

## Die Verletzung von Spiegelungs-Symmetrien in den Gesetzen der Atomphysik

Von W. PAULI, ETH, Zürich

### I. Kategorien der Wechselwirkung Die Symmetrien $C$ , $P$ und $T$

Zur Diskussion der Symmetriegrade physikalischer Gesetze ist es zweckmässig, die Wechselwirkungen der Physik in drei Kategorien einzuteilen: die starken Wechselwirkungen, unter welche diejenigen zwischen Nukleonen und zwischen Nukleonen und Mesonen fallen, die mittelstarken elektromagnetischen Wechselwirkungen, die auch für die äussere Atomhülle verantwortlich sind, und die schwachen Wechselwirkungen, zu denen alle Erscheinungen der Betaradioaktivität gehören, die mit Emission oder Absorption von Neutrinos verbunden sind, sowie auch der Zerfall der  $A$ - und  $K$ -Mesonen, in welchem Neutrinos nicht vorkommen.

Die starken Wechselwirkungen haben einen noch höheren Symmetriegrad als die elektromagnetischen, doch ist es für den Zweck dieser Übersicht nicht nötig, hierauf näher einzugehen. Hierfür genügt es, darauf hinzuweisen, dass diese ersten beiden Kategorien, wie aus dem empirischen Material mit grosser Genauigkeit hervorgeht, gegenüber den folgenden drei Symmetrie-Operationen *einzelnen invarianten* sind. Jede dieser Operationen ordnet einen möglichen physikalischen Zustand oder Vorgang je einem andern zu, der ebenfalls mit den hierbei betrachteten Naturgesetzen verträglich ist.

1. *Die Teilchen-Antiteilchen-Konjugation (Ladungssymmetrie)  $C$* <sup>1</sup>. Es ist ein allgemeiner Zug der die verschiedenen «Elementarteilchen» und ihre Wechselwirkung regulierenden Naturgesetze, dass zu jedem Teilchen ein Antiteilchen gehört. Sind diese elektrisch geladen, so hat diese Ladung für Teilchen und Antiteilchen entgegengesetztes Vorzeichen. Umgekehrt braucht nicht jedes ähnliche Teilchen entgegengesetzter Ladung wirklich das Antiteilchen zu sein. Und auch zu neutralen Teilchen kann es von ihm verschiedene Antiteilchen geben. So hat das nun experimentell ebenfalls nachgewiesene Antineutron bei gleicher Spinrichtung das entgegengesetzt gerichtete magnetische Moment wie das Neutron. Ob das dem Neutrino entsprechende Antineutrino von diesem experimentell unterscheidbar ist mit Hilfe eines Erhaltungssatzes für die Differenz

der Gesamtzahl der «leichten Teilchen» (Leptonen) minus der Gesamtzahl der «leichten Antiteilchen», ist eine noch offene Frage. Für die entsprechende Differenz von «schweren Teilchen» (Baryonen = Nukleonen und Hyperonen) gilt ein solcher Erhaltungssatz.

2. *Die räumliche Spiegelung oder Paritäts-Symmetrie  $P$* . Diese ändert das Vorzeichen aller drei Raumkoordinaten, ordnet also jeder Rechtsschraube eine Linksschraube zu. Technisch unterscheidet diese räumliche Spiegelungsoperation die sogenannten «axialen Vektoren» von den «polaren Vektoren». Nur die letzteren sind eigentlich durch eine *Länge mit Richtung* charakterisiert, erstere aber durch eine *Fläche mit Umlaufsinn*. Die axialen Vektoren, auch Pseudovektoren genannt, ändern bei Spiegelungen ihr Vorzeichen nicht, die polaren Vektoren kehren es dagegen um. Eine Geschwindigkeit ist ein polarer Vektor, ein Impulsmoment, insbesondere jeder «Spin» ist ein axialer Vektor.

Die Zuordnung einer Richtung zu einem Pseudovektor ist daher nicht spiegel-invariant, sondern in ihrer Definition ist stets eine Linksschraube vor einer Rechtsschraube ausgezeichnet. Drehinvariant ist die Zuordnung der Normale zur Fläche mit Umlaufsinn, die den axialen Vektor darstellt. Welche der beiden Richtungen dieser Normalen aber gewählt werden soll, ist konventionell. Zu deren Festlegung dienen Ampèresche Schwimmerregeln oder äquivalente Vorschriften, wie: sei die Fläche die horizontale Ebene des Papiere, dann weise bei Umlauf im entgegengesetzten Sinne des Uhrzeigers die zugeordnete Normalrichtung auf den Leser zu, nach oben; umgekehrt bei Umlauf im Uhrzeigersinn nach unten. In diesem konventionellen Sinn sind Ausdrücke wie «Spin-Richtung» stets zu verstehen.

Während aus zwei gewöhnlichen (polaren) Vektoren der  $P$ -invariante Skalar (Produkt aus den Längen der Vektoren und dem Cosinus ihres Zwischenwinkels) gebildet werden kann, lässt sich aus einem polaren und axialen Vektor nur ein *Pseudoskalar* als Produkt beider definieren, der zwar bei Drehungen des Koordinatensystems invariant ist, bei Raumspiegelung aber das Vorzeichen ändert. Um dieses pseudoskalare Produkt einschliesslich Vorzeichen bilden zu können, muss man nämlich dem axialen Vektor (Fläche mit Umlaufsinn)

<sup>1</sup> Der Buchstabe  $C$  bedeutet «charge».

mit Hilfe der eben genannten Konvention eine Richtung der Normalen zuordnen. Das pseudoskalare Produkt ist dann das Produkt der Grösse der Fläche, der Länge des polaren Vektors und des Cosinus des Winkels zwischen dessen Richtung und der konventionellen, (nichtspiegel-invariant) gewählten Normalrichtung zur Fläche des axialen Vektors.

Die Naturgesetze einer räumlich spiegel-invarianten ( $P$ -invarianten) Theorie dürfen daher ihre Form nicht ändern, wenn diese Pseudoskalare ihr Vorzeichen ändern; zu jedem Vorgang gibt es in dieser einen andern gleichberechtigten, in dem das Vorzeichen der Pseudoskalare das umgekehrte ist.

Das Wort *Parität* (englisch: parity, französisch: parité) bedeutet bei einer ganzen Zahl deren Unterscheidung nach gerade und ungerade. Die Anwendung dieses Begriffes auf die Raumspiegelungen ergibt sich daraus, dass im Falle der Raumspiegelungs-Invarianz aller Wechselwirkungen gemäss der Wellenmechanik die Eigenzustände in «gerade» und «ungerade» zerfallen, so dass die Wellenfunktionen der geraden Zustände bei der Vorzeichenänderung aller Raumkoordinaten (Spiegelung) unverändert bleiben, während die Wellenfunktionen der ungeraden Zustände hierbei ihr Vorzeichen umkehren. Das so definierte Vorzeichen,  $+1$  bei geraden und  $-1$  bei ungeraden Zuständen, heisst die *Parität* des Zustandes.

Für Wechselwirkungen, die nicht  $P$ -invariant sind, braucht die Parität der Energiezustände gar nicht zu existieren, indem dann die Wellenfunktionen bei räumlicher Spiegelung kein so einfaches Verhalten mehr aufzuweisen brauchen.

Nach der üblichen Auffassung (Konvention) ändert bei der Operation  $P$  die elektrische Ladung ihr Vorzeichen nicht, so dass die elektrische Feldstärke ein polarer, die magnetische Feldstärke ein axialer Vektor ist.

3. *Die Zeitumkehr  $T$* . Diese ist so definiert, dass die Raumkoordinaten, ebenso wie die elektrische Ladung ihr Vorzeichen behalten. Man kann daher diese Operation  $T$  präziser als «Umkehr der Bewegungsrichtung» aller Vorgänge definieren. Als Beispiel sei angeführt, dass die Bewegung eines geladenen Massenpunktes in einem äusseren Magnetfeld nur dann  $T$ -invariant ist, wenn hierbei die äussere magnetische Feldstärke zugleich ihr Vorzeichen wechselt.

Eine wichtige Konsequenz der  $T$ -Invarianz ist das Verschwinden des elektrischen Dipolmomentes der Nukleonen (das analog ist zu dessen Verschwinden bei Molekülen in einem bestimmten Energiezustand ihrer Rotation). Die schwachen Wechselwirkungen sind hierfür übrigens praktisch vernachlässigbar.

Durch neuere experimentelle und theoretische Untersuchungen ist die Frage des Umfanges der Symmetrie der Naturgesetze wieder in den Vordergrund des Interesses gerückt. Es war die mit dem Nobelpreis für Physik von 1957 gekrönte Leistung von LEE und

YANG<sup>2</sup>, nachdrücklich darauf hingewiesen zu haben, dass bei den schwachen Wechselwirkungen (3. Kategorie) die experimentelle Evidenz für die Gültigkeit dieser drei Symmetrioperationen völlig ungenügend war. Ferner gaben sie Experimente an, wie gerade bei diesen schwachen Wechselwirkungen diese Symmetrie geprüft werden kann.

Diese und ähnliche Experimente wurden inzwischen vielfach durchgeführt und ergaben endgültig eine Verletzung der  $C$ - und der  $P$ -Symmetrie bei schwachen Wechselwirkungen. Dies wird im folgenden Abschnitt II noch näher erläutert. Hier sei bereits bemerkt, dass die Frage der Gültigkeit der  $T$ -Invarianz bei schwachen Wechselwirkungen experimentell noch unentschieden ist. Theoretisch ist diese äquivalent zur Frage der Gültigkeit der kombinierten Operation  $CP$  (oder in umgekehrter Reihenfolge  $PC$ ). Unter sehr allgemeinen und wohlbegründeten Voraussetzungen, zu denen die für die spezielle Relativitätstheorie charakteristische Lorentz-Invarianz gehört, gilt nämlich das sogenannte  $CPT$ -Theorem. Dieses sagt aus, dass aus diesen allgemeinen Voraussetzungen – wir verweisen für Einzelheiten hier auf die Literatur<sup>3</sup> – die Invarianz der Theorie für die Zusammensetzung (Produkt) aller drei Operationen  $C$ ,  $P$  und  $T$  (in irgend einer Reihenfolge) bereits folgt.

Dieses hat unter anderem zur Folge, dass die Massen von Teilchen und Antiteilchen (allgemeiner die Energiewerte eines Systems von Teilchen und die der zu ihnen  $C$ -konjugierten Teilchen) einander gleich sein müssen.

## II. Experimentelle Evidenz für Verletzung der Links-Rechts-Symmetrie ( $P$ ) und der Ladungssymmetrie ( $C$ )

Wir können hier nur über die qualitative Seite der Experimente kurz referieren und müssen für die noch im Fluss befindlichen quantitativen Fragen auf die Literatur verweisen.

Das erste, wenn auch keineswegs das einfachste Experiment besteht in der Orientierung der Spins beta-radioaktiver Kerne, wofür eine besondere Technik mit Hilfe von Magnetfeldern bei tiefen Temperaturen bereits entwickelt vorlag. Man untersucht sodann die Frage, ob relativ zur (Spiegel-invarianten) Ebene des Kernspins (konventionell normal zu dieser liegt der Vektor  $\vec{I}$ ) eine Asymmetrie der Emissionsrichtung der Elektronen (Negatonen  $e_-$  oder Positonen  $e_+$ ) vorhanden ist. Mit anderen Worten, man untersucht die Verteilung des Pseudoskalars  $(\vec{I} \vec{p}_e) = I p_e \cos \Theta$ , worin  $\vec{p}_e$

<sup>2</sup> T. D. LEE und C. N. YANG, Phys. Rev. 104, 254 (1956).

<sup>3</sup> Das  $CPT$ -Theorem wurde zuerst von G. LÜDERS, Dan. Mat. Fys. Medd. 28, Nr. 5 (1954), klar erkannt. S. auch Ann. Physics 2, 1 (1957). – Ferner: J. SCHWINGER, Phys. Rev. 82, 914 (1951). – W. PAULI in Niels Bohr and the Development of Physics (Pergamon Press, London 1955), p. 30. – Für nicht lokale Theorien gab R. JOSEF, Helv. phys. Acta 30, 409 (1957), eine dem  $CPT$ -Theorem äquivalente Bedingung, die für lokale Theorien identisch erfüllt ist. – Weitere Anwendungen s. T. D. LEE, R. OEHME und C. N. YANG, Phys. Rev. 106, 340 (1957).

den Vektor des Impulses der emittierten Elektronen und  $\Theta = \angle(\vec{I}, \vec{p}_e)$  bedeutet. Diese Verteilung müsste bei Spiegelinvarianz der Theorie symmetrisch zu 0 sein, das heisst es müssten relativ zur Spinebene gleichviel Elektronen in eine Richtung  $\Theta$  nach vorne und in die Richtung  $\pi - \Theta$  nach rückwärts laufen. Die für  $\text{Co}^{60}$  ( $e_-$ ) und für  $\text{Co}^{58}$  ( $e_+$ ) ausgeführten Experimente<sup>4</sup> ergaben eine starke Asymmetrie, und zwar im Mittel  $\langle \vec{I} \vec{p}_e \rangle < 0$  für  $e_-$ -Zerfall ( $\vec{I} \vec{p}_e \rangle > 0$  für  $e_+$ -Zerfall.

Eine nähere Diskussion<sup>5</sup> zeigt, dass hieraus bereits auch eine Verletzung der  $C$ -Symmetrie folgt. In einer  $C$ -invarianten Theorie muss dieser Effekt nämlich 0 sein, solange die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Kern und emittiertem Elektron vernachlässigt wird. Bei der Kernladungszahl 27 von Co ist überdies der Einfluss der Coulomb-Wechselwirkung noch viel zu klein, um allein den beobachteten Asymmetrie-Effekt erklären zu können.

Ein verwandtes, einfacheres Experiment ist die Messung der Polarisierung der beim Betazerfall emittierten Elektronen gegebener Richtung. Die Polarisation ist hierbei bestimmt durch die (im Ruhesystem des Elektrons definierte) Ebene mit Umlaufsinn des Elektronen-Spins (die zugehörige konventionelle Richtung des Vektors  $\vec{\sigma}_e$  bildet, vom Teilchen aus gesehen, mit dieser Ebene eine Rechtsschraube), und man misst den Pseudoskalar  $(\vec{\sigma}_e \vec{p}_e)$ .

Die Experimente haben eine starke Polarisierung ergeben<sup>6</sup>, in dem Sinne, dass für  $e_-$ -Zerfall im Mittel  $(\vec{\sigma}_e \vec{p}_e) < 0$ , das heisst axialer Vektor  $\vec{\sigma}_e$  und  $\vec{p}_e$  bilden eine Linksschraube; für  $e_+$ -Zerfall im Mittel  $(\vec{\sigma}_e \vec{p}_e) > 0$ , das heisst axialer Vektor  $\vec{\sigma}_e$  und  $\vec{p}_e$  bilden eine Rechtsschraube.

Von ähnlicher Art ist die Messung des Sinnes der Zirkular-Polarisation von Photonen, deren Emission in einem zweiten Prozess der Emission der Elektronen (Betazerfall in angeregten Kern) nachfolgt. Man misst

hierbei den Pseudoskalar  $(\vec{p}_e \vec{\sigma}_\gamma)$ . Auch dieses Experiment war positiv<sup>7</sup>.

Wir kommen sodann zu dem wichtigen, ebenfalls auf Veranlassung von LEE und YANG ausgeführten Experiment über den Zerfall des  $\mu$ -Mesons, das etwa gleichzeitig mit dem ersten Experiment mit gerichteten Kernspins ein positives Resultat ergab<sup>8</sup>.

Man betrachtet  $\pi$ -Mesonen, die gemäss

$$\pi \rightarrow \mu + \nu$$

in  $\mu$ -Meson und Neutrino zerfallen, worauf dann das  $\mu$ -Meson weiter in zwei Neutrinos (genauer in ein Neutrino  $\nu$  und ein Antineutrino  $\bar{\nu}$ ) sowie ein Elektron zerfällt.

$$\mu \rightarrow e + \bar{\nu} + \nu$$

Die erste Reaktion ist der Polarisator des  $\mu$ -Mesons, die zweite der Analysator. Die beobachtete Unsymmetrie der Elektronenemission, relativ zur Ebene, senkrecht zur Flugrichtung der  $\mu$ -Mesonen, beweist, dass bei beiden Reaktionen die Spiegelungssymmetrie verletzt ist. Als ein Nebenresultat der starken Polarisierung der hierbei entstehenden  $\mu$ -Mesonen in bezug auf ihre Flugrichtung ergab sich die Möglichkeit einer genauen Messung ihres magnetischen Momentes. Weitere Versuche zur Vorzeichen-Bestimmung des Pseudoskalars  $(\vec{\sigma}_\mu \vec{p}_\mu)$  sind im Gange.

Alle hier angeführten Experimente sind im Einklang mit einem speziellen Modell für das Neutrino, das von verschiedenen Autoren unabhängig vorgeschlagen wurde<sup>9</sup>. Es wird gewöhnlich etwas ungenau als «Zwei-Komponententheorie» bezeichnet, doch möchte ich es in seinen zwei Varianten kurz « $R$ -Modell» bzw. « $L$ -Modell» nennen. Das « $R$ -Modell» ist dadurch gekennzeichnet, dass nur dasjenige Neutrino, für welches Spin und Bewegungsrichtung eine Rechtsschraube bilden, sowie das zugehörige Antineutrino, bei welchem dann Spin und Impuls notwendig umgekehrt eine Linksschraube bilden, existieren soll. Das bedeutet also, dass beim Neutrino nur für  $(\vec{\sigma}_\nu \vec{p}_\nu) > 0$ , beim Antineutrino nur für  $(\vec{\sigma}_\nu \vec{p}_\nu) < 0$  irgend eine Wechselwirkung mit andern Teilchen stattfindet. Für ein solches Modell sind die  $C$ - und die  $P$ -Invarianz notwendig verletzt, die  $CP$ - und  $T$ -Invarianz sind möglich, aber nicht notwendig, und es gilt ein Erhaltungssatz für die Differenz der Teilchen- und Antiteilchenzahlen für die Leptonen. Die bis jetzt vorliegenden Experimente reichen jedoch nicht aus, um die Richtigkeit dieses speziellen Modells

<sup>4</sup> C. S. WU, E. ANBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPE und R. P. HUDSON, Phys. Rev. 105, 1413 (1957):  $\text{Co}^{60}$ . – H. POSTMA, W. J. HUISKAMP, A. R. MIEDEMA, M. J. STEENLAND, H. A. TOLHOEK und C. J. GORTER, Physica 23, 259 (1957):  $\text{Co}^{58}$ . – E. ANBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPE, R. P. HUDSON und C. S. WU, Phys. Rev. 106, 1361 (1957):  $\text{Co}^{60}$ ,  $\text{Co}^{58}$ . – Analoges Experiment mit polarisierten Neutronen: M. T. BURG, R. J. EPSTEIN, V. E. KROHN, T. B. NOVAY, S. RABOY, G. R. RINGO und V. L. TELEGGI, Phys. Rev. 107, 1731 (1957).

<sup>5</sup> T. D. LEE und C. N. YANG, Phys. Rev. 104, 254 (1956). – T. D. LEE, R. OEHME und C. N. YANG, Phys. Rev. 106, 340 (1957).

<sup>6</sup> Zuerst ausgeführt von H. FRAUENFELDER, R. BOBONE, E. VON GOELER, N. LEVINE, H. R. LEWIS, R. N. PEACOCK, A. ROSSI und G. DE PASQUALI, Phys. Rev. 106, 386 (1957):  $\text{Co}^{60}$ . – Sodann M. GOLDBERGER, L. GRODZINS und A. W. SUNYAR, Phys. Rev. 106, 826 (1957): Bremsstrahlung. – S. S. HANNA, R. S. PRESTON, Phys. Rev. 106, 1363 (1957):  $\text{Cu}^{64}$ . – H. FRAUENFELDER, A. O. HANSON, N. LEVINE, A. ROSSI und G. DE PASQUALI, Phys. Rev. 107, 643 (1957): Möller-Streuung. – M. DEUTSCH, B. GITTELMAN, R. W. BAUER, L. GRODZINS und A. W. SUNYAR, Phys. Rev. 107, 1733 (1957):  $\text{Ga}^{67}$ ,  $\text{Cl}^{34}$ . – A. DE SHALIT, S. KUPERMAN, H. J. LIPKIN und T. ROTHEN, Phys. Rev. 107, 1459 (1957): Doppelstreuung. – F. BOEHM, T. B. NOVAY, G. A. BARNES und B. STECH, Phys. Rev. (im Druck): N13.

<sup>7</sup> H. SCHOPPER, Phil. Mag. 2, 710 (1957). – H. APPEL und H. SCHOPPER, Z. Phys. 149, 103 (1957). – F. BOEHM und A. H. WAPSTRA, Phys. Rev. 106, 1364 (1957); 107, 1202 und 1462 (1957).

<sup>8</sup> R. L. GARWIN, L. M. LEDERMAN und M. WEINRICH, Phys. Rev. 105, 1415 (1957): Cyclotron. – J. I. FRIEDMAN und V. L. TELEGGI, Phys. Rev. 105, 1681 (1957): Photoplatten. – S. auch D. BERLEY, T. COFFIN, R. L. GARWIN, L. M. LEDERMAN, M. WEINRICH, Phys. Rev. 106, 835 (1957).

<sup>9</sup> R. SALAM, Nuovo Cim. 5, 229 (1957). – T. D. LEE, C. N. YANG, Phys. Rev. 105, 1671 (1957). – L. LANDAU, Nuclear Physics 3, 127 (1957).

sicherzustellen. Um in der allgemeinsten Wechselwirkung des Betazerfalls ohne  $P$ - und  $C$ -Symmetrie die Konstanten festzulegen, sind nämlich weitere Experimente notwendig, die an sich nichts mit Parität zu tun haben und die Richtungskorrelation von Elektron und Neutrino bei der Emission bestimmen. Diese kann man nicht direkt messen, doch ist der Rückstoss der entstehenden schweren Teilchen (der Kerne; beim Zerfall des freien Neutrons: der Protonen) der Messung zugänglich. Aus diesem kann sodann mit Hilfe des Impulssatzes auf die Richtung und Grösse des Neutrinoimpulses zurückgeschlossen werden. Obwohl diese Messungen durch die in den Uranreaktoren zur Verfügung stehenden starken radioaktiven Quellen nunmehr wesentlich erleichtert sind, befinden sie sich immer noch in einem konfusen, einander widersprechenden Zustand, und ihre weitere Entwicklung muss abgewartet werden.

Selbst wenn das spezielle  $R$ - bzw.  $L$ -Modell für das Neutrino sich bei allen seinen Reaktionen als richtig erweisen sollte, dürfte dies kaum eine genügende Erklärung für die Verletzung der  $P$ -Symmetrie bei schwachen Wechselwirkungen im allgemeinen liefern. Denn, wie LEE und YANG bereits in ihrer ersten Arbeit<sup>2</sup> bemerkt haben, gibt es mit einiger Sicherheit auch paritätsverletzende Wechselwirkungen, in welche das Neutrino gar nicht eingeht. Bei dem sogenannten « $\Theta$ - $\tau$ -puzzle» führt nämlich die Annahme der  $P$ -Invarianz (Erhaltung der Parität bei den betreffenden Reaktionen) zur Notwendigkeit, verschiedene Teilchen mit in guter Näherung gleichen Massen und Lebensdauern anzunehmen<sup>10</sup>. Hierfür liess sich keine auch nur einigermaßen plausible Erklärung finden. Bei Annahme von Paritätsverletzung genügt es jedoch, bei diesen verschiedenen Zerfallsreaktionen *ein und dasselbe Teilchen* ( $K$ -Meson) anzunehmen, dem dann keine Parität zukommen muss.

### III. Ausblick auf theoretische Probleme

Die tieferen ungelösten Schwierigkeiten der quantisierten Feldtheorien, die sich in mathematischen Divergenzen äussern, treten bei den schwachen Wechselwirkungen nicht zutage, da man sich mit den niedrigsten Näherungen der Störungstheorie begnügen kann. Ebenso wenig macht sich bei einem rein phänomenologischen Standpunkt der Theorie gegenüber den neuen Phänomenen das Nichtvorhandensein einer theoretischen Herleitung und Deutung der Massen- und Spinwerte der Teilchen in der Natur unmittelbar geltend. Beim jetzigen Stand der Theorie scheint sich daher gegenüber der empirischen Verletzung der  $C$ - und  $P$ -Symmetrien eher ein Überfluss von formalen Möglichkeiten als eine formale Unerklärbarkeit zu zeigen.

Wenn es sich aber auch diesmal als methodisch richtig erwiesen hat, erst einmal die Frage nach dem *Wie* aufzuwerfen und die tiefere Frage nach dem *Warum* zurückzustellen, so ist diese doch unbeantwortet vorhanden und dürfte in Zukunft noch weiter ihre Berechtigung geltend machen. Ich halte es für verfehlt, sich davor in eine mir oberflächlich scheinende, opportunistische «Beschwichtigungsphilosophie» (dies Wort stammt von P. EHRENFEST) oder in zu einfache «Patentlösungen» zu flüchten.

Man kann von hier in zwei Richtungen weitergehen. Erstens kann man die Frage, warum die schwachen Wechselwirkungen die  $C$ - und  $P$ -Symmetrien verletzen, durch die andere Frage ersetzen, warum bei den starken und den elektromagnetischen Wechselwirkungen diese Symmetrien vorhanden sind. Man kann versuchen, diese Symmetrien auf andere speziellere Eigenschaften dieser Wechselwirkungen zurückzuführen.

Zweitens kann man versuchen, einen Zusammenhang der Symmetrieverletzungen im Kleinen mit Eigenschaften des Universums im Grossen aufzufinden und zu begründen<sup>11</sup>. Dies überschreitet aber die Möglichkeiten der jetzt bekannten Theorien der Gravitation. Die Gravitationswirkungen, die in den anfangs angeführten drei Kategorien der Wechselwirkungen nicht enthalten sind, müssen zwar als noch viel schwächer als die «schwachen Wechselwirkungen» bezeichnet werden. Nach der Gravitationstheorie von EINSTEIN, der keine bekannten Phänomene widersprechen, erfüllen die Gravitationswirkungen jedoch alle Symmetrien  $C$ ,  $P$  und  $T$ . Auch sind die direkten Einflüsse des Schwerefeldes auf die besprochenen atomaren Phänomene praktisch völlig vernachlässigbar.

Um bei der Frage des Zusammenhanges zwischen dem Kleinen und dem Grossen über vage Spekulationen hinauszugelangen, fehlen daher noch wesentlich neue Ideen. Hiermit soll jedoch nicht die Unmöglichkeit eines solchen Zusammenhanges bestimmt behauptet werden.

So führen uns die hier besprochenen neuen empirischen Ergebnisse in Probleme, deren Lösung vielleicht noch in ferner Zukunft liegt.

#### Summary

The reflections of charge ( $C$ ), space-coordinates ( $P$ ) and time ( $T$ ) and, particularly in connection with the space reflection, the distinction between polar vector and axial vector, scalar and pseudoscalar products are explained. The three different kinds of strong, medium (electromagnetic) and weak interactions are introduced. While the first two of them fulfil all reflection invariances mentioned separately, LEE and YANG showed (1956) that for the weak interactions no sufficient empirical evidence existed for the reflection invariances, and they also suggested experiments for checking them.

<sup>10</sup> Siehe hierzu R. DALITZ, Phil. Mag. 44, 1068 (1953). – E. FABRI, Nuovo Cim. 11, 479 (1954). – Ferner Proceedings of the sixth Rochester Conference (1956).

<sup>11</sup> T. D. LEE, *Weak interaction*, in Proceedings of the seventh Rochester Conference (1957), Abschnitt über *Mach's principle*. – Für die allgemeine Diskussion s. auch E. P. WIGNER, Revs. Modern Phys. 29, 255 (1957).

The qualitative aspect of the experimental results available in November 1957, which show the violation of the *C*- and the *P*-invariance for weak interactions, is reviewed. The methods hereby applied are betadecay of oriented nuclei, polarisation of emitted electrons in beta-decay, beta-gamma-correlation, asymmetry in the decay of  $\mu$ -mesons generated by  $\pi$ -meson-decay. The solu-

tion of the  $\Theta$ - $\tau$ -puzzle by the assumption of a single particle (*K*-meson) without defined parity is mentioned.

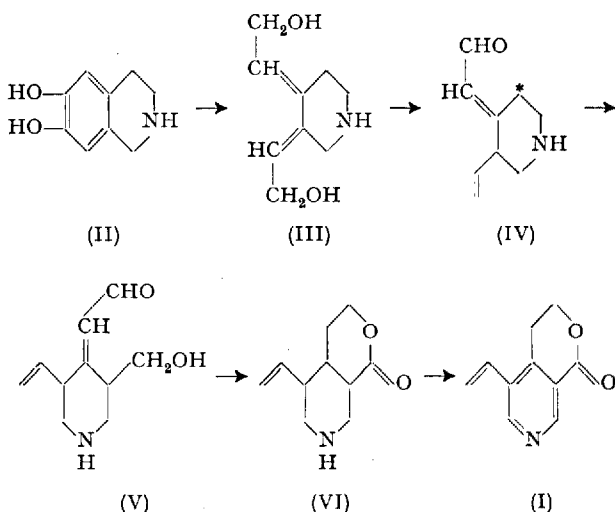
In the concluding section, some aspects of the unsolved theoretical problems of the deeper reasons for the symmetry violations of the weak interactions are briefly discussed which will possibly also lead into open cosmological questions.

## Brèves communications - Kurze Mitteilungen Brevi comunicazioni - Brief Reports

Les auteurs sont seuls responsables des opinions exprimées dans ces communications. - Für die kurzen Mitteilungen ist ausschliesslich der Autor verantwortlich. - Per le brevi comunicazioni è responsabile solo l'autore. - The editors do not hold themselves responsible for the opinions expressed by their correspondents.

### A Biogenetic Scheme for Gentianine

The alkaloid gentianine to which structure (I) has been assigned on the basis of degradation<sup>1</sup> and synthetic evidence<sup>2</sup>, is unique in having carbon substituents at the 3-, 4-, and 5-positions of the pyridine ring. A plausible biosynthetic route to this alkaloid is suggested by the presence of two 2-carbon fragments in adjacent positions. WOODWARD fission<sup>3</sup> of 1:2:3:4-tetrahydro-6:7-dihydroxyisoquinoline (II) would yield the pyridine (III)



which can give by oxidation-reduction and dehydration, the vinyl compound (IV). Attack at the allylic (starred) position in (IV) by formaldehyde or equivalent<sup>4</sup> would give the alcohol (V), which through oxidation-reduction

to the lactone (VI) and dehydrogenation would yield gentianine (I). The sequence of steps outlined here need not be the same in the plant, but it is of interest that gentianine furnishes the simplest example of an alkaloid whose formation is best explained by invoking a WOODWARD fission.

T. R. GOVINDACHARI,  
K. NAGARAJAN, and S. RAJAPPA

*Department of Chemistry, Presidency College, Madras (India), August 13, 1957.*

### Zusammenfassung

Für die Biogenese des Gentianins wird ein plausibles Reaktionsschema vorgeschlagen.

### Testosterone and Methyltestosterone from Hyodesoxycholic Acid

A recent report<sup>1</sup> from these Laboratories described the conversion of hyodesoxycholic acid (3 $\alpha$ ,6 $\alpha$ -dihydroxycholic acid) (I), the main constituent of hog-bile into the corpus luteum hormone - progesterone. The present communication is a logical extension of these studies to include the preparation of analogous male sex hormones - testosterone and its synthetic homologue, methyltestosterone (VIII).

The diacetate of 3 $\alpha$ ,6 $\alpha$ -dihydroxypregnan-20-one (II), readily obtained<sup>1</sup> from the bile acid (I) in 55% yield by the Meystre-Miescher degradation, was enol-acetylated in carbon tetrachloride solution with acetic anhydride and a trace of perchloric acid (70-72%)<sup>2</sup>. In view of the geometrical isomers, anticipated on the formation of the  $\Delta^{17}$ -double bond<sup>3</sup>, no attempt was made to isolate the triacetate (III), which was directly

<sup>1</sup> T. R. GOVINDACHARI, K. NAGARAJAN, and S. RAJAPPA, *J. chem. Soc. 1957*, 551. - N. F. PROSKURNINA, *J. gen. Chem., Moscow*, **14**, 1148 (1944). - N. F. PROSKURNINA, V. V. SHPANOV, and R. A. KONOVALOVA, *Doklady Akad. Nauk SSSR*, **66**, 437 (1949). - N. F. PROSKURNINA and V. V. SHPANOV, *Zh. Obshch. Khim.*, **26**, 936 (1956).

<sup>2</sup> T. R. GOVINDACHARI, K. NAGARAJAN, and S. RAJAPPA, *J. chem. Soc. 1957*, 2725.

<sup>3</sup> R. B. WOODWARD, *Nature*, **162**, 155 (1948).

<sup>4</sup> A. LAPWORTH, *J. chem. Soc.*, **79**, 1276 (1901). - W. BORSCHKE and R. MANTEUFFEL, *Lieb. Ann.*, **505**, 177 (1933). - R. ROBINSON, *The Structural Relations of Natural Products* (Oxford, 1955), p. 15.

<sup>1</sup> K. R. BHARUCHA, G. C. BUCKLEY, C. K. CROSS, L. J. RUBIN, and P. ZIEGLER, *Can. J. Chem.*, **34**, 982 (1956).

<sup>2</sup> D. H. R. BARTON, R. M. EVANS, J. C. HAMLET, P. G. JONES, and T. WALKER, *J. chem. Soc.*, **1954**, 747.

<sup>3</sup> C. W. MARSHALL, T. H. KRITCHEVSKY, S. LIEBERMAN, and T. F. GALLAGHER, *J. Amer. chem. Soc.*, **70**, 1837 (1948). - L. F. FIESER and HUANG-MINLON, *J. Amer. chem. Soc.*, **71**, 1840 (1949).