

KAPITEL XI

Schwache Wechselwirkung

XI.1	Symmetrieverletzungen	105
XI.1.1	Verletzung der Erhaltung der Flavour-Quantenzahlen	106
XI.1.2	Paritätsverletzung	106
XI.1.3	Verletzung der Ladungskonjugation	108
XI.1.4	CP-Verletzung	108
XI.1.5	Zeitumkehrverletzung	108
XI.2	Phänomenologische Modelle	108
XI.2.1	Fermi-Modell	108
XI.2.2	$V - A$ -Modell	110
XI.2.3	Flavour-Mischung im $V - A$ -Modell	111
XI.2.4	Neutrale Ströme	114
XI.3	Vektorbosonen der schwachen Wechselwirkung	115
XI.3.1	Unitaritätsgrenze	115
XI.3.2	Schwache Bosonen	115

Die dritte Wechselwirkung der Elementarteilchen, neben den elektromagnetischen und starken Kräften, ist die schwache Wechselwirkung. Wie durch deren Bezeichnung angedeutet wird, ist diese Wechselwirkung in niederenergetischen Phänomenen üblicherweise (viel) schwächer als die zwei anderen. Sie darf aber nicht einfach vernachlässigt werden, weil sie oft Prozesse erlaubt, die in der QED und der QCD nicht stattfinden können. Dies geht mit der Verletzung verschiedener Symmetrien der elektromagnetischen und starken Wechselwirkungen (Abschn. [XI.1](#)) zusammen. Zur Beschreibung der entsprechenden Prozesse wurden mehrere Modelle eingeführt, je nach der Entdeckung neuer erlaubter Prozesse (Abschn. [XI.2](#)).

Trotz der sukzessiven Verbesserungen bleibt das resultierende Modell unbefriedigend, jetzt aber aus theoretischen Gründen. Eine weitere Änderung des Modells ist möglich, auf Kosten der Einführung von ein paar neuen (Austausch-)Teilchen mit Spin 1 (Abschn. [XI.3](#)). Die Letzteren sollen aber eine Masse haben, was wieder zu Probleme führt. . . , die sich nur in einer Theorie lösen lassen, in der die schwache Wechselwirkung mit der QED kombiniert wird, was im nächsten Kapitel behandelt wird.

XI.1 Symmetrieverletzungen

Ein Merkmal der schwachen Wechselwirkung ist die Tatsache, dass sie viele globale Symmetrien der QED und der QCD verletzt. Somit können Prozesse stattfinden, die im Rahmen der elektromagnetischen und starken Wechselwirkungen verboten sind.

In diesem Abschnitt werden mehrere Beispiele solcher experimentell beobachteten Symmetrieverletzenden Prozesse diskutiert.

XI.1.1 Verletzung der Erhaltung der Flavour-Quantenzahlen

In der QED und der QCD sind die leichtesten Hadronen, die eine gegebene Flavour-Quantenzahl (Strangeness, Charm, Beauty) tragen, stabil. Dies gilt auch für die geladenen Pionen — die „Upness“ oder „Downness“ tragen.

In der Natur können alle diese Teilchen aber eigentlich zerfallen:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ &\quad \pi^+ + \pi^0 \\ D^0 &\rightarrow K^- + \pi^+ + \pi^0 \\ &\quad \vdots\end{aligned}$$

Dabei werden Upness and Downness — sowie natürlich Isospin — in den ersten zwei Prozessen nicht erhalten. Die zwei Zerfallskanäle des $K^+ = u\bar{s}$ verletzen die Erhaltung der Strangeness. Schließlich verletzt der Zerfall des $D^0 = c\bar{u}$ die Erhaltung des Charms — dazu wird in dem angegebenen Zerfallskanal Strangeness erzeugt.

Eine Besonderheit dieser Zerfälle ist die relativ lange Lebensdauer des zerfallenden Hadrons, etwa 10^{-8} s für die geladenen Pionen, 10^{-10} – 10^{-8} s für die Kaonen oder ca. 10^{-12} s für die Mesonen mit Charm oder Beauty. Diese Lebensdauern sind mit denen des neutralen Pions (8×10^{-17} s) oder der durch die starke Wechselwirkung zerfallenden Teilchen (10^{-23} – 10^{-21} s) zu vergleichen.

XI.1.2 Paritätsverletzung

Die Flavour-Quantenzahlen könnten als „zufällige“ Erhaltungsgrößen betrachtet werden, die zwar interessante aber nicht tiefgreifende Symmetrien der QED und QCD widerspiegeln, und somit ohne weiteres verletzt werden können. Die schwache Wechselwirkung verletzt aber noch weitere Symmetrien, anfangend mit der Symmetrie der Raumzeit unter Raumspiegelung.

XI.1.2a Das „theta-tau Puzzle“

Was sich später als das positiv geladene Kaon K^+ erwiesen hat, wurde Mitte der 1950er Jahre als zwei unterschiedliche Teilchen identifiziert, und zwar einerseits als das „ θ^+ “ — mit dem Zerfallskanal $\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$, entsprechend der Parität $+1$ im Endzustand —, andererseits als das „ τ^+ “⁽⁶²⁾ das in drei Pionen zerfallen kann — z.B. $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$ oder $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$, entsprechend einem Endzustand mit Parität -1 —, obwohl es die gleiche Masse und den gleichen Spin wie das θ^+ hat.

Heutzutage ist klar geworden, dass es sich dabei um verschiedene Zerfallskanäle eines einzelnen Teilchens mit negativer Parität handelt. Dabei ist die Parität aber in den Zerfällen in den 2-Pionen-Kanal nicht erhalten, was in der QED oder der starken Wechselwirkung verboten ist.

Diese Identifikation des θ^+ mit dem τ^+ wurde 1956 durch T.D.Lee^(be) and C.N.Yang^(bf) vorgeschlagen, nachdem sie gefunden hatten, dass keines der damals existierenden experimentellen Ergebnisse die Erhaltung der Parität in schwachen Prozessen testete ^[35].

XI.1.2b Das Wu-Experiment

Kurz nach dem Vorschlag von Lee & Yang, dass die Erhaltung der Parität in schwachen Prozessen systematisch experimentell geprüft werden sollte, hat C.S.Wu^(bg) den Zerfall von polarisierten

⁽⁶²⁾ Dieses historische τ^+ -Meson sollte nicht mit dem Antiteilchen zum τ -Lepton verwechselt werden.

^(be)T. D. LEE, 1926– ^(bf)C. N. YANG, 1922– ^(bg)C. S. WU, 1912–1997

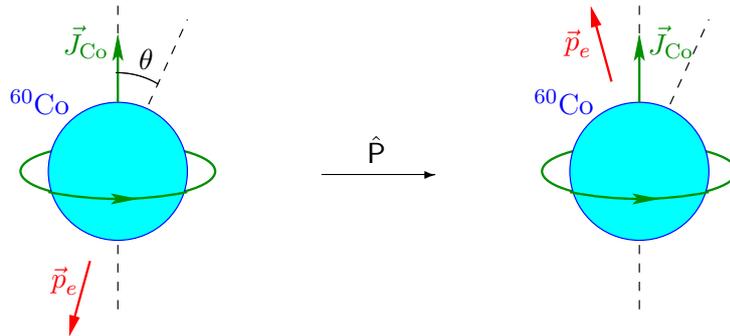


Abbildung XI.1 – Emissionsrichtung des Elektrons im Wu-Experiment (links) und im raumgespiegelten Prozess (rechts).

Kobalt-60 Atomkernen untersucht [36].⁽⁶³⁾ Dabei wurde gefunden, dass die Elektronen bevorzugt entgegen der Richtung des Kernspins \vec{J}_{Co} emittiert werden, d.h. mit einem Polarwinkel $\theta > 90^\circ$, wie in Abb. XI.1 dargestellt wird. Wenn \vec{p}_e den Impuls des Elektrons im Ruhesystem des ^{60}Co -Kerns bezeichnet, dann nimmt der Erwartungswert des Skalarprodukts $\vec{p}_e \cdot \vec{J}_{Co}$ über viele Zerfälle einen negativen Wert an.

Betrachtet man den raumgespiegelten Prozess, so werden die Richtungen der Impulse der emittierten Elektronen invertiert — Impulse sind Vektoren —, während die Richtung des Kernspins ungeändert bleibt — der Spin ist ein axialer Vektor. In diesem raumgespiegelten Experiment wären die Elektronen also vorzugsweise parallel zum Kernspin (Polarwinkel $\theta < 90^\circ$) emittiert, im Gegensatz zum echten Experiment. In der Natur wird diese Möglichkeit aber nicht realisiert! Die eigentlichen Zerfallsraten für die links und rechts dargestellten Zerfälle — d.h. für einen Prozess und den raumgespiegelten — sind unterschiedlich, was eine Verletzung der Parität darstellt.

Abbildung XI.2 gibt eine alternative schematische Darstellung dieses Experiments, in der die Spins der Teilchen präzisiert werden. Im Ruhesystem des ^{60}Co -Kerns bleibt der Tochter- ^{60}Ni -Kern auch fast in Ruhe, während das Elektron und das Antineutrino in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden. Dabei sieht man, dass das Antineutrino $\bar{\nu}_e$ wegen der Erhaltung des Drehimpulses eine positive Helizität $h = +1$ hat.

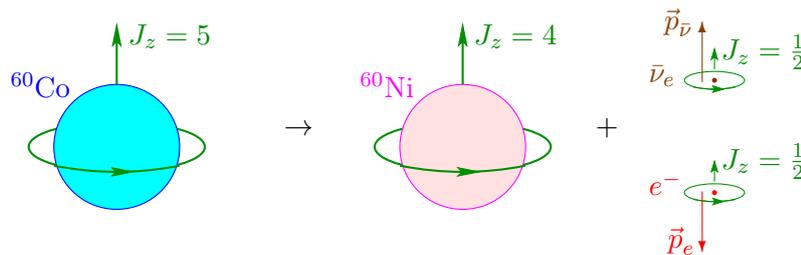


Abbildung XI.2 – Schematische Darstellung der Spinorientierungen im Wu-Experiment.

Betrachtet man dann das (Anti)Neutrino als masselos — was in diesem Experiment eine ausgezeichnete Näherung ist —, so ist die positive Helizität des Antineutrinos äquivalent zu dessen Rechtshändigkeit (§ IV.3.3 c).

Falls die CP-Symmetrie gilt, sollen (Elektron-)Neutrinos wiederum linkshändig sein, was durch Goldhaber^(bh) und Mitarbeiter in einem Elektroneneinfang-Experiment bestätigt wurde [38].⁽⁶⁴⁾

⁽⁶³⁾Weitere experimentelle Details können z.B. in [37], Experiment 45, gefunden werden.

⁽⁶⁴⁾Vgl. auch Experiment 49 in [37].

^(bh)M. GOLDHABER, 1911–2011

XI.1.2c Pionzerfall

In ihrem Artikel schlugen Lee & Yang noch vor, dass eine mögliche Verletzung der Parität durch die schwache Wechselwirkung im Zerfall des positiven Pions in ein Antimyon und das zugehörige Neutrino könnte beobachtet werden:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (\text{XI.1})$$

Im Ruhesystem des Spin-0-Pions werden die Zerfallsprodukte nämlich in entgegengesetzte Richtungen emittiert. Um den Drehimpuls zu erhalten, sollen die Spins ebenfalls in entgegengesetzten Richtungen orientiert werden, so dass die beiden Teilchen die gleiche Helizität haben, entweder positiv oder negativ.

Experimentell wird das Antimyon immer mit $h = -1$ beobachtet.⁽⁶⁵⁾ was wieder eine Verletzung der Parität signalisiert — wäre die Parität erhalten, so sollte das Antimyon in 50% der Fälle die Helizität $+1$ haben.

Wiederum bedeutet die Helizität des μ^+ , dass das (Myon-)Neutrino ebenfalls eine negative Helizität hat.

XI.1.3 Verletzung der Ladungskonjugation

Experimentell kann man auch den ladungskonjugierten Prozess zum Zerfall (XI.1) untersuchen, und zwar den Zerfall des negativ geladenen Pions

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (\text{XI.2})$$

Wieder müssen das Myon und das Antineutrino dieselbe Helizität haben, um den Drehimpuls zu erhalten. Hier findet man, dass das Myon, und daher das $\bar{\nu}_\mu$, immer die Helizität $+1$ hat. Dies bedeutet, dass die Endteilchen des Prozesses (XI.2) nicht den ladungskonjugierten Zustand zu denen des Zerfalls (XI.1) darstellen, weil \hat{C} die Helizität eines Teilchens unverändert lässt. In diesen Prozessen (XI.1)–(XI.2) wird (neben der Parität) die Ladungskonjugation also verletzt.

Dagegen findet man, dass die Pionzerfallsprozesse (XI.1) und (XI.2) $\hat{C}\hat{P}$ -konjugiert zueinander sind.

XI.1.4 CP-Verletzung

XI.1.5 Zeitumkehrverletzung

} später

XI.2 Phänomenologische Modelle

In diesem Abschnitt werden einige wichtigen Modelle dargestellt, die zur Beschreibung der schwachen Prozesse entwickelt wurden.

XI.2.1 Fermi-Modell

Ursprünglich wurde die schwache Wechselwirkung eingeführt, um den β -Zerfall des Neutrons

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (\text{XI.3})$$

zu beschreiben. Zu diesem Zweck hat Fermi 1933 ein Modell entwickelt [41], das (in moderner Formulierung) auf der Lagrange-Dichte

$$\hat{\mathcal{L}}_I^{\text{Fermi}} = -G'_F \left(\hat{\psi}_p \gamma^\rho \hat{\psi}_n \hat{\psi}_e \gamma_\rho \hat{\psi}_{\nu_e} + \hat{\psi}_n \gamma^\rho \hat{\psi}_p \hat{\psi}_{\nu_e} \gamma_\rho \hat{\psi}_e \right) \quad (\text{XI.4})$$

⁽⁶⁵⁾Genauer deutet die Winkelverteilung des im Zerfall des Antimyons erzeugten Positrons auf die Polarisation des Antimyons entlang dessen Flugrichtung hin [39, 40].

beruht. Dabei sind $\hat{\psi}_n, \hat{\psi}_p, \hat{\psi}_e, \hat{\psi}_{\nu_e}$ Dirac-Spinorfeldoperatoren und $\hat{\bar{\psi}}_n, \hat{\bar{\psi}}_p, \hat{\bar{\psi}}_e, \hat{\bar{\psi}}_{\nu_e}$ deren adjungierte Felder. Die Kopplungskonstante für die Stärke der Wechselwirkung zwischen diesen Feldoperatoren ist $G'_F \simeq 0,974 G_F \approx G_F$, wobei $G_F \simeq 1,166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ *Fermi-Kopplungskonstante* heißt.⁽⁶⁶⁾

Wendet man dieses Modell auf Quarks an, statt auf Nukleonen, so schreibt man

$$\hat{\mathcal{L}}_1^{\text{Fermi}} = -G'_F \left(\hat{\bar{\psi}}_u \gamma^\rho \hat{\psi}_d \hat{\bar{\psi}}_e \gamma_\rho \hat{\psi}_{\nu_e} + \hat{\bar{\psi}}_d \gamma^\rho \hat{\psi}_u \hat{\bar{\psi}}_{\nu_e} \gamma_\rho \hat{\psi}_e \right) \quad (\text{XI.5})$$

mit den Feldoperatoren $\hat{\psi}_d, \hat{\psi}_u$ für d und u Quarks. Dementsprechend lautet der Prozess, der dem Zerfall (XI.3) auf der Quark-Ebene unterliegt

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (\text{XI.6})$$

Der Wechselwirkungsterm (XI.5) führt zu den zwei Vier-Fermionen-Vertices der Abb. XI.3. Dabei sieht man, dass die elektrische Ladung an den Vertices erhalten ist.

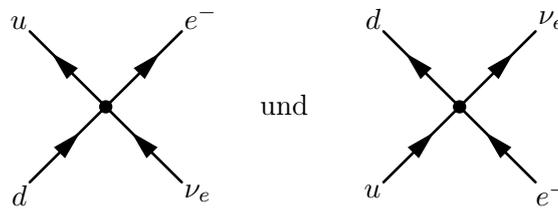


Abbildung XI.3 – Vertices im Fermi-Modell (XI.5).

Dieses Modell war revolutionär, weil es auf der Idee beruhte, dass das Elektron und das Antineutrino „entstehen“ können, statt vor dem Zerfall schon im Neutron vorhanden zu sein.⁽⁶⁷⁾ Dazu sagte das Fermi-Modell zwei neue Prozesse vorher, und zwar den β^+ -Zerfall ($p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$, wobei p ein in einem Atomkern gebundenes Proton ist) und den Elektroneneinfang ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$), die kurz darauf entdeckt wurden.

Bemerkungen:

* Dieses Modell wird oft als eine Theorie *geladener vektorieller Ströme* bezeichnet. Es beschreibt nämlich die Kopplung von Viererströmen der Art $\hat{j}_{ki}^\rho \equiv \hat{\bar{\psi}}_k \gamma^\rho \hat{\psi}_i$

$$\hat{\mathcal{L}}_1^{\text{Fermi}} = -G'_F (\hat{j}_{ud}^\rho \eta_{\rho\sigma} \hat{j}_{e\nu_e}^\sigma + \hat{j}_{du}^\rho \eta_{\rho\sigma} \hat{j}_{\nu_e e}^\sigma),$$

wobei jeder Strom ein Lorentz-Vektor ist, der an einem Vertex seine elektrische Ladung ändert. Dagegen bleibt die durch den Strom getragene Baryonen- oder Leptonenzahl an jedem Vertex erhalten.

Im Gegensatz zum Strom \hat{j}_{ki}^ρ transportiert der vektorielle Viererstrom $\hat{\bar{\psi}}_i \gamma^\rho \hat{\psi}_i$, der in der QED mit dem Photon wechselwirkt [Gl. (IX.4)], das gleiche Teilchen vor und nach einem Vertex, so dass dessen elektrische Ladung unverändert bleibt: dabei spricht man von einem *neutralen Strom*.

* In den Lagrange-Dichten (XI.4) oder (XI.5) ist der zweite Term hermitesch konjugiert zum ersten.

Im Fermi-Modell bleibt die Parität erhalten. Daher ist eine neue Beschreibung der schwachen Wechselwirkung nötig, um die Phänomene des § XI.1.2 beschreiben zu können.

⁽⁶⁶⁾ Der Unterschied zwischen der eigentlichen Fermi-Konstanten G_F und der Kopplungskonstanten G'_F in Gl. (XI.4), (XI.5) und (XI.7) wird in § XI.2.3 weiter diskutiert.

⁽⁶⁷⁾ Dabei betrachtete Fermi das zerfallende Neutron und das emittierte Proton als die zwei „inneren Quantenzustände“ des Nukleons.

XI.2.2 $V - A$ -Modell

Kurz nach der Entdeckung der Paritätsverletzung haben Sudarshan^(bi) & Marshak^(bj) einerseits und Feynman & Gell-Mann andererseits das Fermi-Modell modifiziert gemäß [42, 43]⁽⁶⁸⁾

$$\hat{\mathcal{L}}_1^{V-A} = -\frac{G'_F}{\sqrt{2}} \left[\hat{\psi}_u \gamma^\rho (1 - \gamma_5) \hat{\psi}_d \hat{\psi}_e \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \hat{\psi}_{\nu_e} + \hat{\psi}_d \gamma^\rho (1 - \gamma_5) \hat{\psi}_u \hat{\psi}_{\nu_e} \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \hat{\psi}_e \right]. \quad (\text{XI.7a})$$

Wie im Fermi-Modell gibt diese Lagrange-Dichte vier-Fermionen-Vertices, wobei der Beitrag eines gegebenen Vertex zu einer Amplitude natürlich unterschiedlich von dem aus Gl. (XI.5) folgenden Beitrag ist.

Bemerkung: Bei diesem Modell handelt es sich wieder um eine Theorie geladener Ströme. Dabei hat man aber zwei Arten von Viererströmen, und zwar zum einen vektorielle Ströme $\hat{\psi}_k \gamma^\rho \hat{\psi}_i$ und zum anderen pseudovektorielle Ströme $\hat{\psi}_k \gamma^\rho \gamma_5 \hat{\psi}_i$, was die Bezeichnung $V - A$ (Vektor – Axialvektor) des Modells erklärt.

Definiert man (vgl. § IV.3.3 b) linkshändige Spinoren durch $\hat{\psi}_{i,L} \equiv \mathcal{P}_L \hat{\psi}_i$, so kann die Lagrange-Dichte des $V - A$ -Modells noch nur durch diese Spinoren ausgedrückt werden

$$\hat{\mathcal{L}}_1^{V-A} = -2\sqrt{2} G'_F (\hat{\psi}_{u,L} \gamma^\rho \hat{\psi}_{d,L} \hat{\psi}_{e,L} \gamma_\rho \hat{\psi}_{\nu_e,L} + \hat{\psi}_{d,L} \gamma^\rho \hat{\psi}_{u,L} \hat{\psi}_{\nu_e,L} \gamma_\rho \hat{\psi}_{e,L}). \quad (\text{XI.7b})$$

Diese Form des Wechselwirkungsterms wird oft interpretiert, als ob die schwache Wechselwirkung nur die linkshändigen Anteile der Teilchen bzw. die rechtshändigen Anteile der Antiteilchen (kurz: „linkshändige Teilchen“ bzw. „rechtshändige Antiteilchen“) miteinander koppelte.

Da die Neutrinos nur über die schwache Wechselwirkung wechselwirken, spielen nur linkshändige Neutrinos bzw. rechtshändige Antineutrinos eine physikalische Rolle in Wechselwirkungen. Daher sagt man, dass Neutrinos immer linkshändig und Antineutrinos immer rechtshändig sind.

In der Bewegung eines freien Teilchens ist seine Chiralität nur dann erhalten, wenn das Teilchen masselos ist — die Chiralität stimmt dann mit der Helizität überein, die bei freien Teilchen erhalten bleibt. Sind Neutrinos masselos, so kommen sie wirklich nur mit immer derselben Chiralität vor. Haben sie aber eine Masse, dann existieren auch „rechtshändige Neutrinos“, die aber nicht an den bekannten Wechselwirkungen — außerhalb der Gravitation — teilnehmen.

⁽⁶⁸⁾In diesen Artikeln weicht die Definition von γ_5 von Gl. (IV.13) ab.

^(bi)E. C. G. SUDARSHAN, 1931–2018 ^(bj)R. MARSHAK, 1916–1992