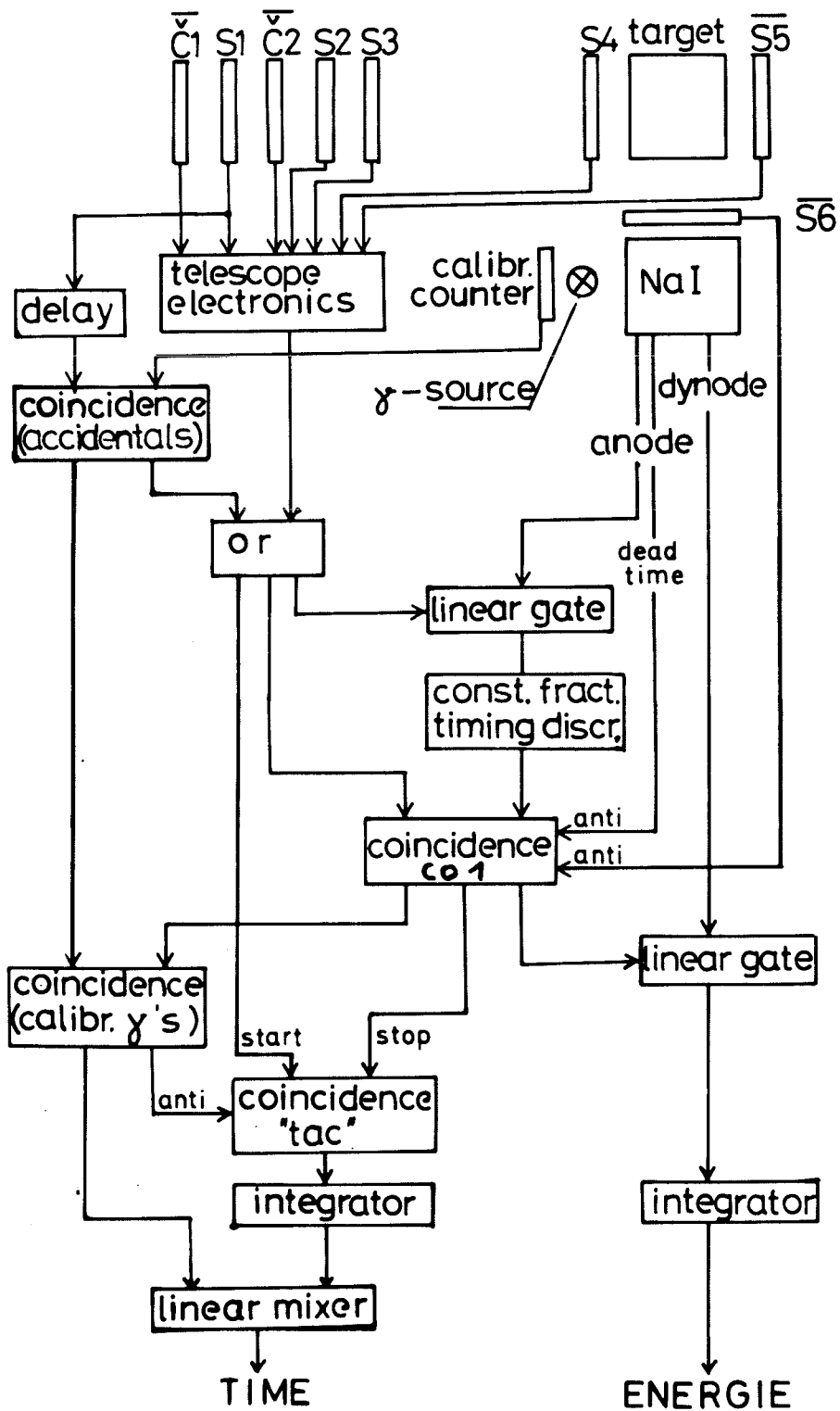


Abb. 6 Blockschartbild der Elektronik.

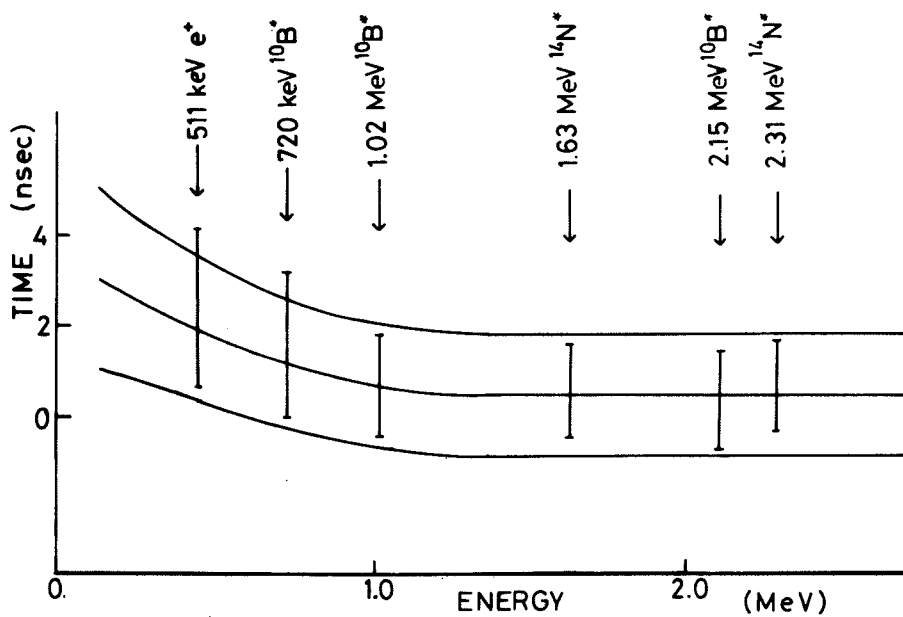
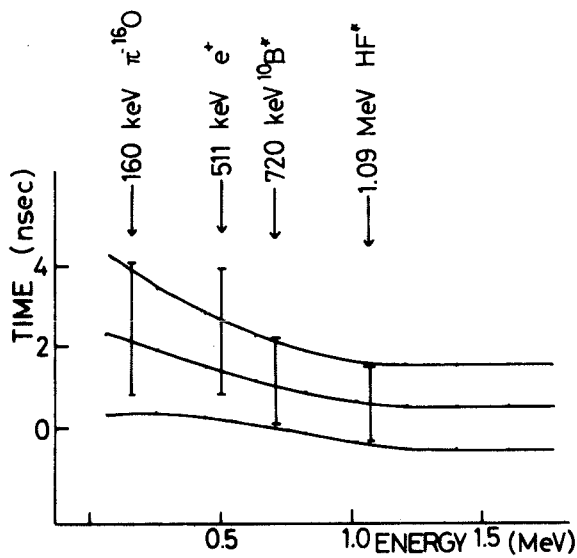


Abb. 7 Lage der "prompten" Bereiche und Zeitverteilungen einiger Kerngammalinien in den zweidimensionalen Spektren.
 Oben: 4.5"x1" NaJ-Kristall, unten: 4.5"x3" NaJ-Kristall

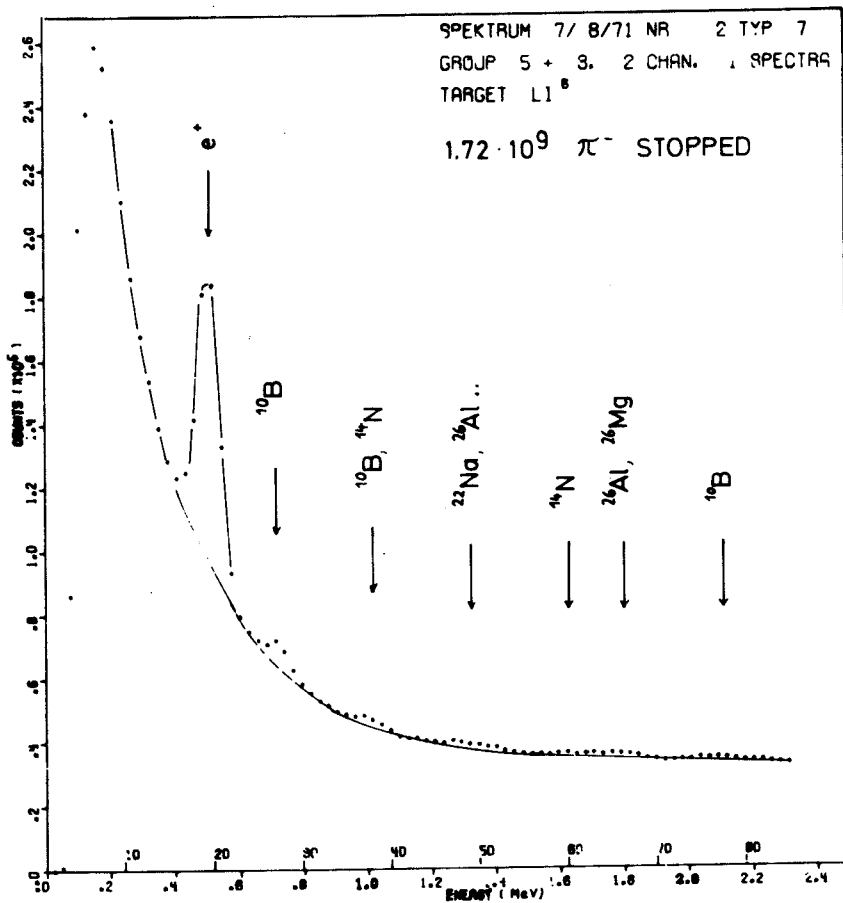
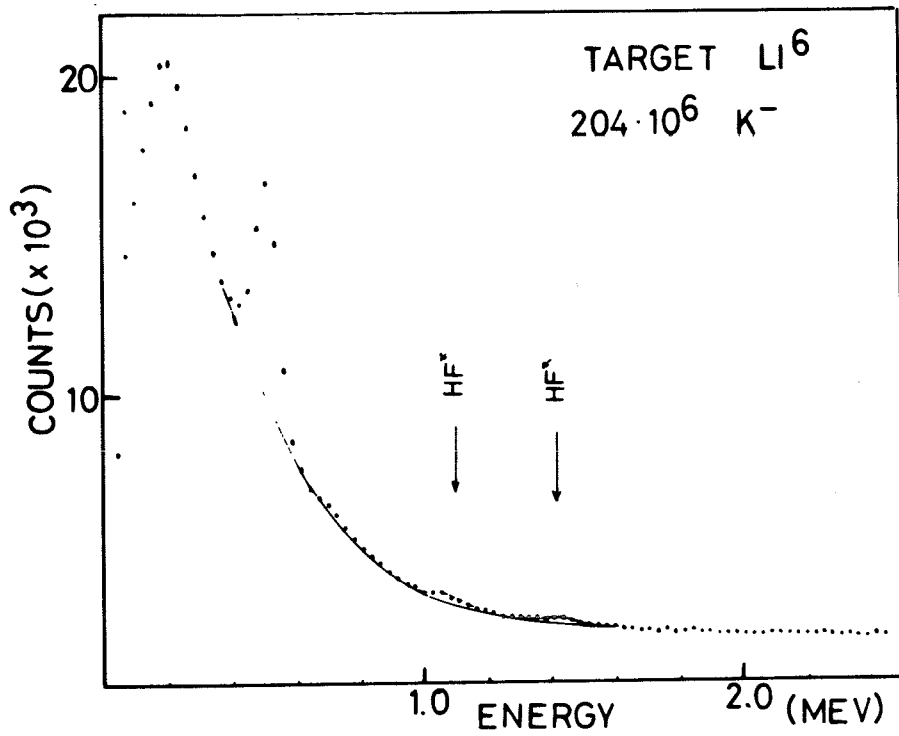


Abb. 8 Prompte ${}^6\text{Li}$ -Spektren für gestoppte K-Mesonen (oben) und gestoppte π -Mesonen (unten), gemessen mit dem $4.5'' \times 3''$ NaJ-Kristall.

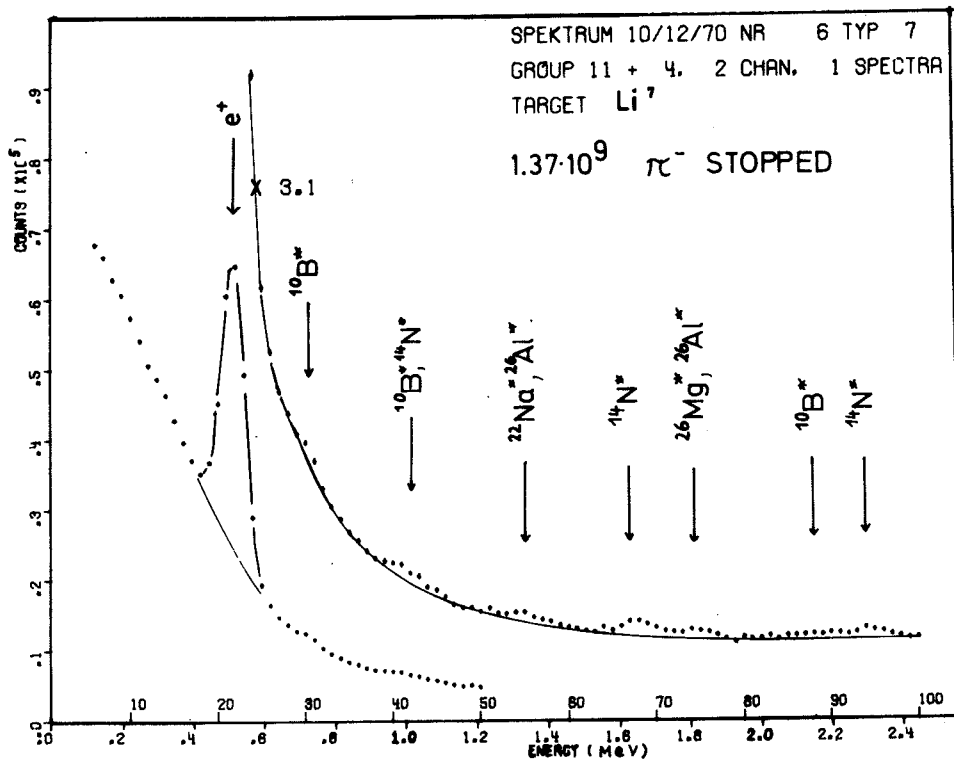
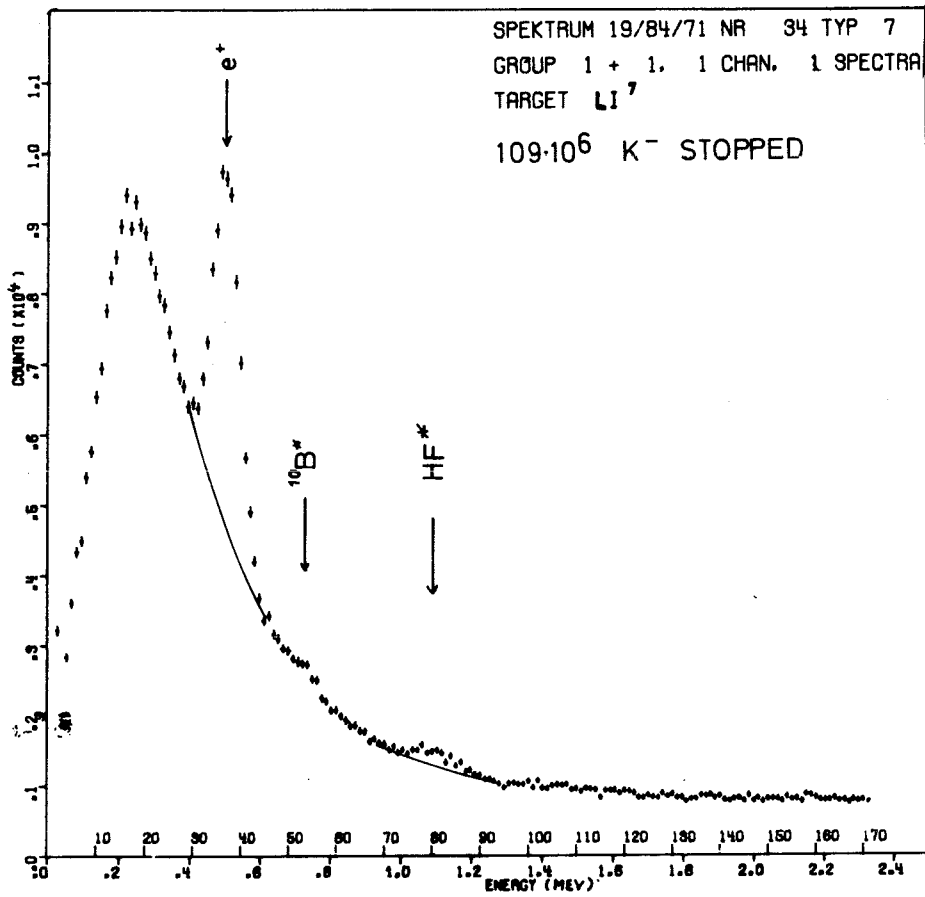


Abb. 9 Prompte ^7Li -Spektren für gestoppte K-Mesonen (oben) und gestoppte π -Mesonen (unten), gemessen mit dem $4.5'' \times 3''$ NaJ-Kristall.

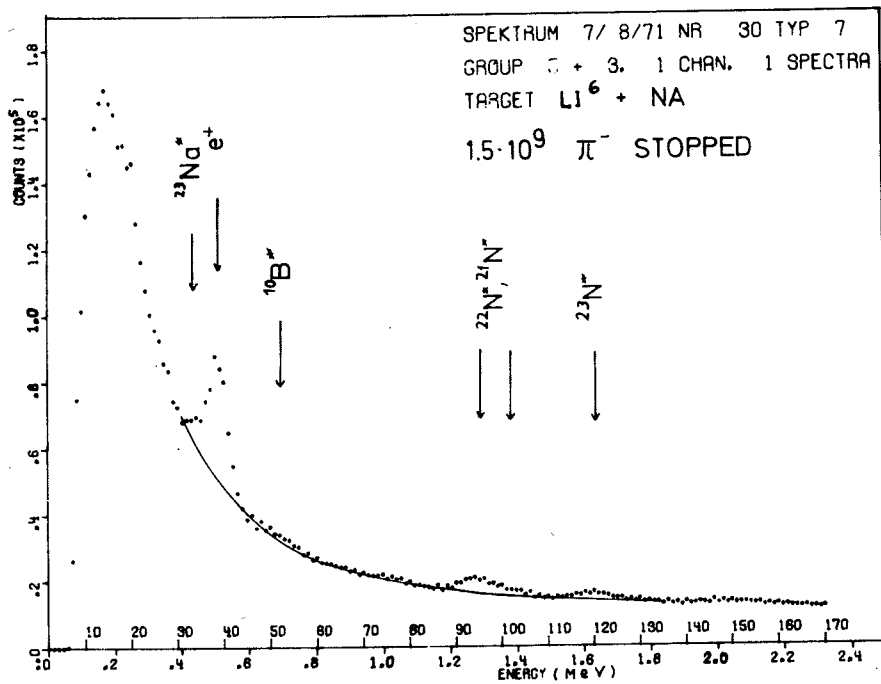
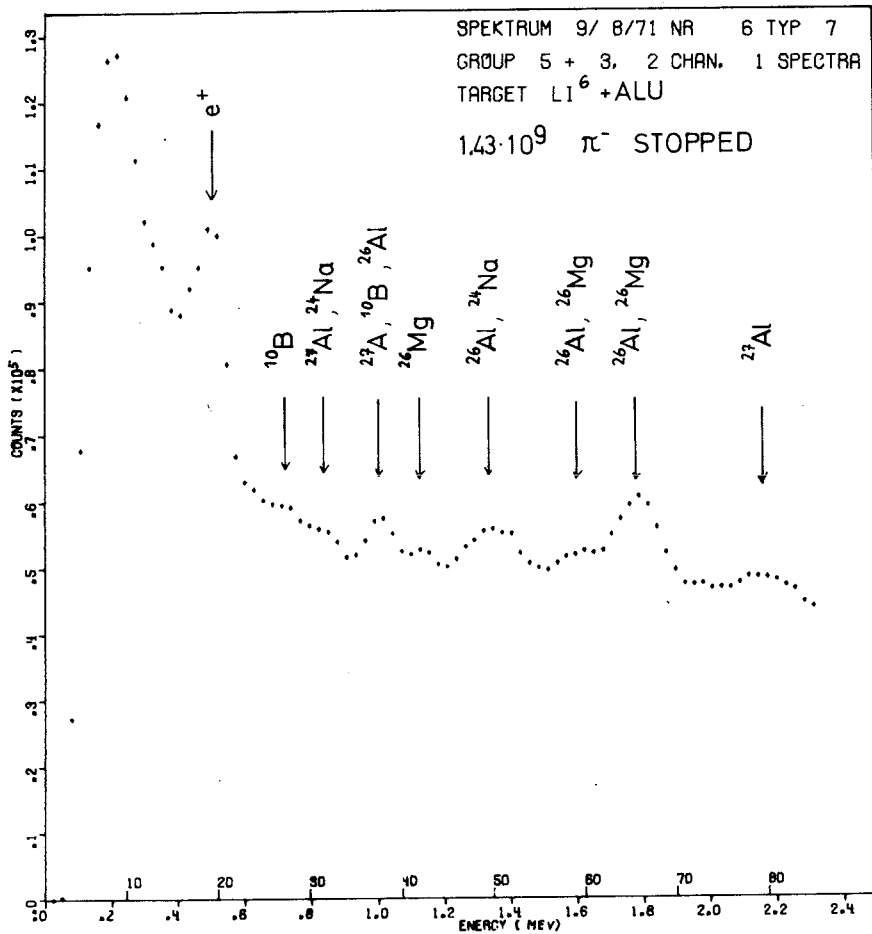


Abb. 10 Prompte γ -Spektren für das ${}^6\text{Li}$ -Target mit zusätzlichem Aluminium (oben) und Natrium (unten) vor dem 4.5" x 3" NaJ-Kristall.

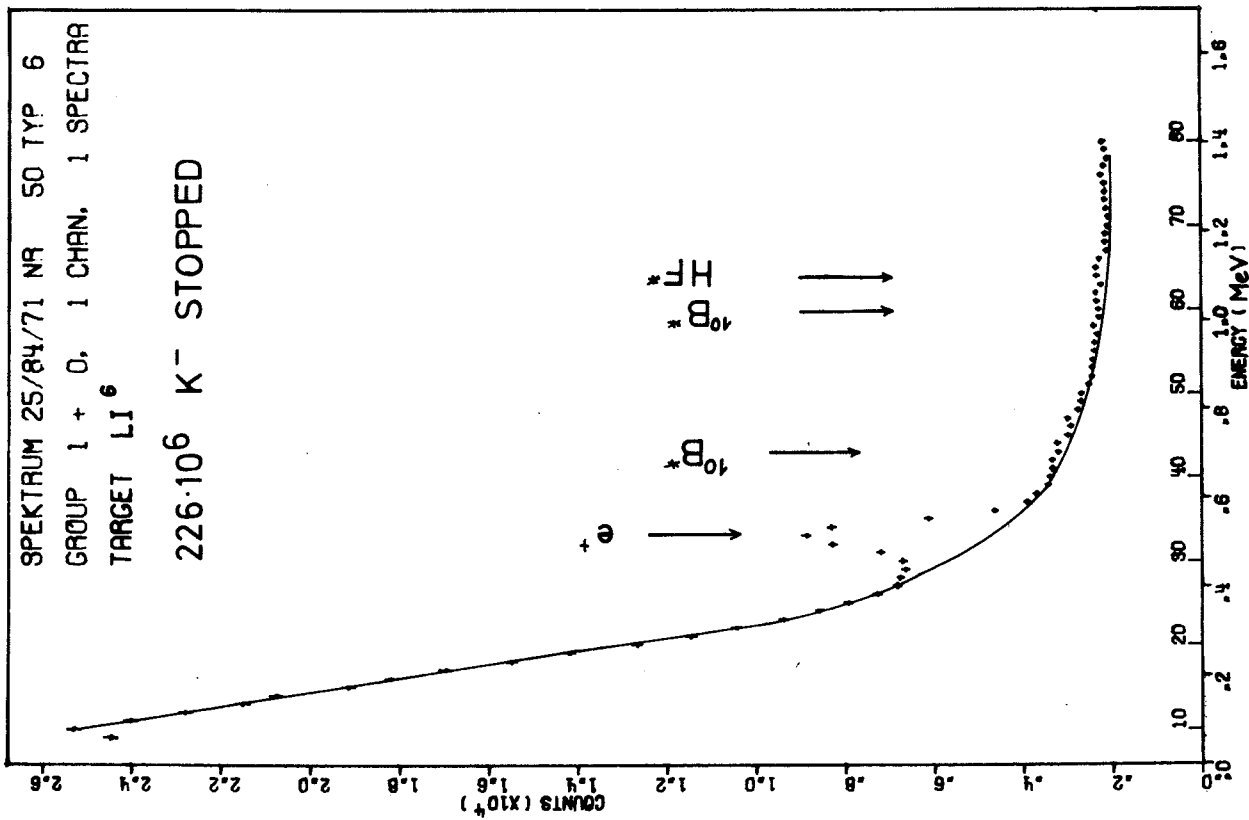
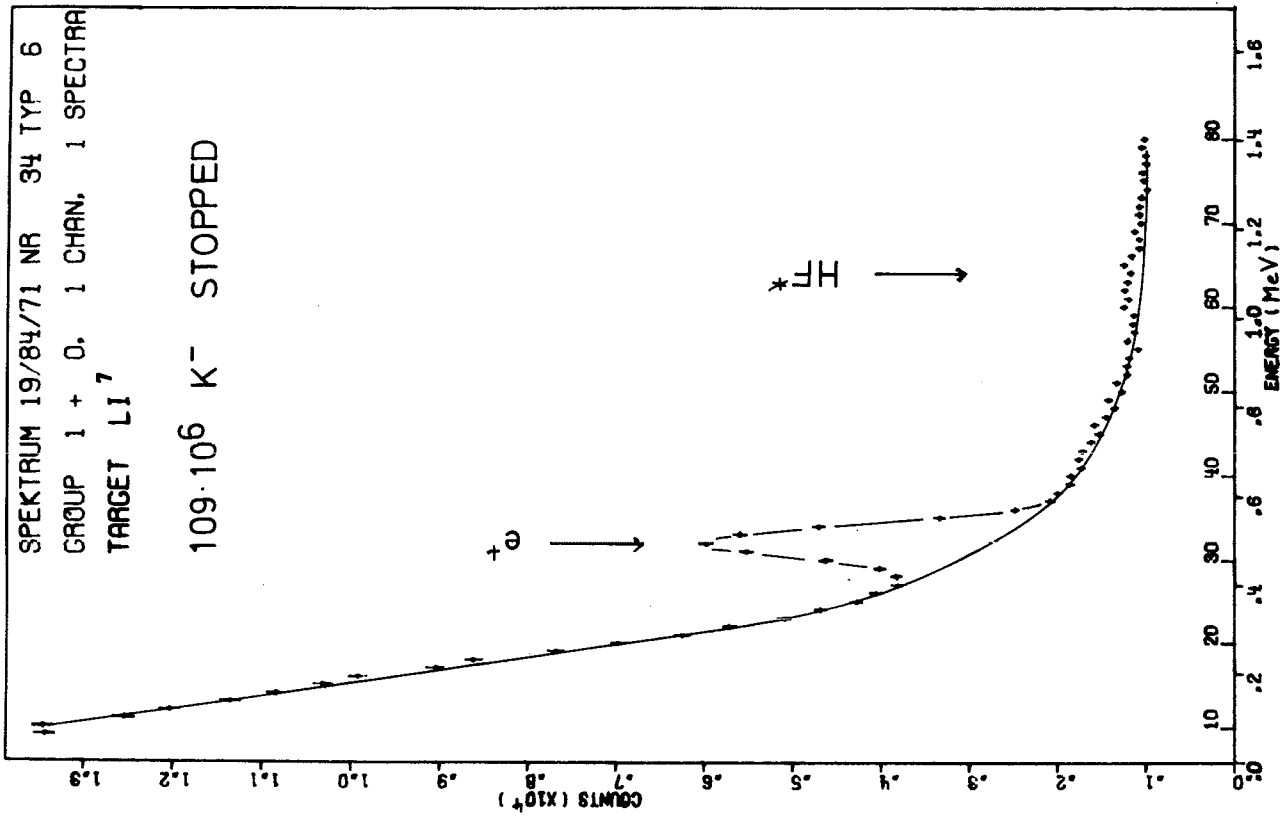


Abb. 11 Prompte ⁶Li- und ⁷Li-Spektren, aufgenommen mit dem 4.5"×1" NaJ-Kristall.

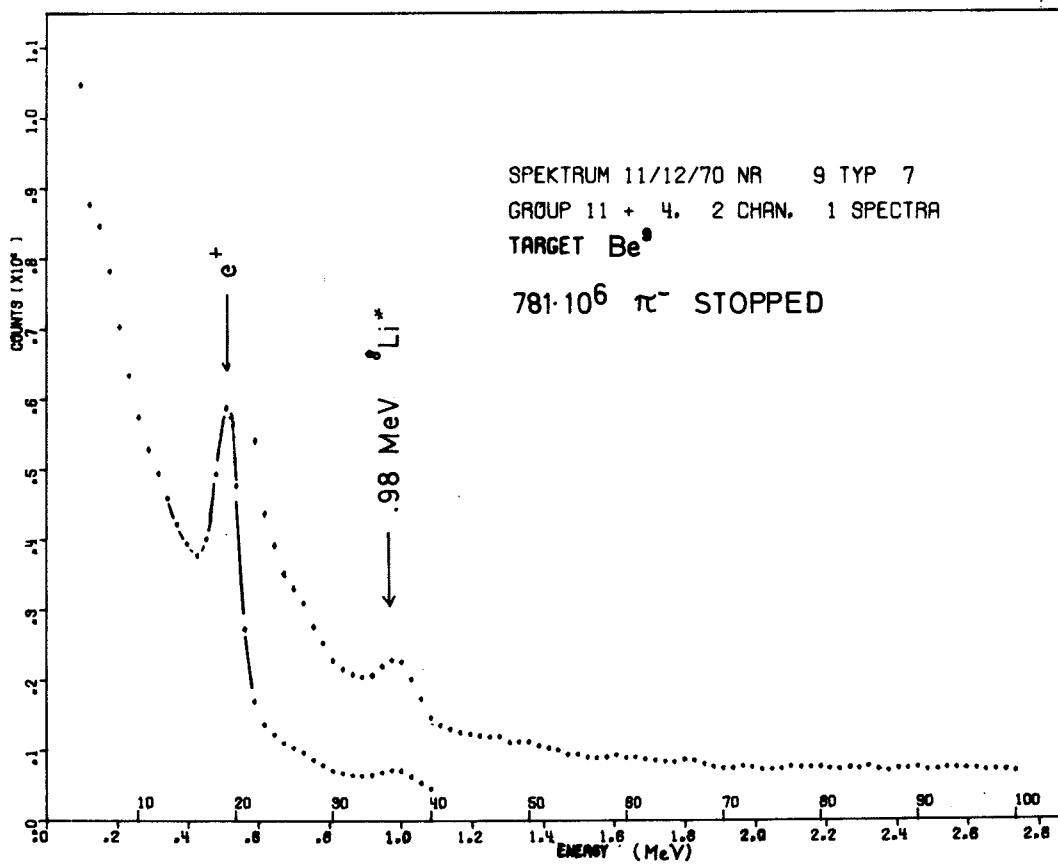
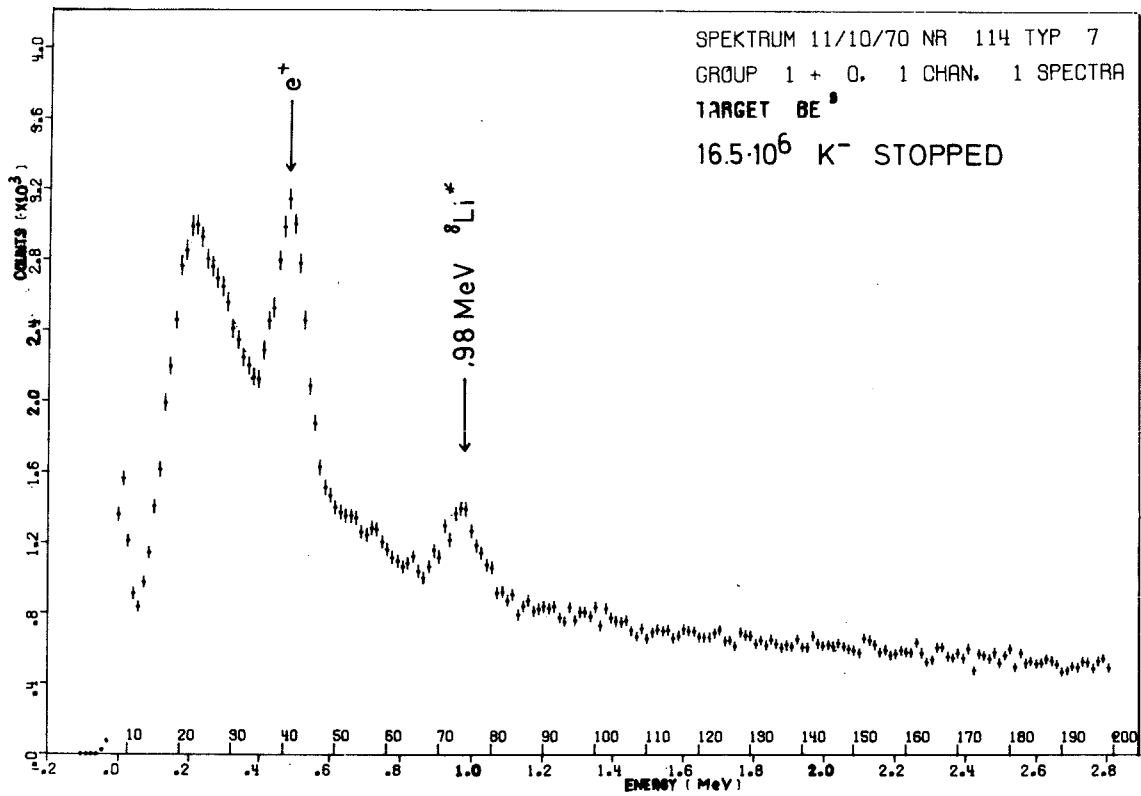


Abb. 12 Prompte ^9Be -Spektren für gestoppte K-Mesonen (oben) und gestoppte π -Mesonen (unten), gemessen mit dem $4.5'' \times 3''$ NaJ-Kristall.

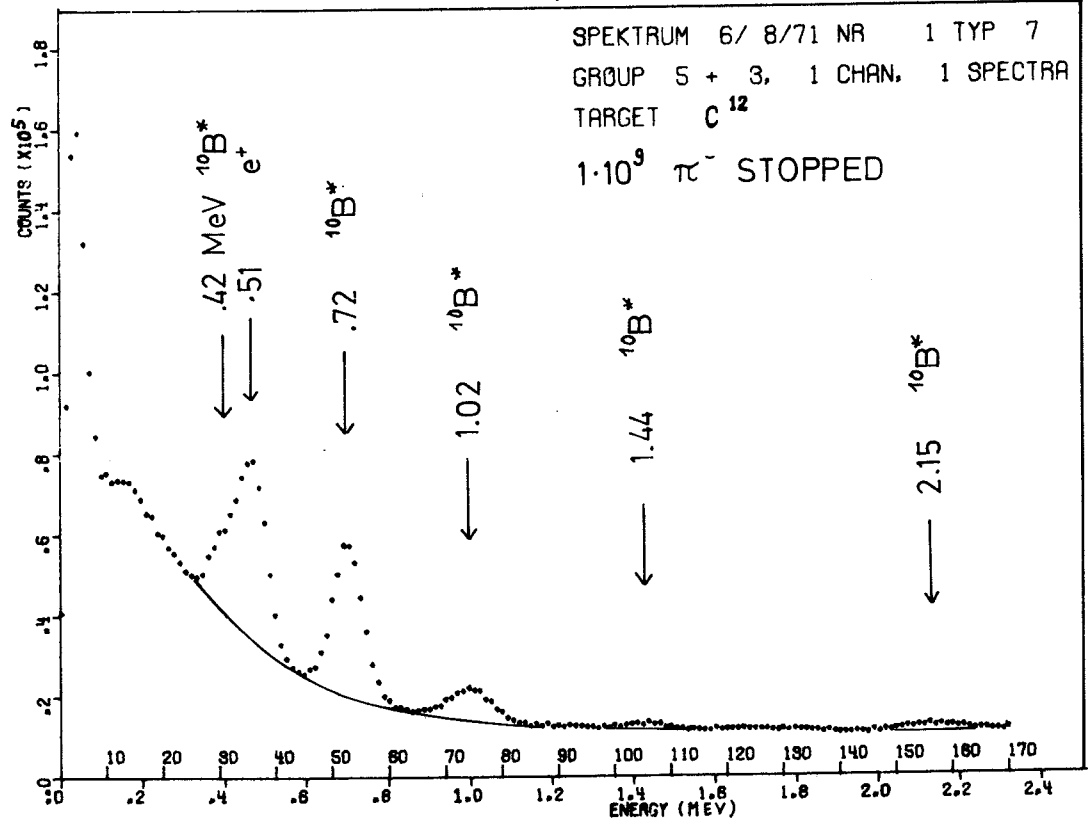
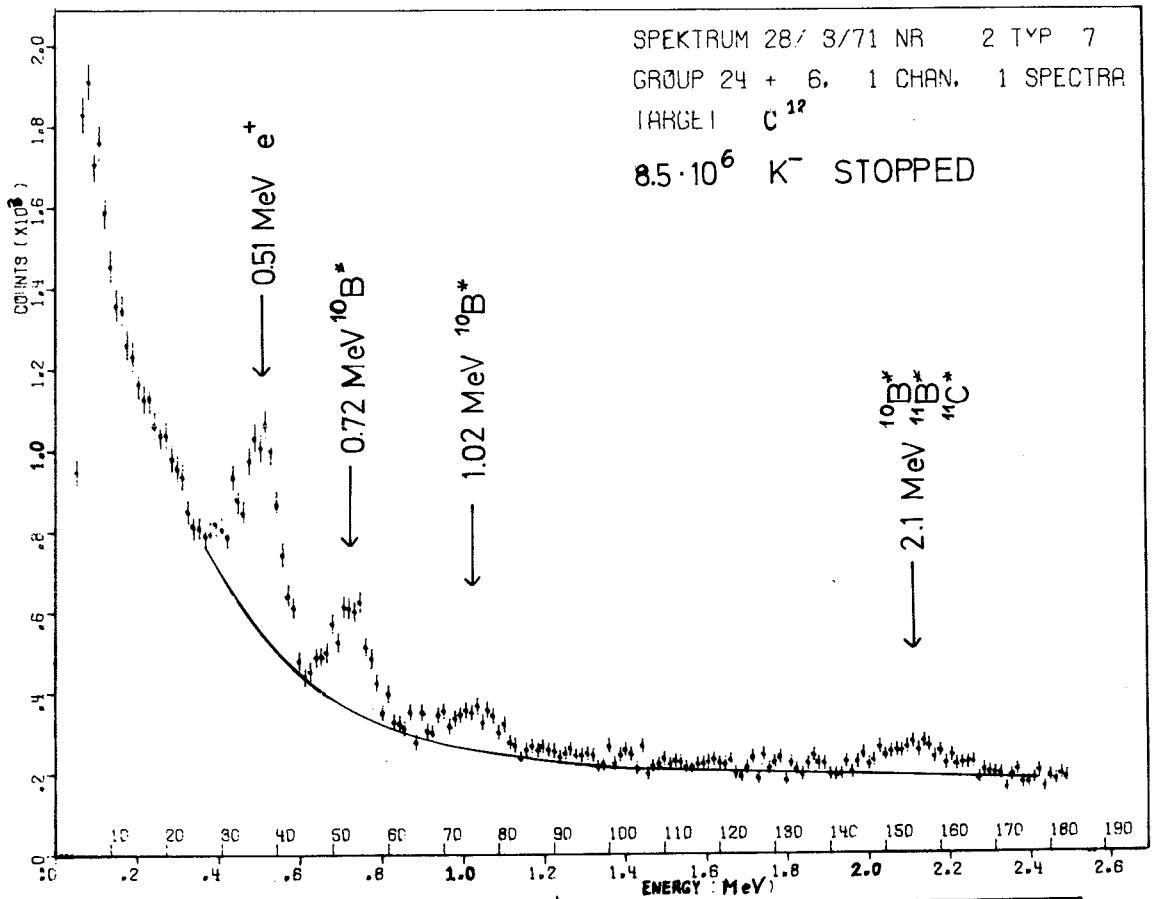


Abb. 13 Prompte ^{12}C -Spektren für gestoppte K-Mesonen (oben) und gestoppte π -Mesonen (unten), gemessen mit dem $4.5'' \times 3''$ NaJ-Kristall.

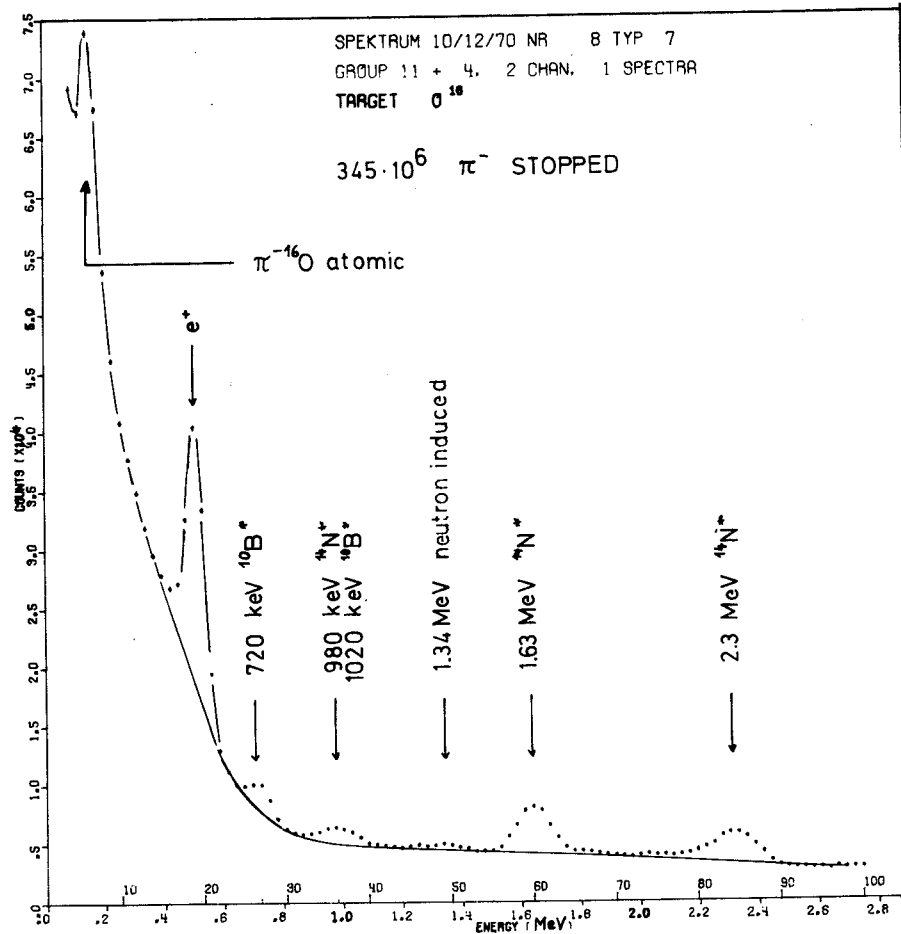
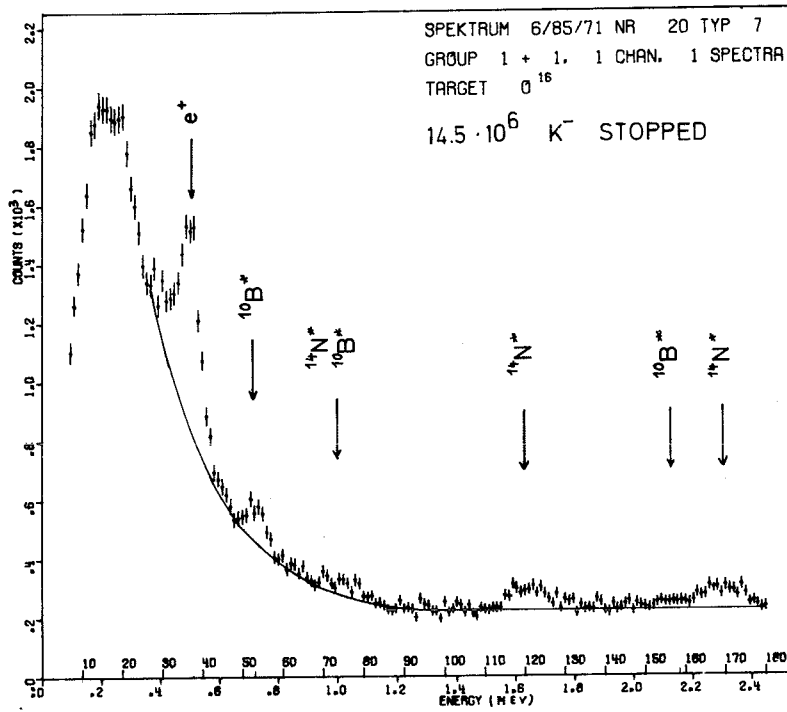


Abb. 14 Prompte ^{16}O -Spektren für gestoppte K-Mesonen (oben) und gestoppte π -Mesonen (unten), gemessen mit dem $4.5'' \times 3''$ NaJ-Kristall.

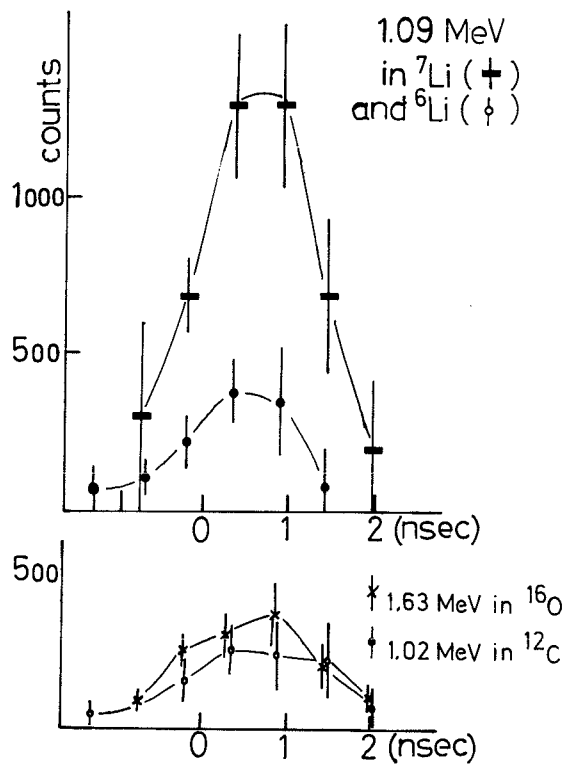


Abb. 15 Zeitverteilung der Linie bei 1.09 MeV, verglichen mit prompten Kerngammalinien. Bei der Festlegung des Zeitnullpunkts wurde die Flugzeit der γ -Strahlung von 0.5 nsec berücksichtigt.

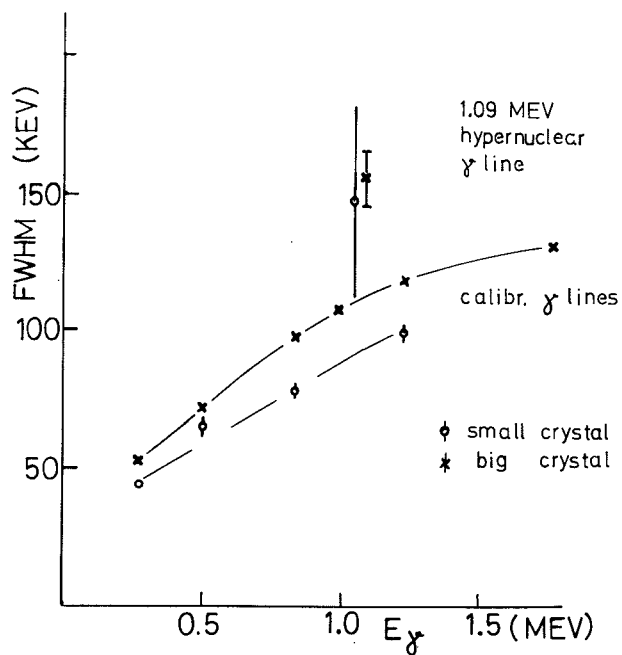


Abb. 16 Breite der Linie bei 1.09 MeV, verglichen mit der Breite von Eich- und Kerngammalinien.

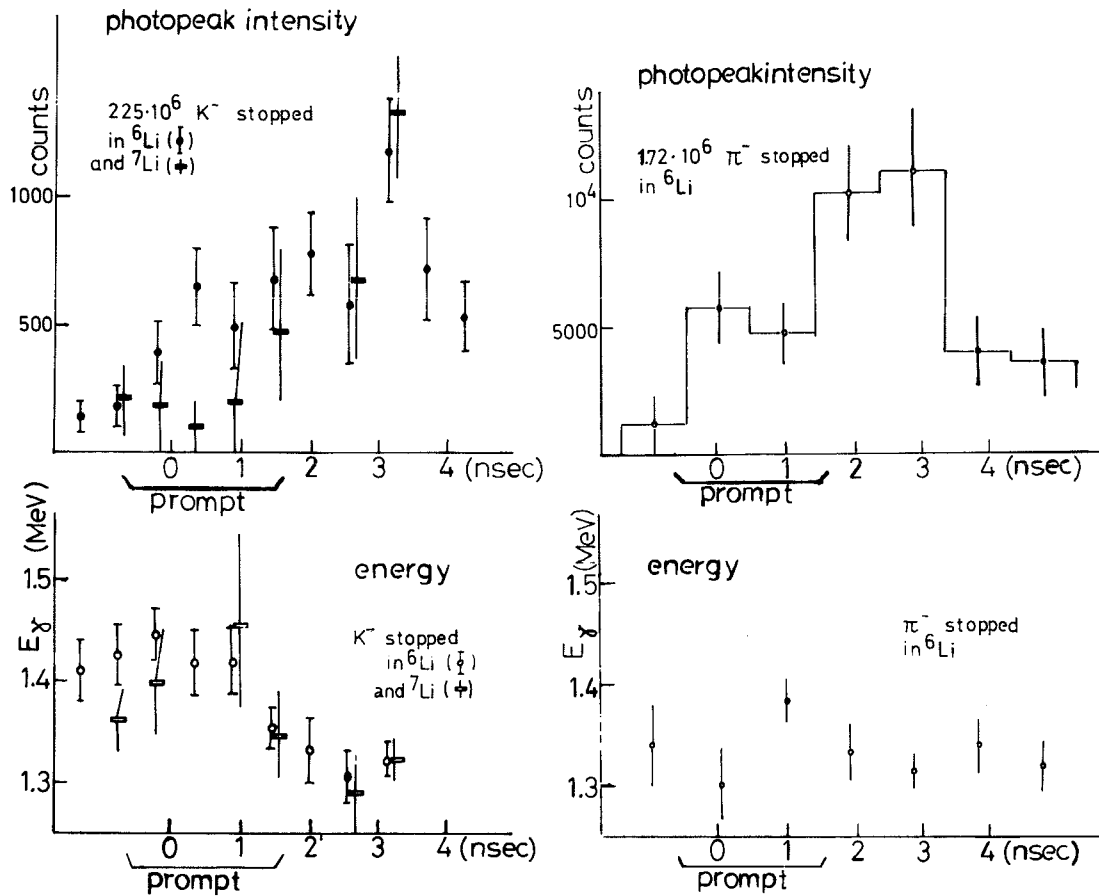


Abb. 17 Zeitverteilung der Intensitäten (oben) und der Energien (unten) der Linien bei 1.32 - 1.42 MeV in den ${}^6\text{Li}$ - und ${}^7\text{Li}$ -Targets. Die Verteilungen auf der linken Seite gelten für gestoppte K-Mesonen und die auf der rechten Seite für π^- -Mesonen. Für die mit π^- -Mesonen gemessenen Verteilungen ist die Zeitskala falsch eingezeichnet. Sie muß um einen halben Kanal (~ 0.5 nsec) nach links verschoben werden.

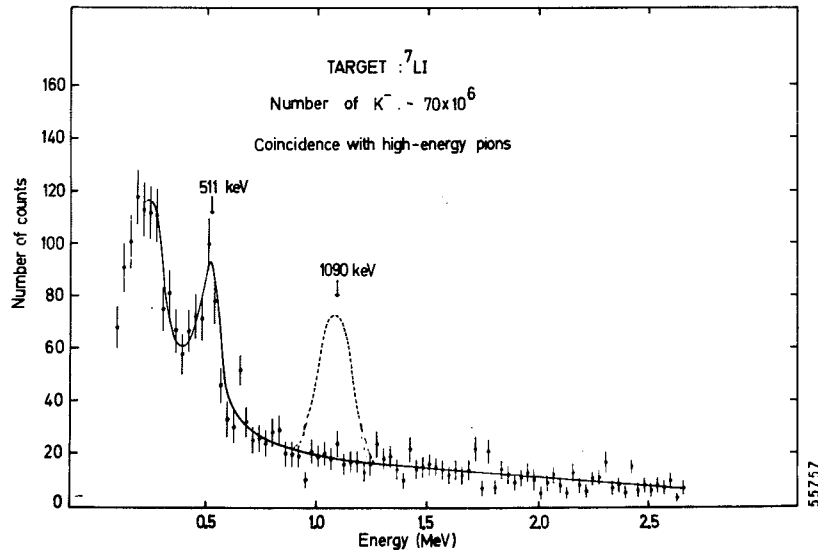


Abb. 18 Promptes ${}^7\text{Li}$ -Spektrum mit gestoppten K-Mesonen in Koinzidenz mit hochenergetischen π^- -Mesonen, gemessen mit dem 4.5" 3" NaJ-Kristall. Die gestrichelte Linie bei 1.09 MeV wird im Text (S. 25) besprochen.

