

Menge Desoxy-ribonucleinsäure aufgebaut ist. Hier hängen also kinetische Erscheinungen eng mit Strukturbedingungen zusammen.

Ich kann Ihnen keinen vollständigen und zusammenhängenden Bericht hierüber geben, aber ich erwähne diese Dinge, um zu zeigen, daß noch viel Ungeklärtes der Erforschung harret. Auch möchte ich zum Ausdruck bringen, daß die Reaktionskinetik beim Erklären dieser faszinierenden Erscheinung, der lebenden Zelle, eine Rolle spielen kann. Sollte sich meine Meinung als falsch erweisen, so wird es doch der Mühe wert gewesen sein, dies zu prüfen.

Einer meiner Kollegen, Professor G. Temple, hat einen interessanten Vergleich gezogen zwischen dem „Klassischen“ und dem „Romantischen“ in der wissenschaftlichen Forschung. Erstere wird verkörpert durch einen klaren Schluß und eindeutige mathematische Gleichungen oder dadurch, daß man eine Ansicht kritisch und logisch prüft und beweist. Bei letzterer wird Unbekanntes gedeutet und eine vorläufige Hypothese aus unvollständigen Ergebnissen formuliert, die mit dem Fortgang der Forschung einer ständigen Revision bedürfen. Es gibt wohl kaum einen Zweifel, wohin

das Studium der chemischen Kinetik gehört. Einige von uns mögen wirklich in der Rückschau wie Dante fühlen

*“me ritrovai per una selva oscura
che la diritta via era smarrita”*

(So fand ich mich in einem finsternen Walde,
wo der gerade Weg verloren war).

Und in der Tat, ich habe vorhin ein Beispiel einer Situation erwähnt, bei der die eine oder die andere von zwei beachtenswerten Beweisführungen sich wahrscheinlich als Irrtum herausstellen wird. Soll man hieraus einen Schluß ziehen? Ich weiß es nicht, aber vielleicht können wir uns mit dem berühmten Wort Lessings trösten:

*„Nicht die Wahrheit, in deren Besitz irgendein Mensch ist
oder zu sein vermeint, sondern die aufrichtige Mühe, die er
angewandt hat, hinter die Wahrheit zu kommen, macht
den Wert des Menschen“.*

Oder wie ein englischer Schriftsteller sich ausgedrückt hat: „*Hoffnungsvoll reisen ist ein besser Ding als ankommen*“.

Eingegangen am 25. Januar 1957 [A 797]

Unsere Kenntnisse über Elementarteilchen

Von Dr. E. LOHRMANN und Dr. H. WINZELER

Physikalisches Institut der Universität Bern

Im einleitenden Abschnitt werden die „klassischen“ Vertreter der Elementarteilchen, Elektron, Proton, Neutron, Positron, Neutrino und γ -Quant, ihre Rolle beim Aufbau des Atoms sowie beim Prozeß des radioaktiven Zerfalles beschrieben. Nach Erwähnung der atomaren Kenngrößen wie Ladung, Masse und Spin folgt, in Überleitung zu den „Leichten Mesonen“, die Wiedergabe des Yukawaschen Bildes für die Deutung der Kernkräfte. An den Abschnitt über π - und μ -Meson schließen wir eine grobe Besprechung der bunten Gruppen der „Schweren Mesonen“ an. Ihre Zerfallsarten und bis heute bekannten Eigenschaften sind in einer Tabelle zusammengefaßt. Es wird auf die Wichtigkeit der großen Teilchenbeschleuniger für die systematische Erforschung dieser Teilchen hingewiesen. Sodann ist ein besonderer Abschnitt über das Neutrino eingefügt, über welches man gerade in letzter Zeit noch einige wichtige Erkenntnisse gewonnen hat. Als letzte in der Reihe der Elementarteilchen figuriert die Familie der Hyperonen. Sie sind schwerer als die Nukleonen und können sich bei Zerfall oder Einfang nie weiter als bis auf ein Nukleon abbauen. Der Schluß-Absatz ist der Wiedergabe von Ansätzen gewidmet, die versuchen, ein brauchbares Schema zu finden, nach dem man die Vielzahl der heute bekannten Elementarteilchen ordnen könnte.

Der relativ junge Begriff des „Elementarteilchens“ ist bis heute wohl kaum wirklich exakt definiert, wenn gleich es jedem der auf diesem Gebiete arbeitenden Wissenschaftler geläufig ist, in welchen Fällen die Bezeichnung „Elementarteilchen“ angebracht erscheint. Da sind einmal die „klassischen“ Vertreter ihrer Art, nämlich Elektron, Proton, Neutron, Neutrino und Positron. Ihre Eigenschaften wurden bereits in dieser Zeitschrift geschildert¹⁾. Wenn wir dennoch im folgenden eine kurze Besprechung auch dieser Gruppe anschließen, so geschieht das zum einen der Vollständigkeit dieses Überblicks zuliebe, zum andern aber auch, weil sich seit 1947 doch einiges Material unserem Wissen neu zugesellt hat, und heute bereits Ansätze existieren, die versuchen, alle Elementarteilchen einem Schema einzuordnen und somit der Aspekt viel allgemeiner geworden ist.

Das negative Elektron hielt bereits um 1890 Einzug in das Weltbild der Physik als Träger der Elementarladung, der kleinsten Ladung. Seine Existenz wurde 1881 erstmals von Stoney und Helmholtz gefolgert aus dem bekannten Faradayschen Elektrolysegesetz. Damals wurde allerdings lediglich das Vorhandensein einer Elementarladung in Ver-

bindung mit einem chemisch unteilbaren Atom gefordert. Über die Teilbarkeit des Atomes selber oder gar über die Rolle, die das Elektron an seinem Aufbau zu spielen hatte, war damit noch garnichts ausgesagt. Bis man zur Überzeugung gelangte, daß das für unteilbar angesehene Atom selbst noch räumlich und begrifflich unterteilt werden müsse, damit man imstande sei, Vorgänge, wie z. B. die radioaktive Umwandlung der Elemente, zu deuten, mußte man sich erst einmal die atomistische Denkweise erfolgreich zu eigen machen.

So vergingen mehr als 30 Jahre, bis Bohr und Rutherford die Unterteilung des Atomes in Hülle (Elektronen) und Kern vorschlugen. Das als ganzes elektrisch neutrale Atom hat danach im Kern genau so viele positiv geladene Protonen wie Hüllen-Elektronen. Das Proton ist aber 1836 mal schwerer als das Elektron. Man pflegt heute die Masse der Elementarteilchen in Einheiten der Elektronenmasse m_e anzugeben ($1 m_e = 9,108 \cdot 10^{-28}$ g). Einem andern Brauche folgend gibt man vielfach auch die Masse von Teilchen in Energieeinheiten — entsprechend der Einsteinschen Formel $E = mc^2$ ist Masse ja äquivalent Energie — an, und spricht dann von „Elektronen-Volt“, eV. Das ist die Energie, welche ein Elektron nach Durchlaufen einer Spannungsdiffe-

¹⁾ Vgl. diese Ztschr. 59, 97 [1947].

renz von 1 Volt gewonnen hat. Dann ist $1 m_e = 0,511 \text{ MeV}$. Wir sehen, daß das Atomgewicht zum überwiegenden Teil vom Kern bestimmt wird ($1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$).

Als weiterer Kernbaustein ist das Neutron anzuführen, welches als freies Teilchen 1932 von Chadwick durch Beobachtungen mit der Nebelkammer entdeckt wurde²⁾. Eine erstmals von Heisenberg aufgestellte Hypothese sprach dem Neutron seine Rolle als Kernbaustein und elektrisch neutralem Partner des Protons im Kern zu. Man führt Proton und Neutron daher auch unter dem Begriff „Nukleon“. Im Gegensatz zum Proton, ist das freie Neutron instabil. Es zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von 18,4 min in Proton, Elektron und Neutrino.

Bevor wir uns der Besprechung von Neutrino und Positron zuwenden, wollen wir diejenigen Kräfte diskutieren, die das Atom zusammenhalten. Die elektrisch negative Atomhülle wird durch das elektrostatische Potential in Abständen von rund 10^{-8} cm an den positiv geladenen Kern gebunden. Nach anschaulichen Modellen von Bohr und Sommerfeld bewegen sich die Elektronen auf bestimmten elliptischen Bahnen. Die Bindungsenergien der Elektronen liegen zwischen 10 und 10^5 eV . Da alle chemischen Vorgänge Wechselwirkungen zwischen den Atomhüllen sind, haben die bei chemischen Reaktionen freiwerdenden Energien die Größenordnung von einigen eV.

Der Atomhülle zuzuschreiben sind bekanntlich auch die Vorgänge der Lichtemission, und hiermit kommen wir zu einem weiteren Gebilde, das ebenfalls in der Reihe der Elementarteilchen angeführt wird, nämlich das γ -Quant. Es gehört zur Klasse der elektromagnetischen Wellen, hat aber gemäß dem Wellen-Teilchen-Dualismus auch korpuskulare Eigenschaften. Ein Hüllenelektron kann unter Aussendung eines γ -Quants von einer Bohrschen Bahn in die andere übergehen. Die Energiedifferenz beider Bahnen entspricht dabei der Energie des Lichtquants.

Der Atomkern hat im Vergleich mit der Hülle den enorm kleinen Durchmesser von rund $5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$, und es drängt sich sogleich die Frage auf, welche Kräfte es sind, die auf diesem kleinen Volumen die elektrostatischen Abstoßungskräfte zu kompensieren vermögen. Man nennt sie Kernkräfte. Über ihre Natur ist noch nicht viel bekannt. Ihre Reichweite muß jedenfalls sehr kurz sein, d. h. sie müssen mit der Distanz rascher abklingen, als die elektrischen, welche einem $1/r^2$ -Gesetz folgen. Sind zu viele Protonen im Kern, so kann die elektrische Abstoßung mit den Kernkräften konkurrieren, und der Kern neigt zu Zerfall. Ein solcher instabiler Kern kann dann z. B. ein α -Teilchen emittieren (das sind He-Kerne). Die Bindungsenergie des Nukleons im Kern beträgt rund $8 \cdot 10^6 \text{ eV}$, ist also um einige Größenordnungen höher als für die Hülle. Dementsprechend sind auch die Energieumsätze, die bei Kernumwandlungen auftreten, wesentlich größer als bei chemischen Reaktionen.

Neben den α -Strahlern gibt es β - und auch γ -aktive Kerne. Unter β -Aktivität versteht man die Emission von positiven und negativen Elektronen. Obwohl die Elektronen keinesfalls im Kern vorhanden sind, können sie dennoch, ähnlich wie beim Zerfall des Neutrons, von ihm emittiert werden. Das hier vorkommende positive Elektron wird auch das Positron genannt. Es ist das Antiteilchen zum gewöhnlichen Elektron. Das Vorzeichen seiner Ladung kann in einer Nebelkammer mit Magnetfeld bestimmt werden. So gelang Anderson³⁾ sein erstmaliger Nachweis im Jahre 1932, und zwar beobachtete er die „Paarerzeugung“

Elektron-Positron. Das erzeugende γ -Quant materialisiert bei diesem Prozeß. Die sogenannte „Löchertheorie“ hierzu stammt von Dirac.

Der β -Zerfall bereitete den Physikern einiges Kopfzerbrechen, insofern als der Energiesatz nicht mehr erhalten zu sein schien. Zu seiner Rettung mußte man die Existenz eines nicht ionisierenden Teilchens der Ruhemasse 0 annehmen. Es handelt sich bei diesem, erst vor kurzer Zeit direkt nachgewiesenen Teilchen um das letzte in der Reihe der „klassischen“ Vertreter, das Neutrino. Wie das γ -Quant bewegt es sich mit Lichtgeschwindigkeit. Während aber das γ -Quant den Spin 1 hat, besitzt das Neutrino den Spin $1/2$.

Wie ist es möglich die verschiedenen Arten von Elementarteilchen überhaupt voneinander zu unterscheiden? Bisher sind uns bereits Masse und Ladung als solche Kenngrößen begegnet. Für beide gelten Erhaltungssätze; der Erhaltungssatz der Masse ist nach der Beziehung $E = mc^2$ äquivalent dem Erhaltungssatz der Energie. In der Tabelle 1 sind die heute bekannten Elementarteilchen der Masse nach geordnet wiedergegeben. Während man für die vorkommenden Massenbeträge noch keine Systematik gefunden hat, scheinen die Ladungen nur als die Vielfachen -1 , 0 und $+1$ der Elektronenladung aufzutreten, was einmal mehr die Bezeichnung „Elementarladung“ rechtfertigt. Diese beiden Charakteristika besitzen mithin auch sehr einleuchtende makroskopische Analogien. Eine weitere Größe, welche man sich noch auf einfache Art plausibel machen kann, ist der Spin oder Eigendrehimpuls, der weiter oben bereits genannt wurde. Im groben Bild können wir den Spin eines Teilchens als Drall um eine Achse auffassen. Er ist ebenfalls gequantelt und kommt nur in ganz- oder halbzahligen Vielfachen der Grundgröße \hbar vor. (Es ist $\hbar = h/2\pi$, wobei h die Plancksche Konstante ist). Auch für den Gesamtdrehimpuls gilt ein Erhaltungssatz.

Soweit die Besprechung der in der Tabelle angeführten Größen, welche für die Differenzierung der Teilchen wichtig sind. Die mittlere Lebensdauer ist ebenfalls angegeben. Die Rolle der Strangeness wird am Schluß besprochen. Zwei weitere Parameter, nämlich Isotopenspin und Parität, welche bei vielen Reaktionen erhalten bleiben und heute eine bedeutende Rolle spielen, wurden weggelassen, da ihre Erläuterung nicht auf so anschauliche Begriffe zurückgeführt werden kann und ihre Erklärung weit über das Maß dieses Artikels hinausgehen würde.

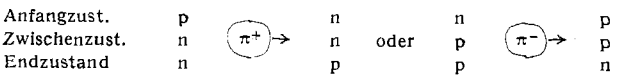
Wir sehen, daß in Tabelle 1 sehr viele instabile Teilchen vorkommen. Es sind die neueren Elementarteilchen, die Mesonen und Hyperonen. Einen ersten Schritt zur Einführung der Mesonen hat Yukawa bereits im Jahre 1937 unternommen⁴⁾. Sein Gedankengang ist so grundlegend, daß wir ihn hier kurz skizzieren wollen, wenn er auch dem einen oder andern etwas ungewohnt vorkommen mag. Bekanntlich wird, wenn das nur durch elektrische Kräfte gebundene Hüllenelektron von einer Bohrschen Bahn in eine energetisch tiefere fällt, ein γ -Quant frei. Dabei folgt die Kraft, welche das Elektron an den Kern bindet dem Coulombschen Gesetz. Mit Kenntnis dieser Tatsache könnte man sich im Prinzip zufriedengeben. Es zeigt sich aber, daß es sehr von Nutzen ist, sich eine etwas verfeinerte Vorstellung vom Zustandekommen dieser Kraft zu machen. Die Tatsache, daß γ -Quanten emittiert werden, wenn genügend Energie zur Verfügung gestellt wird, legt es nahe, anzunehmen, daß γ -Quanten eigentlich immer vorrätig sind, lediglich gebunden, virtuell. Beim Wasserstoff-Atom z. B. sollen also Elektron und auch Proton stets eine Wolke von virtuellen γ -Quanten um sich herum haben.

⁴⁾ H. Yukawa, Proc. Phys.-Math. Soc. Japan 17, 48 [1935].

²⁾ J. Chadwick, Nature [London] 129, 312 [1932]. Proc. Roy. Soc. [London] (A) 136, 692 [1932].

³⁾ C. D. Anderson, Science [Washington] 76, 238 [1932]. Physic. Rev. 43, 491 [1933].

Es kann auch ein Austausch von Quanten stattfinden. Hieraus resultiert dann eine Austauschkraft. Mithin sind in diesem Bilde die virtuellen γ -Quanten Vermittler der elektromagnetischen Kräfte. Wenn genügend Energie zur Verfügung steht, können sie frei, d. h. emittiert werden. Eine ganz analoge Vorstellung wandte *Yukawa* auf seine Deutung der Kernkräfte an. An Stelle des γ -Quanten postulierte er als Mittler der Kernkräfte ein „Meson“, nennen wir es π -Meson. Die Austauschkraft zwischen zwei Nukleonen, etwa einem Proton und einem Neutron läßt sich dann so skizzieren:



Durch Emission eines positiven Mesons verwandelt sich Proton in Neutron, Neutron durch Absorption desselben in Proton, und die beiden Nukleonen haben somit ihren Zustand vertauscht. Der „Zustand“ eines Nukleons besteht darin, als Proton oder als Neutron in Erscheinung treten zu können. Dieselbe Rolle können natürlich auch negativ geladene oder neutrale Mesonen spielen. So geschildert, ist dieser Vorgang stets virtuell, die Mesonen können nicht aus

dem Kern heraus. Steckt man hingegen genügend Energie hinein, so können die Mesonen als Verkörperer der Kernkräfte wirklich frei werden. Hochenergetische Partikel der kosmischen Strahlung produzieren tatsächlich in Kernzertrümmerungen Mesonen. Das von *Yukawa* postulierte Teilchen, das π -Meson, wurde 1947 von *Lattes*, *Occhialini* und *Powell* mit Hilfe der Kernemulsion nachgewiesen.

Unsere Kenntnisse über die Mesonen haben sich in neuerer Zeit durch die Anwendung von großen Beschleunigungsanlagen derart erweitert, daß wir nunmehr dazu übergehen, die heute bekannten Teilchen und ihre Eigenschaften der Reihe nach genauer zu besprechen. Dabei sind auch die in den letzten Jahren gewonnenen Forschungsergebnisse mitberücksichtigt.

Leichte Mesonen

Zu den leichten Mesonen gehören das schon genannte π -Meson und das μ -Meson. Das π -Meson kann die Ladung $+1$, 0 , oder -1 haben, das μ -Meson nur die Ladung $+1$ oder -1 . Letzteres wurde bereits 1937 von *Anderson* in Nebelkammeraufnahmen der kosmischen Strahlung entdeckt⁵⁾.

⁵⁾ S. H. Neddermeyer u. C. D. Anderson, *Physic. Rev.* 51, 884 [1937].

Teilchen	Symbol	Masse (m _e)	Zerfall	Mittlere Lebensdauer (sec)	Ladung	Spin	Strangeness
Lichtquant	γ	0	stabil		0	1	
Neutrino	ν	$< 1/2000$	stabil		0	$1/2$	
Antineutrino	$\bar{\nu}$		stabil		0	$1/2$	
Elektron	e^-	1	stabil	∞	-1	$1/2$	
Positron	e^+	1	stabil	∞	+1	$1/2$	
μ -Meson	μ^-	$206,86 \pm 0,11$	$e^+ + \nu + \nu^2$	$(2,22 \pm 0,02) \cdot 10^{-8}$	-1	$1/2$	
	μ^+	$206,86 \pm 0,11$			+1	$1/2$	
π -Meson	π^-	$273,27 \pm 0,11$	$\mu^- + \nu^2$	$(2,56 \pm 0,05) \cdot 10^{-8}$	-1	0	0
	π^+		$\mu^+ + \nu^2$		+1	0	0
	π^0	$264,4 \pm 0,6$	$\gamma + \gamma$	$\sim 10^{-16}$	0	0	0
K-Meson	τ^+	$966,8 \pm 0,4$	$\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	$(11,7^{+0,8}_{-0,7}) \cdot 10^{-9}$	+1		+1
	$K_{\pi 3}^+ (\equiv \tau^+)$	$967,7 \pm 4$	$\pi^+ + \pi^0 + \pi^0$	$\sim 10 \cdot 10^{-9}$	+1		+1
	$K_{\pi 2}^+ (\equiv \chi)$	$966,0 \pm 1,5$	$\pi^+ + \pi^0$	$(12,1^{+1,1}_{-1,0}) \cdot 10^{-9}$	+1		+1
	$K_{\mu 2}^+$	$965,3 \pm 1,9$	$\mu^+ + \nu^2$	$(11,8^{+0,8}_{-0,7}) \cdot 10^{-9}$	+1		+1
	$K_{\mu 3}^+ (\equiv \kappa)$	969 ± 5	$\mu^+ + \pi^0 + \nu^2$	$(8,8 \pm 2,3) \cdot 10^{-9}$	+1		+1
	$K_{e 3}^+$	967 ± 8	$(e^+ + \pi^0 + \nu)$	$(14,4 \pm 4,6) \cdot 10^{-9}$	+1		+1
	Θ^0	965 ± 5	$\pi^+ + \pi^-$	$(0,66^{+0,11}_{-0,07}) \cdot 10^{-10}$	0		+1
	τ^-	$964 \pm 6^3)$	$\pi^- + \pi^- + \pi^+$		-1		-1
	$K^{-5})$	$965,3 \pm 1,5$	⁴⁾	$(9,5^{+3,6}_{-2,5}) \cdot 10^{-9}$	-1		-1
Nukleon	p	$1836,12 \pm 0,02$	stabil	∞ ($> 10^{21}$ Jahre)	+1	$1/2$	0
	n	$1838,65 \pm 0,02$	$p^+ + e^- + \nu^2$	$(1,12 \pm 0,32) \cdot 10^3$	0	$1/2$	0
Antinukleon	\bar{p}	Wie p mit 2 % Fehler			-1	$1/2$	0
	\bar{n}	\approx wie n			0	$1/2$	0
Hyperon	Λ^0	$2181,74 \pm 0,35$	$p + \pi^-$	$(3,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-10}$	0		-1
	Σ^+	$2327,8 \pm 0,7^4)$	$p + \pi^0$ $n + \pi^+$	$(0,86 \pm 0,17) \cdot 10^{-10}$	+1		-1
	Σ^-	$2341,5 \pm 2,3^4)$	$n + \pi^-$	$(1,86 \pm 0,26) \cdot 10^{-10}$	-1		-1
	Σ^0	2323 ± 7	$\Lambda^0 + \gamma^6)$		0		-1
	Ξ^-	2585 ± 6	$\Lambda^0 + \pi^-$	$\sim 10^{-10} ?$	-1		-2

Tabelle 1. Eigenschaften der Elementarteilchen¹⁾

¹⁾ K. M. Crowe, *Nuovo Cimento* 5, 541 [1957]. Die bei Crowe angegebenen Fehlergrenzen sind durchwegs die rein statistischen. Es besteht speziell bei den K-Mesonenmassen noch die Möglichkeit von systematischen Fehlern. Siehe dazu etwa G. L. Bacchella, A. Berthelot, M. di Corato, O. Goussu, R. Levi Setti, M. René, D. Revel, L. Scarsi, G. Tomasini u. G. Vanderhaeghe, ebenda 4, 1529 [1956].
²⁾ In dieser Tabelle wurde bei den Zerfällen nicht zwischen Neutrino und Antineutrino unterschieden.

³⁾ T. L. Aggson, W. B. Fretter, E. W. Friesen, L. F. Hansen, R. G. Kepler u. A. Lagarrigue, *Physic. Rev.* 102, 243 [1956].
⁴⁾ W. H. Barkas, W. F. Dudziak, P. C. Giles, H. H. Heckman, F. W. Inman, C. J. Mason, N. A. Nickols u. F. M. Smith, *Physic. Rev.* 105, 1417 [1957].
⁵⁾ Darunter sind die K⁻-Mesonen zu verstehen, welche von Kernen eingefangen werden.
⁶⁾ R. Plano, N. Samios, M. Schwartz u. J. Steinberger, *Nuovo Cimento* 5, 216 [1957].

Die Interpretation dieses Mesons als das von *Yukawa* vorhergesagte Quant des Kernkraftfeldes stieß auf die bekannten großen Schwierigkeiten, die seine außerordentlich geringe Wechselwirkung mit Materie bereitete. Dies klärte sich auf, als 1947 *Lattes*, *Occhialini* und *Powell* von der Existenz eines weiteren leichten Mesons berichteten⁶⁾, des π -Mesons, dessen Zerfall in ein μ -Meson in der Kernemulsion beobachtet wurde (siehe dazu etwa Bild 2). Das π -Meson zeigte nun die erwartete große Wechselwirkung mit Nukleonen. Dies äußert sich z. B. darin, daß π -Mesonen leicht beim Stoß energiereicher Nukleonen gegen Atomkerne erzeugt werden. Infolgedessen gelingt die künstliche Erzeugung von π -Mesonen in größerer Zahl leicht mit den heute üblichen Beschleunigern, die Teilchenenergien bis zu $6 \cdot 10^9$ eV liefern können. Wesentlich größere Energien können die Protonen der kosmischen Strahlung besitzen. Entsprechend hat man bei Stößen dieser Teilchen schon die gleichzeitige Erzeugung von mehr als 100 π -Mesonen beobachtet.

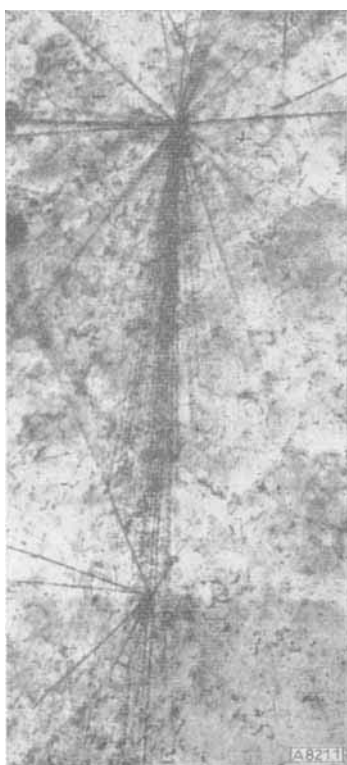


Bild 1

Beispiel einer energiereichen Kernzertrümmerung in der Kernemulsion. Das Primärteilchen ist ein O-Kern der kosmischen Strahlung. Der Stern weist über 200 Sekundärspuren auf, die größtenteils π -Mesonen sein dürften. (Beobachtet in Bern)

Die geladenen Mesonen sind einer direkten Beobachtung, etwa in der Kernemulsion oder in der *Wilson-Kammer*, zugänglich. Sie lösen vermöge ihrer hohen Kernwechselwirkung Kernzertrümmerungen im Flug aus, genau so wie Protonen oder Neutronen. In dichten Materialien werden die positiven π -Mesonen meist abgebremst und zerfallen in Ruhe in μ -Meson und Neutrino. Die negativen π -Mesonen dagegen werden vom positiven Atomkern eingefangen, wo sie zunächst die Rolle eines Hüllenelektron übernehmen. Ehe sie jedoch Zeit haben, zu zerfallen, werden sie im Kern absorbiert, wo sie ihre gesamte Ruheenergie von ca. 140 MeV zur Anregung des Kernes verwenden.

⁶⁾ C. M. Lattes, G. P. S. Occhialini u. C. F. Powell, *Nature* [London] 160, 486 [1947].

Der Kern wird dadurch zertrümmert, d. h., er gibt die Anregungsenergie durch Emission einiger Teilchen wieder ab, unter denen sich Protonen, Neutronen und α -Teilchen befinden. Ein derartiges Ereignis wird in der Literatur als σ -Stern bezeichnet (siehe auch Bild 2).

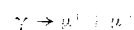
Mit Beschleunigern kann man einen ziemlich intensiven Strahl von positiven und negativen Mesonen erhalten, welcher Präzisionsmessungen von Lebensdauer und Masse gestattet. Die in der Tabelle 1 angegebenen Werte wurden auf diese Weise gewonnen. Ebenso wurde der Spin des π -Mesons bei Versuchen über die Erzeugung von π -Mesonen durch Proton-Proton-Stöße bestimmt.

Das elektrisch neutrale π -Meson wurde fast gleichzeitig in der kosmischen Strahlung und mit Hilfe von Beschleunigern gefunden. Es zerfällt in 2 γ -Quanten. In 1,4% aller Fälle erfolgt ein Zerfall nach dem Schema



d. h., es tritt ein Elektron-Positron-Paar direkt auf. An Hand dieses alternativen Zerfalls läßt sich die Lebensdauer des π^0 -Mesons bestimmen. Da sie sehr kurz ist, sind die bisherigen Messungen mit großen Unsicherheiten behaftet. Man nimmt an, daß die Lebensdauer ungefähr 10^{-15} sec beträgt. Das π^0 -Meson besitzt ebenfalls hohe Kernwechselwirkung und kann sich durch Ladungsaustausch in ein geladenes π -Meson verwandeln und umgekehrt. Man kann die drei Arten von π -Mesonen also als identisch bis auf ihre Ladung ansehen. Die geringfügige Massendifferenz zwischen geladenen und neutralen π -Mesonen kann wahrscheinlich durch den Einfluß des elektrischen Feldes erklärt werden. Dies paßt zu der Annahme, daß die Kernkräfte nicht von der elektrischen Ladung abhängen. Diese „Ladungsunabhängigkeit“ konnte auch bei der Streuung von π -Mesonen an Protonen gezeigt werden.

Schließen wir jetzt einige Worte über das μ -Meson an. Der Zerfall des π -Mesons ist der weitaus wichtigste Prozeß, welcher zur Bildung von μ -Mesonen führt. Eine wesentlich geringere Rolle spielt die Entstehung beim Zerfall eines K-Mesons (siehe später), und die direkte Paarerzeugung durch ein γ -Quant nach dem Schema



Der letztere Prozeß wurde erstmals 1955 von *Panofsky* beobachtet. Die direkte Erzeugung eines μ -Mesons in einer Wechselwirkung zwischen Nukleonen wurde noch nie beobachtet. Dies zeigt bereits, daß die Kernwechselwirkung des μ -Mesons außerordentlich klein ist. Da die μ -Mesonen folglich auch nur in sehr geringem Maße Kernzertrümmerungen auslösen können, durchdringen sie große Schichtdicken von Materie, nur gebremst vom Ionisationsverlust. In Meereshöhe und besonders unter Grund stellen sie daher den Hauptanteil unter den Teilchen der kosmischen Strahlung, die sogenannte „harte Komponente“.

Negative μ -Mesonen werden nach Abbremsung in dichter Materie wie π -Mesonen von Atomkernen an Stelle eines Elektrons eingefangen. Infolge ihrer größeren Lebensdauer und der geringeren Kernwechselwirkung können sie dort ihre Rolle als „Hüllenelektron“ viel länger spielen, als π -Mesonen. Solche μ -Meson-Atome liefern wertvolle Informationen über die Ladungsverteilung im Innern von Kernen und über moderne Probleme der Quantenelektrodynamik. Die „Bahn“ des μ -Mesons liegt hier für schwere Kerne größtenteils innerhalb der Kernmaterie, ohne daß eine häufige Absorption des μ -Mesons erfolgen würde.

Das μ -Meson zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von $2,22 \cdot 10^{-6}$ sec in ein Elektron und 2 neutrale Teilchen, mit sehr großer Wahrscheinlichkeit Neutrinos. Es hat folg-

lich halbzahligen Spin. Aus der Häufigkeit der Erzeugung schneller Anstoßelektronen durch μ -Mesonen kann man schließen, daß der Spin $1/2$ ist.

Die schweren Mesonen

Bereits 1946 machten *Leprince-Ringuet* und Mitarbeiter eine Beobachtung, die es als wahrscheinlich erscheinen ließ, daß neben den leichten Mesonen noch ein schwereres Meson existieren könne, dessen Masse ungefähr die Hälfte der Protonen-Masse betragen sollte. Der erste sichere Nachweis eines solchen Teilchens gelang *Powell* und Mitarbeitern 1949 in Bristol⁷⁾. Sie beobachteten den Zerfall eines schweren Teilchens in drei geladene π -Mesonen in der Kernemulsion. Die Masse dieses Teilchens, das sie τ -Meson nannten, konnten sie zu ungefähr $980 m_e$ bestimmen. Weitere Beobachtungen zeigten, daß es noch eine ganze Reihe solcher schwerer Mesonen gab, welche die verschiedensten Zerfalls-schemata zeigten; so gibt es z. B. Zerfälle, bei denen auch μ -Mesonen oder Neutrinos entstehen können. Eine Übersicht über die bis jetzt beobachteten Zerfallsarten gibt die Tabelle 1. Es ist allgemein Brauch, die Teilchenbezeichnung nach ihrem Zerfallsschema vorzunehmen. So werden alle schweren Mesonen auch K-Mesonen genannt. Je nachdem, ob das elektrisch geladene Teilchen unter seinen Zerfallsprodukten ein π - oder μ -Meson bzw. ein Elektron ist, wird dem K ein Index π , μ oder e angefügt. Der zweite Index gibt an, ob es sich um einen 2- oder 3-Teilchen-Zerfall handelt. Neben dieser allgemeinen Symbolik existieren einige spezielle Bezeichnungen wie etwa τ und Θ^0 .

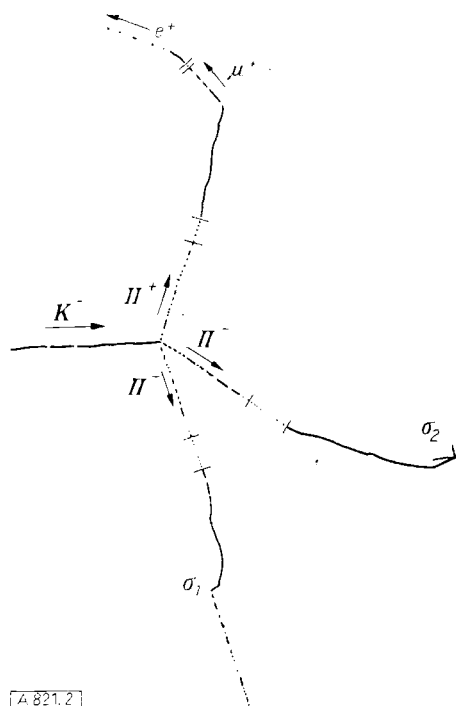


Bild 2

Skizze vom Zerfall eines schweren Mesons (K^-) im Fluge nach dem Schema $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+$. (Beobachtet in Bern in Kernemulsionen)

Alle diese Mesonen werden ebenso wie die π -Mesonen in hochenergetischen Kernzertrümmungen der kosmischen Strahlung erzeugt, allerdings in wesentlich geringerer Zahl, was die Untersuchungen stark erschwerte. Immerhin wußte man bis 1955, daß es nicht nur positiv geladene schwere Mesonen gab, die wie oben erwähnt, in leichtere Teilchen

zerfallen, sondern auch negativ geladene. Diese werden nach ihrer Abbremsung in einem Atomkern eingefangen und erzeugen wie die π -Mesonen in der Kernemulsion einen σ -Stern.

In der *Wilson'schen* Nebelkammer hatte man weiterhin auch elektrisch neutrale K-Mesonen entdeckt⁸⁾, die mit einer Lebensdauer von 10^{-10} sec in zwei π -Mesonen zerfielen, die sogenannten Θ -Mesonen.

Einen wesentlichen Fortschritt bedeutete es, als es ab 1955 gelang, mit den großen USA-Protonenbeschleunigern in Brookhaven und in Berkeley solche Teilchen künstlich in größerer Intensität herzustellen, als dies mit Hilfe der kosmischen Strahlung möglich ist. Diese Maschinen können Protonen auf $2 \cdot 10^9$ bzw. $6 \cdot 10^9$ eV beschleunigen. Die bei Kernzertrümmungen dieser Protonen entstehenden K-Mesonen werden magnetisch analysiert und in ein Nachweisinstrument, z. B. ein Paket photographischer Emulsionen, geschossen. Es ist seither gelungen, so gut wie alle

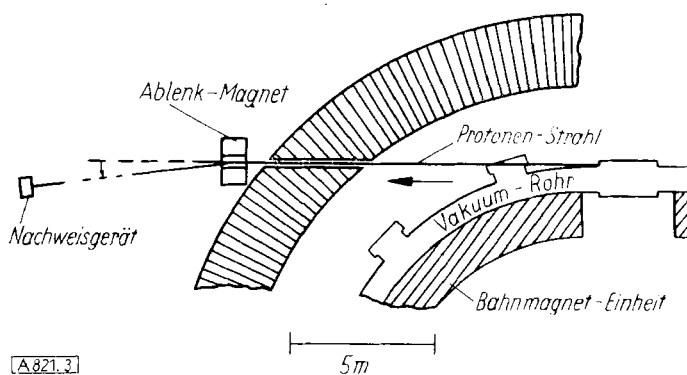


Bild 3

Zur Arbeitsweise des Protonen-Synchrotrons. Bei der hier wiedergegebenen Anordnung ist das Nachweisgerät dem primären Protonenstrahl ausgesetzt. Stellt man noch einen Cu-Block dazwischen, so kann man die in ihm produzierten Mesonen ebenfalls magnetisch ausfiltern.

in der Höhenstrahlung beobachteten instabilen Elementarteilchen auch künstlich zu erzeugen. Außerdem konnte man Masse und Lebensdauer der K-Mesonen viel genauer messen, als es bis dahin möglich war (siehe Tabelle). Es ist ersichtlich, daß sowohl die Lebensdauern als auch die Massen innerhalb der Meßgenauigkeit übereinstimmen (mit Ausnahme der Lebensdauer des Θ^0).

Die beim Beschuß mit Protonen von $6 \cdot 10^9$ eV entstehenden K-Mesonen machen einige ‰ bis einige $\%$ der erzeugten π -Mesonen-Zahl aus. (Unter den π -Mesonen befinden sich noch ca. $0,02 \text{‰}$ Antiprotonen). Beobachtungen an Explosionsschauern sehr hoher Energie ($> 10^{12}$ eV) der kosmischen Strahlung deuten darauf hin, daß bei dieser Energie ein wesentlich größerer Prozentsatz der Teilchen aus K-Mesonen besteht (ca. 25 $\%$). Man wird also erwarten dürfen, daß mit Inbetriebsetzung von Beschleunigern höherer Energie als der jetzt vorhandenen (z. B. des Genfer Protonensynchrotrons) eine noch höhere Intensität dieser Teilchen und damit eine Reihe weiterer wichtiger Erkenntnisse gewonnen werden kann.

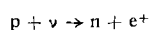
Ein Teilchen, welches bei vielen Zerfällen der neuen Elementarteilchen auftritt, ist das schon früher vom β -Zerfall her bekannte Neutrino. Wegen dieser Bedeutung, und da man gerade in den letzten Jahren noch einige wichtige Erkenntnisse über dieses Teilchen gewonnen hat, wollen wir hier noch einmal ausführlicher auf seine Eigenschaften eingehen.

⁷⁾ R. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. F. Powell u. D. Ritson, Nature [London] 163, 82 [1947].

⁸⁾ G. D. Rochester u. C. C. Butler, Nature [London] 160, 855 [1947].

Das Neutrino

Pauli hat 1933 die Vermutung geäußert, daß die scheinbare Nichterhaltung von Energie und Drehimpuls beim β -Zerfall durch die gleichzeitige Emission eines elektrisch neutralen Teilchens erklärt werden könnte, welches den fehlenden Energie- und Drehimpulsbetrag mitnimmt, aber von unseren Nachweisinstrumenten wegen der fehlenden Ladung nicht direkt erkannt werden kann. Fermi konnte mit seiner Theorie des β -Zerfalles zeigen, daß das Energie-Spektrum der Elektronen beim β -Zerfall bei Annahme der Neutrino-Hypothese in sehr guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund ist. Aus der Form des Spektrums konnte man weiter schließen, daß dieses Teilchen Spin $1/2$ und sehr geringe Ruhemasse haben mußte. Obwohl die Neutrino-Hypothese in keinem Punkt in Widerspruch zu den Untersuchungen über den β -Zerfall steht, nahm das Neutrino mehr als 20 Jahre lang eine Sonderstellung unter den Elementarteilchen ein, da der direkte Nachweis eines freien Neutrinos infolge seiner sehr geringen Wechselwirkung mit Materie zunächst nicht gelang. Man mußte warten, bis man in den Kernreaktoren eine sehr ergiebige Quelle von Neutrinos erhielt. Diese Neutrino-Strahlung durchdringt ohne Schwächung Abschirmungen, welche die übrige Strahlung des Reaktors völlig absorbieren, und kann dann durch einen umgekehrt verlaufenden β -Prozeß nachgewiesen werden, bei welchem z. B. ein Proton durch Einfang eines Neutrinos sich in ein Neutron verwandelt unter Emission eines Positrons, nach dem Schema



Sowohl das Neutron als auch das Positron können registriert werden. Der Wirkungsquerschnitt beträgt ungefähr $6 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$, so daß der Prozeß trotz der hohen Neutrino-Intensität des Reaktors sehr schwierig zu messen ist. Der Nachweis gelang 1956 Cowan, Reines und Mitarbeitern⁹⁾.

In den letzten Jahren folgten weitere wichtige Messungen über die genauen Eigenschaften des Neutrinos. Zunächst konnte der Rückstoß beobachtet werden, den ein Atomkern beim β -Zerfall erhält, und es konnte gezeigt werden, daß auch der Impulssatz nur bei Einführung eines Neutrinos gültig bleibt.

Die Masse des Neutrinos läßt sich aus allen Reaktionen ermitteln, bei denen es eine Rolle spielt. Die genauesten Massenwerte erhält man aus der Form des oberen Endes des β -Spektrums bei β -Strahlern kleiner Energie. Es konnte gezeigt werden, daß die Neutrino-Masse kleiner als $10/100$ der Elektronenmasse und sehr wahrscheinlich 0 ist.

Das Neutrino hat den Spin $1/2$ und wird deshalb wie alle solche Teilchen (Proton, Neutron, Elektron) durch die Diracsche Wellengleichung beschrieben. Diese Gleichung ordnet jedem Teilchen ein Antiteilchen¹⁰⁾ zu; es müßte also „normale“ Neutrinos und „Anti-Neutrinos“ geben. Experimente über den doppelten β -Zerfall lassen es als sehr wahrscheinlich erscheinen, daß dies tatsächlich der Fall ist.

Hyperonen

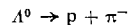
Hyperonen sind instabile Teilchen mit einer Masse größer als die des Protons. Der Zerfall der Hyperonen führt stets direkt oder indirekt auf ein Nukleon; umgekehrt kann man im Prinzip aus einem Nukleon ein Hyperon erzeugen, wenn man die Energie aufbringt, die der Massendifferenz zwischen beiden Teilchen entspricht.

Man hat bis jetzt fünf verschiedene Arten dieser Teilchen mit Sicherheit nachgewiesen; sie werden in der Literatur

⁹⁾ Cowan, Reines u. Mitarb., zitiert in O. R. Frisch, Progr. Nucl. Physics 5, 189 [1956].

¹⁰⁾ Vgl. über Antiteilchen, diese Ztschr. 69, 171 [1957].

mit großen griechischen Buchstaben bezeichnet (Λ^0 , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^-). Das am längsten bekannte Teilchen ist das Λ^0 . Der Nachweis seiner Existenz wurde vor allem durch Arbeiten mit der Wilsonschen Nebelkammer erbracht. Beim Zerfall des Λ^0 entstehen ein Proton und ein negatives π -Meson nach dem Schema:



In der Nebelkammer sieht dieser Zerfall oft wie ein auf dem Kopf stehendes V aus; deshalb wurde das Λ^0 (und auch das Θ^0) in Nebelkammerarbeiten früher als V-Teilchen

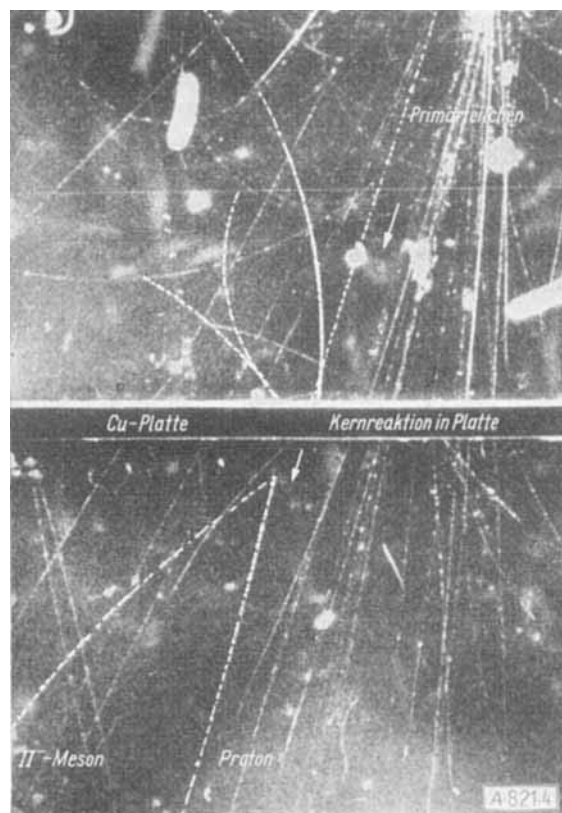


Bild 4

Produktion und Zerfall eines Λ^0 -Hyperons in der Wilsonkammer. Aufnahme der CERN-Gruppe Jungfrauoch. (W. A. Cooper, H. Filthut, J. A. Newth, G. Petrucci, R. A. Salmeron und A. Zichini. Dieser Gruppe, sowie der Hochalpinen Forschungsstation Jungfrauoch, sind wir zu Dank verpflichtet für die Überlassung dieses Bildes)

bezeichnet. Die beim Zerfall freiwerdende Energie läßt sich aus der Energie der beiden Teilchen berechnen. Die experimentelle Bestimmung gelingt entweder durch Messung der Reichweite der Teilchen oder aus der Krümmung der Bahnspur im Magnetfeld. Eine genaue Messung sowie Identifizierung der beiden Teilchen ist vor allem in der Kernemulsion möglich. Es zeigte sich dabei, daß ihre Energie in einem Bezugssystem in dem das Λ^0 beim Zerfall ruht, immer denselben Wert von ca. 37 MeV hat. Dies beweist ebenso wie die Tatsache, daß der Zerfall immer komplanar mit der Flugrichtung des Λ^0 ist, daß am Zerfall kein weiteres neutrales Teilchen mehr beteiligt ist, welches dem direkten Nachweis in der Wilsonkammer oder Photoplatte entgehen würde. Auch kann man aus dieser Energie, dem sogenannten Q-Wert, die Masse des Λ^0 berechnen. Ganz ähnlich wie in dem hier geschilderten Beispiel wurden die Zerfallsschemata der übrigen besprochenen Teilchen analysiert.

Die Lebensdauer des Λ^0 läßt sich im Prinzip aus dem mittleren Weg in der Wilsonkammer berechnen; die endliche Ausdehnung der Kammer macht das Problem jedoch in der Praxis komplizierter.

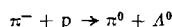
Die mit Σ^+ , Σ^0 und Σ^- bezeichneten Hyperonen besitzen in dieser Reihenfolge die elektrische Ladung $+1$, 0 und -1 . Sie haben eine wesentlich größere Masse als das Λ^0 , unterscheiden sich jedoch untereinander in der Masse nur unwesentlich. Man kann sie deshalb ähnlich wie die drei Arten von π -Mesonen als drei Komponenten ein- und desselben Teilchens betrachten. Ihre Zerfallsschemata und Lebensdauern wurden für die geladenen Σ -Teilchen zum größten Teil durch Beobachtungen in der Kernemulsion gewonnen und sind aus der Tabelle zu entnehmen. Der Nachweis des Σ^0 -Hyperons gelang erst in den letzten Monaten, nachdem bereits seit längerer Zeit durch die Arbeiten der Brookhavengruppe seine Existenz sehr nahegelegt war.

Ein weiteres Hyperon, das Ξ^- ist bisher nur in wenigen Fällen beobachtet worden. Es zerfällt nicht direkt in ein π -Meson und Nukleon, sondern zunächst in ein Λ^0 und ein π^- . Die Masse und vor allem die Lebensdauer dieses schwersten bisher mit Sicherheit nachgewiesenen Elementarteilchens sind noch nicht so genau bekannt wie bei den übrigen Hyperonen.

Bei Kernzertrümmerungen hoher Energie werden oft Kernbruchstücke emittiert, die schwerer als ein Proton sind. In einem solchen Fragment kann ein Neutron durch ein Λ^0 ersetzt sein. Die erste Beobachtung dieser Art stammt von Danysz mit der Kernemulsion. Damit ist gezeigt, daß zwischen Λ^0 und Nukleonen ebenfalls Kernkräfte wirken. Die Energie, mit der das Λ^0 im Kern gebunden wird, ist allerdings meist kleiner als die des entsprechenden Neutrons. Ein solcher, Hyperfragment genannter Kern, ist natürlich ebenfalls instabil. Er wird nach einer mittleren Lebensdauer von der Größenordnung 10^{-10} sec durch den Zerfall des Λ^0 zertrümmert. Über den Spin der Hyperonen kann lediglich gesagt werden, daß er halbzahlig sein muß. Dies folgt aus ihrem Zerfall in Nukleon und π -Meson.

Neuere Gesichtspunkte zur Elementarteilchen-Systematik

Eine der Schwierigkeiten beim Verständnis der neuen instabilen Elementarteilchen bereitet ihre relativ lange Lebensdauer. Um diese Überlegungen etwas zu erläutern nehmen wir einmal das Beispiel des Λ^0 . Es wird relativ häufig erzeugt, wenn man negative π -Mesonen auf Protonen schießt — also in sog. „starken Wechselwirkungen“ bei den π -Mesonen und Nukleonen im Spiel sind. Dieser Erzeugungsprozeß geht in rund 10^{-23} sec vor sich. Nun zerfällt aber das Λ^0 in π -Meson und Proton, und wenn wirklich der Erzeugungsprozeß dem Schema



folgen würde, sollte nach den Vorstellungen der Theorie die Lebensdauer in der Gegend der Erzeugungszeit liegen und mithin sehr kurz sein. Das ist bekanntlich nicht der Fall. Ähnliche Argumente gelten z. B. für τ und Θ^0 .

Zur Behebung dieser Schwierigkeit wurden verschiedene Hypothesen vorgeschlagen. Die befriedigendste und in allen ihren Folgerungen von der Beobachtung bisher bestätigte ist ein von Gell-Mann, Pais und Nishijima angegebenes Ordnungsschema¹¹⁾ für die „Strange Particles“, wie Hyperonen und K-Mesonen in der angelsächsischen Literatur zusammenfassend bezeichnet werden. Diese Theorie besteht in einer Erweiterung des Isotopenspin-Formalismus für die Elementarteilchen. Jedem Teilchen wird eine zusätzliche Quantenzahl zugeordnet, die sogenannte

„Strangeness“ S . Die Zuordnung dieser Zahlen ist nur bis zu einem gewissen Grad willkürlich, und durch die experimentell gestützte Forderung eingeengt, daß nur einfach geladene Elementarteilchen vorkommen dürfen. Für starke Wechselwirkungen, gekennzeichnet durch große Wirkungsquerschnitte bei der Erzeugung bzw. sehr raschen Zerfall (kurze Lebensdauer) soll nun gelten $\Delta S = 0$, d. h. keine Änderung der Strangeness. Für schwache Wechselwirkungen (Zerfälle mit größerer Lebensdauer) hingegen bleibt S nicht erhalten, sondern es gilt $\Delta S = \pm 1$. Dies erklärt den langsamen Zerfall der K-Mesonen und Hyperonen, da diese Teilchen die Strangeness $+1$ oder -1 haben, ihre Zerfallsprodukte jedoch die Strangeness 0 (siehe Tabelle 1). Eine weitere wichtige Folgerung ist die, daß Hyperonen und K-Mesonen nicht für sich allein durch Stöße zwischen Nukleonen oder π -Mesonen erzeugt werden können, sondern lediglich in Paaren. Ein Beispiel einer solchen Reaktion ist

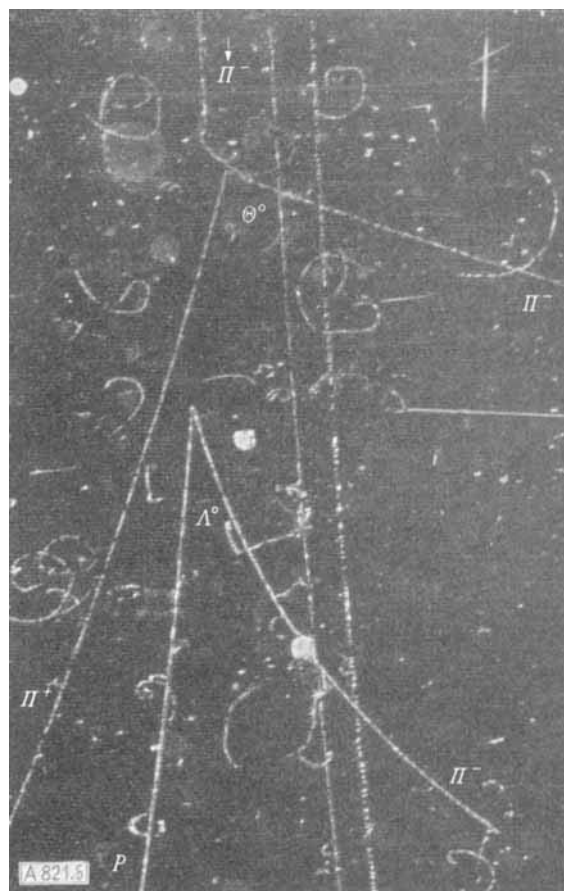
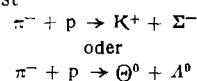


Bild 5

Beispiel einer Doppelproduktion nach dem Schema $\pi^- + p \rightarrow \Theta^0 + \Lambda^0$ in der Propan-„Bubble“-Kammer mit Magnetfeld. (Die Aufnahme wurde uns freundlicherweise von Dr. P. Waloschek, Bologna, zur Verfügung gestellt. Sie wurde in Brookhaven gemacht)

Für diese Erzeugungsmechanismen gilt $\Delta S = 0$, sie erfolgen also mit relativ großem Wirkungsquerschnitt. Diese Prozesse wurden tatsächlich in Brookhaven zum ersten Mal beobachtet. Dagegen wurde die gleichzeitige Erzeugung von zwei Hyperonen oder eine Einzelerzeugung von K-Mesonen oder Hyperonen nie gefunden, obwohl sie energetisch viel günstiger wäre. Auch dies ist in Übereinstimmung mit der Forderung der Theorie, daß ΔS bei starken Wechselwirkungen gleich 0 sein muß.

¹¹⁾ A. Pais, Physica 19, 869 [1953]. M. Gell-Mann u. A. Pais, Proc. 1954 Glasgow Conference on Nuclear and Meson Physics, Pergamon Press, London 1955. T. Nakano u. K. Nishijima, Progr. Theor. Phys. Japan 10, 581 [1953].

Weitere Voraussagen der Theorie betreffen die Vorgänge beim Kerneinfang eines K^- -Mesons. Da sich S hierbei ebenfalls nicht ändern kann, muß ein solcher Einfang immer zur

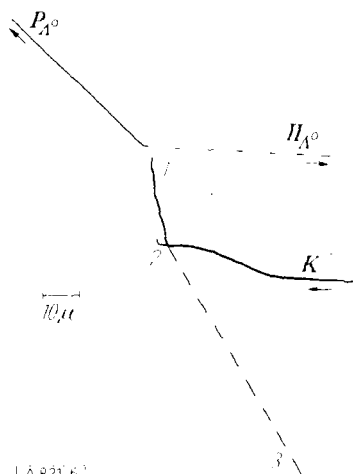


Bild 6

Prinzipische Skizze eines K^- -Einfanges in Ruhe. Das Ereignis wurde in der Kernemulsion beobachtet. Die Spuren 1, 2 und 3 stammen wahrscheinlich von Protonen oder α -Teilchen. Das gleichzeitig emittierte Λ^0 -Hyperon zerfällt hier zufällig bereits nach 10^{-12} sec (beobachtet in Bern)

Bildung eines Hyperons führen, das dieselbe Strangeness hat, wie das K^- -Meson. Die meisten Kerneinfänge von K^- -Mesonen wurden bis jetzt in der Kernemulsion beobachtet. Hierbei stellte man fest, daß tatsächlich ein verhältnismäßig großer Bruchteil der bei solchen Einfängen emittierten Teilchen Hyperonen oder Hyperfragmente sind.

Der Erfolg dieses Schemas darf aber nicht darüber hinwegtäuschen, daß viele der wesentlichen Probleme ungeklärt sind. Zunächst einmal ist unbekannt, was dieses Ordnungsschema physikalisch bedeutet, mit andern Worten, wie man es durch Erweiterung unserer Vorstellungen zwanglos erhalten könnte. Die Situation erinnert an die Zeit der Erforschung der Elektronenhülle, wo zwar die *Balmersche Serienformel* die Berechnung der Spektrallinien des H-Atoms mit guter Genauigkeit gestattete, aber ihre Begründung unbekannt war. Diese folgte bekanntlich erst viel später durch die Quantenmechanik. Daneben bleiben noch viele andere Fragen offen. Sie betreffen vor allem eine befriedigende Begründung der Vielzahl von gefundenen Elementarteilchen, sowie ihre Eigenschaften, wie Masse, Lebensdauer, Spin u. a. Bei der Untersuchung dieser Fragen sind wegen ihres fundamentalen Charakters ohne Zweifel noch bedeutsame Ergebnisse zu erwarten.

Eingegangen am 1. April 1957 [A 821]

Mikrobiologische Umwandlungen von Steroiden für technische Zwecke

Von Dr. E. VISCHER und Dr. Dr. h. c. A. WETTSTEIN

Forschungslaboratorien der CIBA Aktiengesellschaft, Basel

Mikrobiologische Umwandlungen von Steroiden werden technisch verwendet, wenn die chemischen Methoden schwierig oder nicht ausreichend sind. Zunächst wird eine Übersicht über die möglichen Reaktionstypen, wie Hydroxylierung, Dehydrierung, Seitenketten-Abbau, stereospezifische Einwirkung auf Razemate usw. gegeben. Für die mikrobiologische Reaktion wird das gelöste Steroid zur Kultur des betreffenden Mikroorganismus zugegeben; nach einer gewissen Inkubationszeit werden die umgewandelten Steroide extrahiert und direkt oder, wenn Nebenprodukte entstanden sind, durch Gegenstromverteilung oder Chromatographie isoliert. Technisch werden besonders die Hydroxylierung in 11 α -, 11 β - und 21-Stellung, die 1,2-Dehydrierung sowie der Abbau von Seitenketten benutzt.

1. Einleitung

Vor genau 20 Jahren wurde erstmals beobachtet, daß bestimmte Mikroorganismen Enzyme produzieren, die Steroide in spezifischer Art und Weise anzugreifen vermögen. Die frühesten Arbeiten in dieser Richtung¹⁾, die mit den Namen von *Mamoli*, *Vercellone*, *Ercoli*, *Arnaudi*, *Butenandt* und *Wettstein* verbunden sind, betrafen fast ausschließlich Umwandlungen von Pregnan- und Androstan-Verbindungen mit Hilfe von Bakterien und gärenden Hefen. Dabei wurde einerseits Hydrierung von Carbonyl-Gruppen und dazu konjugierter C=C-Doppelbindungen und andererseits Dehydrierung von sekundären Hydroxyl-Gruppen beobachtet. Diese enzymatischen Reaktionen sind wohl theoretisch interessant, sie wurden aber in der Technik wohl kaum für die Herstellung von Steroidhormonen verwendet, da die entsprechenden Reaktionen auf chemischem Wege einfacher und billiger gelingen.

1949 beschrieben *Krámlí* und *Horváth*²⁾ erstmals die enzymatische Einführung einer Hydroxyl-Funktion in das

Steroid-Gerüst auf mikrobiologischem Wege, nämlich die Überführung von Cholesterin in 7-Hydroxy-cholesterin. Doch erst 1952 fanden solche Umwandlungen von Steroiden allgemeines Interesse, als nämlich *Peterson* und *Murray*^{3, 4)} zeigen konnten, daß Steroide durch einige Mikroorganismen besonders glatt am Kohlenstoff-Atom 11 hydroxyliert werden. Es wurden so Produkte erhalten, die speziell für die Herstellung von Nebennierenrinden-Hormonen wertvoll sind, da sie die für gewisse biologische Wirkungen ausschlaggebende Sauerstoff-Funktion in 11-Stellung aufweisen. Enzymatische Reaktionen dieser Art sind darum so wichtig, weil die rein chemische Einführung der genannten Sauerstoff-Funktion recht schwierig und nur unter Verwendung vielstufiger Verfahren möglich ist.

Ähnliche Hydroxylierungen, hauptsächlich in der 11 β -, 17 α - und 21-Stellung, ferner in der 6 α -, 6 β -, 18- und 19-Stellung, können zwar auch mit Hilfe von Nebennieren-Enzymen vorgenommen werden, doch sind diese Prozesse recht umständlich und deshalb technisch kaum tragbar.

¹⁾ Übersichtsreferate: u. a. F. G. Fischer in: *Neuere Methoden der präp. org. Chemie*, Verlag Chemie, Weinheim/Bergstr., 1943, S. 155; O. Hanc u. E. Riedl-Tumova, *Pharmazie* 9, 877 [1954].

²⁾ A. Krámlí u. J. Horváth, *Nature* [London] 162, 619 [1948]; 163, 219 [1949].

³⁾ D. H. Peterson u. H. C. Murray, *J. Amer. chem. Soc.* 74, 1871 [1952].

⁴⁾ D. H. Peterson u. H. C. Murray (Upjohn Co.), A. P. 2602769 vom 8. Juli 1952.