

Schwere instabile Teilchen aus der kosmischen Strahlung

Von K. GOTTSSTEIN, B. ROEDERER *, J. ROEDERER *, N. VARSHNEYA und P. WALOSCHEK

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen
(Z. Naturforsch. **11 a**, 152—156 [1956]; eingegangen am 15. Dezember 1955)

The experimental data are given of 2 τ^+ mesons, 3 excited fragments (one of which decays in flight), 1 capture of a K-meson resulting in the emission of a fast particle, and 4 $K_{\mu 2}$ particles (one of which is produced in association with a negative hyperon).

Die Untersuchung der Eigenschaften der schweren instabilen Teilchen hat in den letzten Jahren große Fortschritte gemacht. Während bis zum Jahre 1951 aus der Photoplatte nur das τ -Meson — und auch dieses nur in 3 Exemplaren — und aus der Nebelkammer die V-Teilchen bekannt waren, unterscheiden wir heute τ -, τ' , $K_{\mu 2^-}$, $K_{\mu 2^-}$, $K_{\mu 3^-}$ und $K_{e 3}$ -Mesonen und positive, negative und neutrale Hyperonen verschiedener Massen¹. Noch immer sind jedoch zahlreiche Fragen in bezug auf diese Teilchen zu beantworten, zu denen insbesondere die nach ihrem Verhältnis zueinander gehört. Es ist daher nötig, mehr experimentelles Material zusammenzutragen, um etwa Rückschlüsse auf die relative Produktionshäufigkeit der verschiedenen Teilchensorten, ihre Lebensdauern und ihre Wechselwirkung mit Materie ziehen zu können. Zu diesem Zweck stehen seit mehr als einem Jahr die Beschleunigungsanlagen in Brookhaven und Berkeley zur Verfügung, die es gestatten, Protonen von 2,8 bzw. 6,2 GeV Energie auf ein metallenes „Target“ zu schießen und diejenigen der entstehenden Teilchen, die einem bestimmten Impulsbereich angehören, in kernphotographische Emulsionen eintreten zu lassen, wo sie dann unter definierter Bedingungen studiert werden können.

Die Ergebnisse, über die in der vorliegenden Arbeit berichtet wird, wurden noch in kernphotographischen Emulsionen gewonnen, die in großen Höhen der kosmischen Strahlung ausgesetzt worden waren. Bis zur Inbetriebnahme der genannten Beschleuniger war die kosmische Strahlung die einzige Quelle von Teilchen, deren Energien hoch genug zur Erzeugung schwerer Mesonen waren. Aber auch in Zukunft werden Untersuchungen in der kosmischen

Strahlung noch von Interesse sein, da die dort vorkommenden Energien um Größenordnungen höher als die künstlich erreichbaren sind und es Prozesse geben mag, die erst bei extrem hohen Energien merklich wirksam werden.

I. Allgemeine Übersicht

Im Verlauf der systematischen Durchmusterung eines Blocks von 40 kernphotographischen Emulsionen (Ilford G 5) von je 600 μ Dicke („Stripped emulsions“), der für 7 Stdn. in einer Höhe von 27 km über Sardinien exponiert worden war, wurden u. a. die folgenden Ereignisse gefunden:

3 Zerfälle von τ -Mesonen, 3 ein Hyperon enthaltende Kernbruchstücke („angeregte Fragmente“), 1 Einfang eines K-Mesons, 4 K_{μ} -Zerfälle. Die Spur jedes der schweren instabilen Teilchen wurde bis zu dem Ort der Kernzertrümmerung, aus der es emittiert worden war, zurückverfolgt. Sodann wurden sämtliche zu diesen Kernzertrümmerungen gehörenden Spuren verfolgt, soweit sie in Anbetracht ihrer Korndichte innerhalb des Emulsionsblocks zu enden versprachen oder eine Identifizierung auf Grund der Korndichteänderung mit der Restreichweite möglich erschien. (Das war bei allen „grauen“ und „schwarzen“ Spuren der Fall.) Zweck dieses Vorgehens war das Auffinden von etwaigen „Assoziationen“, d. h. von Fällen einer gemeinsamen Erzeugung von Hyperonen und schweren Mesonen in einer Reaktion, wie sie von der Theorie von GELL-MANN und PAIS^{2,3,4} gefordert wird. In der Tat ergab sich, daß eins der τ -Mesonen und eins der K_{μ} -Mesonen mit je einem geladenen Hyperon assoziiert ist.

* Jetzige Anschrift: Comision Nacional de la Energia Atómica, Buenos Aires, Argentinien.

¹ Ein Überblick über den gegenwärtigen Stand der Kenntnisse wird von M. DEUTSCHMANN, Naturwiss. **42**, 499 [1955], gegeben. Dort findet sich auch ein umfangreiches Literaturverzeichnis.

² M. GELL-MANN u. A. PAIS, Proc. Intern. Phys. Conf., Glasgow, Juli 1954.

³ W. B. FOWLER, R. P. SHUTT, A. M. THORNDIKE u. W. L. WHITTEMORE, Phys. Rev. **93**, 861 [1954].

⁴ A. PAIS, Proc. 5. Ann. Rochester Conf., Rochester, 1955.



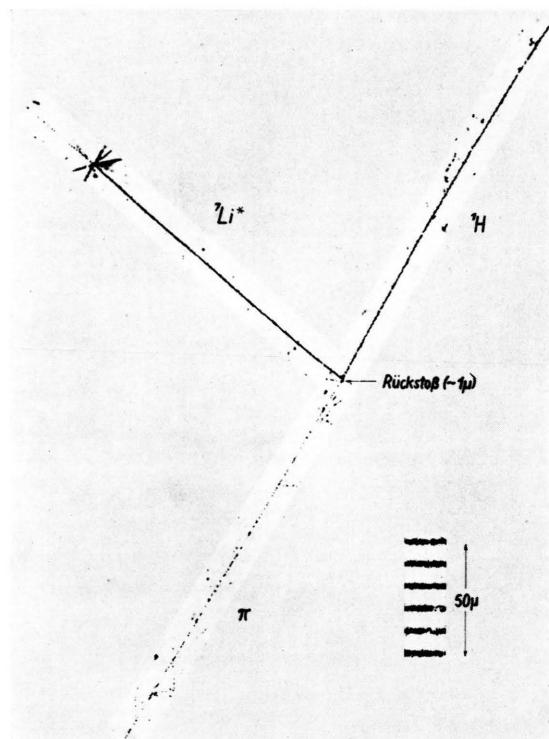


Abb. 1. Ereignis Nr. 2 aus Tab. 1:
 ${}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^6\text{Li} + \text{p} + \pi^- + (35,9 \pm 0,8) \text{ MeV.}$

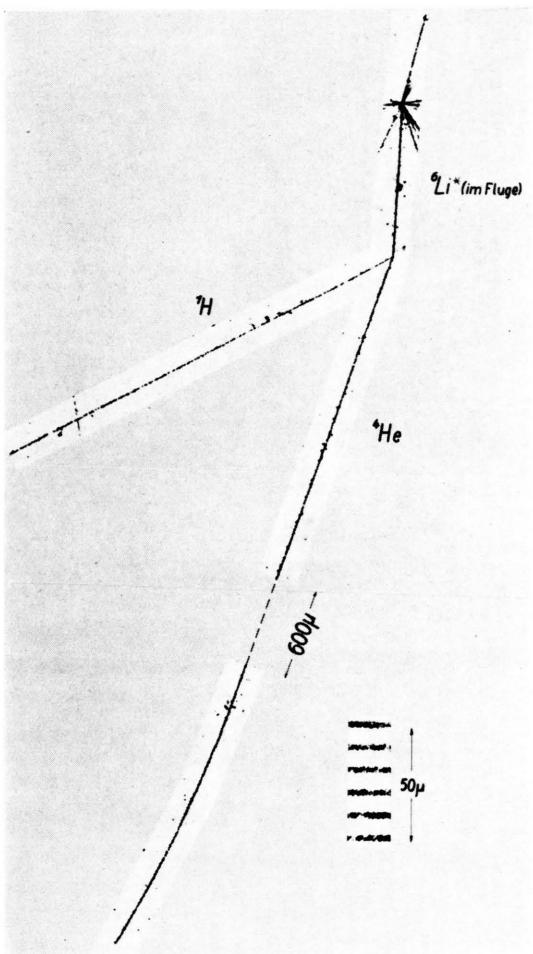
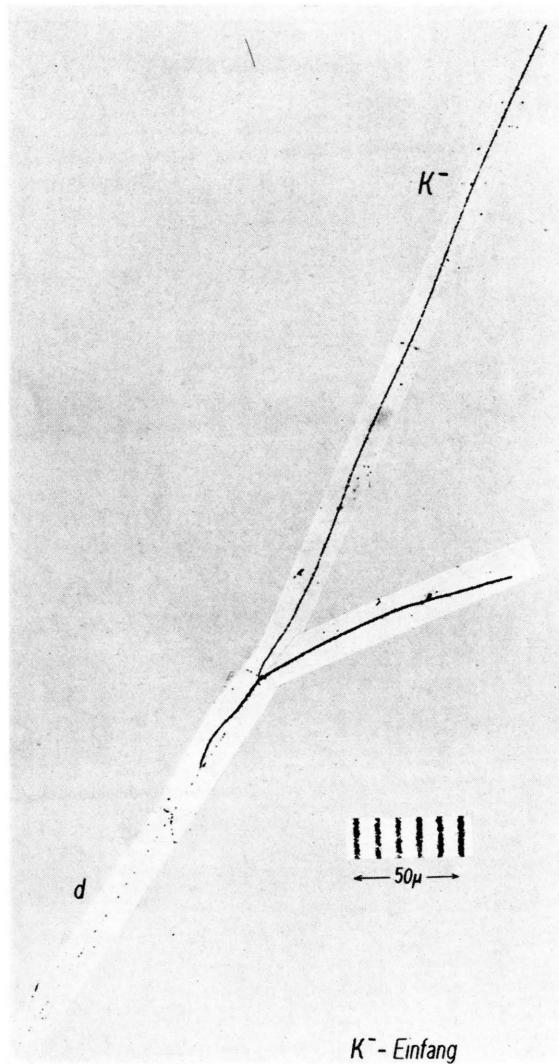


Abb. 2. Ereignis Nr. 3 aus Tab. 1:
 ${}^6\text{Li}^* \rightarrow {}^4\text{He} + \text{p} + \text{n} + (183 \pm 22) \text{ MeV.}$



K^- -Einfang

Abb. 3. Einfang eines negativen K-Mesons.

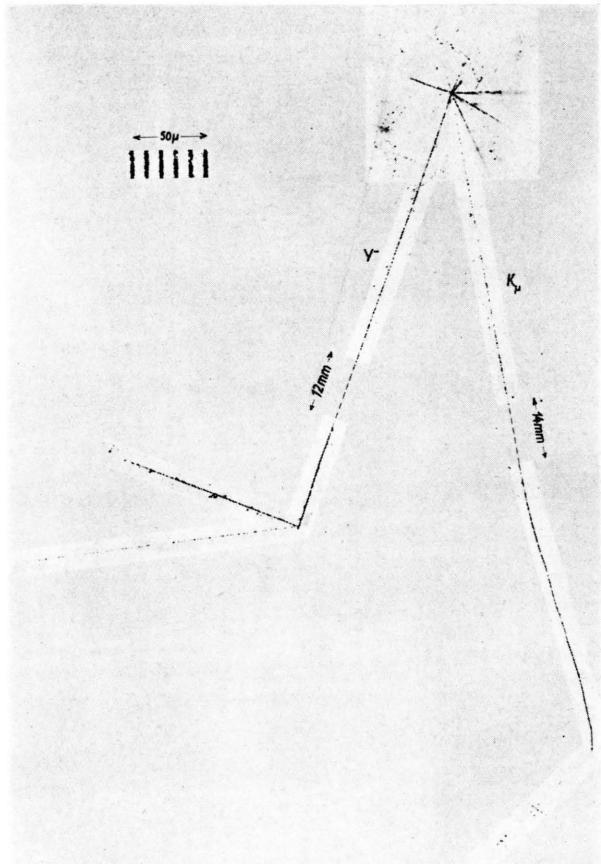


Abb. 4. Gemeinsame Erzeugung eines K_{n2} -Mesons und eines negativen Hyperons.

II. τ -Mesonen

1. Gemeinsame Produktion eines τ^+ -Mesons und eines geladenen Hyperons, das im Fluge in ein leichtes Meson (π oder μ) zerfällt. Eine Beschreibung dieses Ereignisses wurde bereits veröffentlicht⁵.

2. Emission eines τ^+ -Mesons mit einer kinetischen Energie von 22,4 MeV aus einer Kernexplosion, die als „Stern“ vom Typ 33 + 10 p in Erscheinung tritt. Flugdauer (Eigenzeit): $6 \cdot 10^{-11}$ sec. Winkel zwischen der Emissionsrichtung des τ -Mesons und der Normalen auf seine Zerfallsebene (in der die Bahnen der drei sekundären π -Mesonen liegen)⁷: $(54 \pm 2)^\circ$. Eine scheinbare leichte Störung in der Impulsbilanz der drei sekundären π -Mesonen, von denen die beiden positiven in der Emulsion zur Ruhe kommen, deutet darauf hin, daß entweder infolge einer Einzelstreuung eines der π -Mesonen unmittelbar nach dem Zerfall des τ -Mesons die gemessenen Winkel nicht die wahren sind, oder daß sich das τ -Meson im Augenblick des Zerfalls in Bewegung (kinetische Energie ~ 30 keV) befand.

Bei der Untersuchung der Spuren des primären „Sterns“ konnte kein weiteres instabiles schweres Teilchen identifiziert werden.

3. Emission eines τ -Mesons⁶ mit einer kinetischen Energie von 68,3 MeV aus einem „Stern“ vom Typ 4 + 2 p. Flugdauer (Eigenzeit): $2 \cdot 10^{-10}$ sec. Winkel zwischen Emissionsrichtung und Normalen auf Zerfallsebene⁷: $(0 \pm 4)^\circ$. Nur eins der drei sekundären π -Mesonen kommt in der Emulsion zur Ruhe, am Ende seiner Bahn ist die Spur eines langsamen Elektrons sichtbar (π^- -Einfang).

Bei der Untersuchung der Spuren des primären „Sterns“ konnte kein weiteres instabiles schweres Teilchen identifiziert werden⁸.

III. Angeregte Kernfragmente

Insgesamt wurden 3 angeregte Kernfragmente (Hyperfragmente) gefunden, von denen eines im

Fluge zerfällt. Tab. 1 gibt eine Übersicht über ihre charakteristischen Merkmale. (Q : Energietönung = Summe der kinetischen Energien der Bruchstücke; B_A : Bindungsenergie des angeregten Nukleons [A -Teilchens] im Kern.)

Zu Ereignis Nr. 1: Die beiden ersten Zerfalls-schemata wurden bereits im Bericht der Konferenz von Padua diskutiert⁹, wo sich auch eine Abbildung befindet. Es ist neuerdings jedoch bekannt geworden, daß sich die Lebensdauern instabiler Kerne erheblich ändern, wenn eins ihrer Nukleonen durch ein angeregtes ersetzt wird. Wir glauben daher nun-mehr, daß die kurze Lebensdauer des normalen ${}^8\text{Be}$ nicht dagegen spricht, daß das dritte Schema, das für B_A plausible Werte liefert, dem Zerfall zugrunde gelegen hat. Für die Bindungsenergie B_A gibt es zwei mögliche Werte, da es nicht sicher ist, welche der beiden Zerfallsspuren diejenige des ${}^3\text{He}$ ist. Zur Berechnung von B_A dienten die beiden Gleichungen:

$${}^8\text{Be}^* = {}^4\text{He} + {}^3\text{He} + n + Q/c^2 = {}^7\text{Be} + \Lambda - B_A/c^2.$$

Für die Masse von ${}^7\text{Be}$ wurde der Wert 6533,9 MeV/ c^2 eingesetzt¹⁰, für die des Λ -Teilchens der Wert¹¹ 1114,6 MeV/ c^2 .

Bei der Untersuchung der Spuren des Ursprungssterns konnte kein weiteres instabiles schweres Teilchen identifiziert werden.

Zu Ereignis Nr. 2: (siehe Abb. 1 *): Aus den Impulsen des Protons und des π -Mesons kann der Rückstoßimpuls berechnet werden. Machen wir die vereinfachende Annahme, daß dieser umgekehrt gleich dem Impuls des Λ -Teilchens vor dem Zerfall ist, so erhalten wir für die „kinetische Energie des Λ -Teilchens vor dem Zerfall“ den Wert 2,5 MeV.

Zu Ereignis Nr. 3: (siehe Abb. 2): Das Frag-ment zerfällt im Fluge. Seine Restreichweite im Augenblick des Zerfalls ist $\sim 490 \mu$, seine kinetische Energie 71 ± 15 MeV (aus der δ -Strahlendichte). Die angegebenen Energien der Zerfallsprodukte gelten für das Schwerpunktssystem.

⁵ K. GOTTSSTEIN, Nuovo Cim. **1**, 284 [1955]. Siehe auch K. GOTTSSTEIN, Naturwiss. **42**, 42 [1955] und Fig. 1 des Berichts von M. DEUTSCHMANN¹.

⁶ Direkt bestimmte Masse des τ -Mesons: $1066^{+84}_{-77} m_e$ (aus der Korndichte-Reichweite-Beziehung); $973^{+307}_{-260} m_e$ (aus der Streuwinkel-Reichweite-Beziehung nach der „constant sagitta“-Methode mit den Zellschemata von H. FAY, K. GOTTSSTEIN u. K. HAIN, Suppl. Nuovo Cim. **11**, 234 [1954]).

⁷ Vergleiche: M. TEUCHER, W. THIRRING u. H. WINZELER, Nuovo Cim. **1**, 733 [1955]. Jedoch: H. WINZELER, Ber. Intern. Konf. Elementarteilchen, Pisa, 1955, Suppl. Nuovo Cim., im Druck.

⁸ Die Daten eines vierten, in Göttingen identifizierten τ -Mesons, das in einer Emulsion mit Glasunterlage gefunden wurde, sind in einer Aufstellung des Komitees für τ -Mesonen der Internationalen Konferenz in Padua (1954) ent-halten: Suppl. Nuovo Cim. **12**, 427 [1954].

⁹ K. GOTTSSTEIN, Suppl. Nuovo Cim. **12**, 309 [1954].

¹⁰ W. H. BARKAS u. D. M. YOUNG, Univ. California, Radiation Laboratory, Nr. 2579, 1954.

¹¹ M. W. FRIEDLANDER, D. KEEFE, M. G. K. MENON u. M. MIZRAH, Phil. Mag. **45**, 533 [1954].

* Abb. 1 bis 4 auf Tafel S. 152 a und b.

Ereignis Nr.	Ursprungs- stern	Reich- weite (μ)	Ladung (e)	Eigenflugzeit (sec)	Zerfallsprodukte Art und Energie (MeV)			Zerfallsschema	Q (MeV)	B_1 (MeV)
					1	2	3			
1	$27 + 4_p$	262	4	$0,8 \cdot 10^{-11}$	${}^4\text{He}$ (11,9)	${}^4\text{He}$ (14,1)		${}^9\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He} + n + Q$ oder ${}^{9,10}\text{Be}^* \rightarrow {}^{3,4}\text{He} + {}^{3,4}\text{He} + n + n$ (+ n) (+ n) + Q	195 ± 3	-18
					${}^3\text{He}$ (10,7)	${}^3\text{He}$ (12,6)			> 104	
								${}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He} + n + Q$	164 oder 167	9,3 oder 6,6
2	$11 + 0_n$	168	3	$0,7 \cdot 10^{-11}$	${}^6\text{Li}$ (0,5)	${}^1\text{H}$ (12,8)	π^- (22,6)	${}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^6\text{Li} + p + \pi^- + Q$	$35,9 \pm 0,8$	$1,0 \pm 0,8$
3	$13 + 1_n$	117	3	$1 \cdot 10^{-12}$	${}^4\text{He}$ (16)	${}^1\text{H}$ (28)		${}^6\text{Li}^* \rightarrow {}^4\text{He} + p + n + Q$	183_{-19}^{+22}	-6_{-22}^{+19}

Tab. 1.

IV. Einfang eines negativen K-Mesons

(siehe Abb. 3)

Ursprungsstern des K-Mesons: $3 + 8_p$.

Länge der K-Spur: 2790μ .

Masse des K-Mesons („constant sagitta“-Methode¹²): $860 \pm 300 m_e$.

Masse des K-Mesons (aus der Korndichte-Reichweite-Beziehung): $855 \pm 150 m_e$.

Das K-Meson kommt zur Ruhe und löst eine Kernzertrümmerung aus, bei der die Spuren von 4 geladenen Bruchstücken auftreten, deren eine (von 3μ Länge) von einem Rückstoßkern herzurütteln scheint. Zwei weitere Spuren (108μ und 597μ lang) wurden von Protonen (oder Deuteronen, Tritonen) verursacht.

Die vierte Spur (d in Abb. 3) hat in 3 Emulsionschichten eine Gesamtlänge von $19,9$ mm, bevor sie den Block verlässt. Die Messung von Korndichte und Vielfachstreuung auf den ersten 10 mm der Bahn in der Emulsionsschicht, in der die Kernzertrümmerung liegt, ergibt für die Masse des zugehörigen Teilchens den Wert $550_{-100}^{+130} m_e$. In der benachbarten Emulsionsschicht weist die Spur eine Einzelstreuung von $(3,5 \pm 1,0)^\circ$ auf (in der Abbildung nicht sichtbar). Danach ergibt die Massenbestimmung den Wert $310_{-60}^{+90} m_e$.

Diskussion

Die Meßresultate wurden übereinstimmend von drei verschiedenen Beobachtern erhalten. Die angegebenen Fehler sind statistische Standardabweichun-

gen. Da systematische Fehler den mittleren Streuwinkel eher vergrößern als verkleinern, könnte die Masse unterschätzt sein.

1. Annahme: Das zu der vierten Spur gehörige Teilchen hat K-Masse ($963 m_e$) und zerfällt in der benachbarten Emulsionsschicht im Fluge in ein π -Meson. (Ferner müßten noch mindestens zwei neutrale Zerfallsprodukte auftreten, wie aus der Energie- und Impulsbilanz hervorgeht; es könnte sich dann also um ein τ' -Meson handeln.) Seine kinetische Energie bei der Erzeugung wäre dann nach der Korndichte $210_{-30}^{+40} \text{ MeV}$. Die gesamte sichtbare kinetische Energie in der Reaktion wäre dann $\sim 225 \text{ MeV}$.

2. Annahme: Das Teilchen ist ein Hyperon, das im Fluge nach dem Schema $Y \rightarrow \pi + n + Q$ zerfällt. Diese Annahme wäre nicht unvereinbar mit einer ausgeglichenen Energie- und Impulsbilanz. Die kinetische Energie des Hyperons bei der Erzeugung wäre $510_{-70}^{+90} \text{ MeV}$.

3. Annahme: Das Teilchen ist ein Proton, welches eine Kernzertrümmerung hervorruft, aus der ein π -Meson emittiert wird. Die kinetische Energie des Protons wäre $400_{-60}^{+80} \text{ MeV}$.

4. Annahme: Das Teilchen ist ein π -Meson, dessen Spur infolge einer statistischen Schwankung oder einer sonstigen Ursache eine zu kleine Vielfachstreuung oder zu große Korndichte (oder beides) aufweist. Seine kinetische Energie wäre dann $57 \pm 6 \text{ MeV}$.

¹² mit Zellenschema nach FAY et al. (siehe ⁶).

Tab. 2 zeigt die *minimale* Masse, die das primäre „K-Meson“ haben müßte, um die freiwerdende sichtbare Energie aufzubringen. (Die Impulsbilanz könnte durch das Teilchen ausgeglichen werden, das die 3μ lange Spur hervorruft, deren Richtung der der betrachteten vierten Spur entgegengesetzt ist.)

Annahme	1	2	3	4
Mindestmasse des Primärteilchens (m_e)	1400^{+80}_{-60}	1515^{+180}_{-140}	810^{+160}_{-120}	413 ± 10

Tab. 2.

Aus den Annahmen 1 und 2 ergäbe sich die Existenz eines Mesons mit einer oberhalb von 1400 bzw. $1515 m_e$ liegenden Masse. Für die Existenz eines solchen Teilchens liegen bisher keine sicheren Anhaltspunkte vor. Es bleiben also die Annahmen 3 und 4 (wobei gegen 3 allerdings der relativ große Unterschied zwischen der Protonenmasse und dem gemessenen Massenwert des vierten Teilchens einzuwenden wäre), die auch eine bessere Übereinstimmung mit der direkt gemessenen Masse des K-Teilchens liefern.

Bei der Untersuchung der Spuren des Ursprungsterns konnte kein weiteres instabiles schweres Teilchen identifiziert werden.

V. K_μ -Zerfälle

Ereignis Nr. 1 (siehe Abb. 4): Das K-Meson wird aus einer Kernzertrümmerung vom Typ

$15 + 5_n$ emittiert und kommt nach einer Eigenflugzeit von $1,5 \cdot 10^{-10}$ sec zur Ruhe.
Länge der K-Spur: $14\,200\mu$.

Masse $\left\{ \begin{array}{l} \text{„Constant sagitta“-Methode: } 916^{+131}_{-109} m_e, \\ \text{Streuwinkel-Reichweite-Methode bei konstanter Zellengröße: } 1185^{+445}_{-300} m_e, \\ \text{Korndichte-Reichweite-Methode: } \\ 968^{+100}_{-95} m_e. \end{array} \right.$

Das Sekundärteilchen verläßt den Emulsionsblock. Seine Gesamtspurlänge in drei Schichten ist 31,5 mm.

Kinetische Energie des Sekundärteilchens (aus Vielfachstreuung und Korndichte und deren Abhängigkeit von der Restreichweite):

$$\begin{aligned} & 157^{+17}_{-10} \text{ MeV für } \mu\text{-Mesonenmasse,} \\ & 146^{+16}_{-9} \text{ MeV für } \pi\text{-Mesonenmasse.} \end{aligned}$$

(K- oder Protonenmasse kommen nicht in Frage. Elektronenmasse ist unwahrscheinlich, da sich keine Strahlungsverluste bemerkbar machen.)

Die Energie des Sekundärteilchens ist zu groß für $K_{\pi 2}(\chi)$, $K_{\pi 3}(\tau')$ oder $K_{\mu 3}(z)$. Sie ist jedoch vereinbar mit der für ein μ -Meson zu erwartenden, das durch den Zerfall $K_{\mu 2} \rightarrow \mu + \nu$ (ν : Neutrino) entsteht (siehe Tab. 3).

Bei der Untersuchung der Spuren des Ursprungsterns wurde die Spur eines Teilchens gefunden, das nach einer Bahnlänge von $12\,000\mu$ (entsprechend einer Eigenflugzeit von $1,7 \cdot 10^{-10}$ sec für ein Hy-

K_μ Nr.	Ursprungsstern	Primärspur					Sekundärspur			Bemerkungen	
		Länge d. K-Spur (mm)	Masse			gewichtete Mittelwerte (m_e)	Länge (mm)	$p\beta^{16}$ (MeV/c)	Q (MeV)		
			$R - \bar{a}^{13}$ (m_e)	$R - g^*^{14}$ (m_e)	aus Impulsbilanz ¹⁵ (m_e)						
1	$15 + 5_n$	14,2	957^{+128}_{-103}	968^{+100}_{-95}	978^{+72}_{-39}	952^{+53}_{-34}	41,6	216^{+20}_{-12}	394^{+37}_{-20}	Die Identifikation des μ -Mesons, das den Emulsionsblock verläßt, beruht auf denselben Überlegungen wie bei Ereignis Nr. 1.	
2	$14 + 8_p$	13,1	843^{+338}_{-219}	975^{+126}_{-110}	1109^{+188}_{-133}	1015^{+101}_{-80}	34,8	252^{+50}_{-36}	460^{+96}_{-68}		
3	$5 + 1_p$	17,6	—	975^{+85}_{-74}	980^{+214}_{-147}	975^{+79}_{-66}	5	218^{+57}_{-38}	396^{+109}_{-75}		
4	$4 + 1_p$	9,7	736^{+270}_{-171}	936^{+122}_{-109}	990^{+54}_{-42}	976^{+49}_{-40}	83,6	224^{+13}_{-11}	400^{+27}_{-21}		
gewichtete Mittelwerte			920^{+110}_{-84}	966^{+52}_{-47}	991^{+41}_{-28}	980^{+31}_{-23}		223^{+10}_{-8}	400^{+21}_{-14}		

Tab. 3.

¹³ aus der Beziehung zwischen Restreichweite R und Vielfachstreuung.

¹⁴ aus der Korndichte(g^*)-Reichweite-Beziehung.

¹⁵ unter Zugrundelegung des Zerfallsschemas $K_{\mu 2} \rightarrow \mu + \nu + Q$

und des gemessenen Wertes von $p\beta$ (siehe ¹⁶) für das sekundäre μ -Meson.

¹⁶ p : Impuls; $\beta = v/c$; $p\beta$ wurde aus der Vielfachstreuung bestimmt.

peron) zur Ruhe kommt und eine relativ energiearme Kernzertrümmerung auslöst.

Ladung des Teilchens (aus der δ -Strahlendichte):
1 e,

Masse des Teilchens (Korndichte-Reichweite):
 $\sim 2000 m_e$.

Aus der ausgelösten Kernzertrümmerung emittierte Teilchen: 1 Proton (105 MeV). 1 Proton (31 MeV), 1 Rückstoßkern.

Diese Daten deuten darauf hin, daß es sich bei dem Teilchen um ein negatives Hyperon handelt, das gemeinsam mit einem $K_{\mu 2}$ -Meson erzeugt wurde.

Ereignisse Nr. 2, 3 und 4: Tab. 3 gibt einige der experimentellen Daten zu drei sonstigen K_{μ} -Zerfällen im Ruhezustand. In allen diesen Fällen konnten bei der Untersuchung der Spuren der Ursprungsterne keine weiteren instabilen schweren Teilchen

identifiziert werden. Der besseren Übersicht wegen sind auch die Daten zu Ereignis Nr. 1 teilweise noch einmal in Tab. 3 enthalten.

Die Untersuchungen über die Eigenschaften schwerer Mesonen werden fortgesetzt in Emulsionen, die am Bevatron in Berkeley exponiert worden sind.

Herrn Dr. M. CECCARELLI danken wir für anregende Diskussionen. Die Mikrophotographien wurden von Frau H. BAUMBACH angefertigt. Zu Dank verpflichtet sind wir ferner den Mitgliedern der Mikroskopiergruppe, die die Emulsionen durchmusterten; die beschriebenen Ereignisse wurden von Fr. B. ARNDT (1 Hyperfragment), Frau H. BAUMBACH (1 K-Einfang, 1 K-Zerfall), Fr. L. BISCHOFF (2 Hyperfragmente, 2 K-Zerfälle), Fr. I. FECHNER (1 K-Zerfall) und Fr. K. PÄTZOLD (2 τ -Mesonen) aufgefunden.

Zwei von uns (B. R., J. R.) verdanken der Argentinischen Atomenergiekommission ein Stipendium.

Das Potential in doppelt gekrümmten Kondensatoren

Von R. ALBRECHT

Aus dem Institut für Theoretische Physik der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforsch. 11 a, 156—163 [1956]; eingegangen am 7. Dezember 1955)

Für eine Klasse von Toroidkondensatoren wird das Potential im ungestörten Gebiet mit Hilfe von Reihenentwicklungen untersucht. Ferner werden die Abmessungen eines Toroidkondensators ermittelt, falls die Feldgrößen vorgegeben sind.

Bei verschiedenen Anwendungen in der Ionen- bzw. Elektronenoptik werden als Ablenkorgane Kondensatoren benutzt, deren Elektroden doppelt gekrümmte Flächen sind¹. Da solche Kondensatoren technisch meist durch Teile der Oberfläche von Toroiden mit gemeinsamer Rotationsachse realisiert werden, hat sich für sie der Name „Toroidkondensatoren“ eingebürgert. Die Abbildungseigenschaften solcher Kondensatoren entsprechen denen *doppelt gekrümmter Linsen*, so daß sie eine *dreibimensionale Optik* ermöglichen.

Zur Bestimmung der optischen Konstanten eines Toroidkondensators ist die Kenntnis des Potentialverlaufs notwendig. Leider scheitert die exakte Ermittlung an der Kompliziertheit der mathematischen Behandlung, so daß man darauf angewiesen ist, das Potential approximativ mit Hilfe einer Potenzreihe

darzustellen, die im interessierenden Gebiet so gut konvergiert, daß die ersten Glieder bereits eine ausreichende Näherung ergeben. Für eine GAUSSSCHE Dioptrik samt Untersuchung der Bildfehler genügt eine Berücksichtigung der Glieder bis zur dritten Ordnung einschließlich². Im folgenden soll für eine Klasse technisch wichtiger Toroidkondensatoren eine approximative Darstellung des Potentials geben werden³.

I. Formulierung des Problems. Un gestörter Potentialverlauf

Wir legen ein rechtwinkliges xyz -Koordinatensystem zugrunde, wählen in der xz -Ebene zwei Punkte $(m_1; 0)$, $(m_2; 0)$ ($-\infty < m_1, m_2 < \infty$) und

¹ z. B. H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforschg. 10a, 872 [1955].

² H. MARSHALL, Phys. Z. 45, 1 [1944].

³ Eine von O. HACHENBERG, Ann. Phys., Lpz. 2, 225 [1948] angegebene Reihenentwicklung bis zu den Gliedern 2. Ordnung für eine speziellere Klasse von Toroidkondensatoren ist infolge ihrer Herleitung nur bedingt anwendbar.