

KAPITEL XIII

Neutrinos

XIII.1	Neutrino-Mischung, -Oszillationen und -Massen	138
XIII.1.1	Neutrino-Mischung	138
XIII.1.2	Neutrino-Oszillationen	140
XIII.1.3	Neutrino-Massen	143

XIII.1 Neutrino-Mischung, -Oszillationen und -Massen

Im (minimalen) Standardmodell des Kap. [XII](#) koppeln die Neutrinos nicht zum Higgs-Feld, so dass sie auch nach der spontanen Brechung der elektroschwachen Symmetrie masselos bleiben. Es hat sich aber experimentell aufgewiesen, dass die Neutrinos in der Tat eine Masse haben, und dass sich die entsprechenden Masseneigenzustände von den Wechselwirkungseigenzuständen unterscheiden. Diese Beobachtung lässt sich mithilfe einer nicht-diagonalen Mischungsmatrix beschreiben (§ [XIII.1.1](#)), die ähnlich der CKM-Matrix für die Quarks ist. Das aus der Existenz der Mischung entstehende Phänomen der Oszillationen von propagierenden Neutrinos zwischen den verschiedenen „Flavours“ — wobei die Bezeichnung in diesem Kapitel synonym für „Leptonenart“ ist — wird dann in § [XIII.1.2](#) beschrieben, zusammen mit den Arten von Experimenten, in denen solche Oszillationen beobachtet wurden.

XIII.1.1 Neutrino-Mischung

Wenn die Neutrinos masselos sind, lassen sie sich nur durch ihre schwachen Wechselwirkungen unterscheiden: die unterschiedlichen Arten von Neutrinos werden durch das elektrisch geladene Lepton, mit dem sie ein $SU(2)_L$ -Dublett bilden, gekennzeichnet: ν_e, ν_μ, ν_τ .

Sind die Neutrinos dagegen massiv, dann existieren Masseneigenzustände $\nu_i, i = 1, 2, 3$ mit jeweiliger Masse m_i . Wenn alle Massen nicht entartet sind, können im allgemeinsten Fall die Wechselwirkungseigenzustände ν_ℓ mit $\ell = e, \mu, \tau$ nicht-triviale Linearkombinationen der Masseneigenzustände sein. Diese Möglichkeit lässt sich mithilfe einer 3×3 -Matrix realisieren, der *Pontecorvo*^(bx)-*Maki*^(by)-*Nakagawa*^(bz)-*Sakata*^(ca)-Matrix oder kurz PMNS-Matrix:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \mathcal{U}_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (\text{XIII.1})$$

Wie die CKM-Matrix ist die PMNS-Matrix unitär. Sie lässt sich daher durch drei Winkel sowie ein paar Phasen parametrisieren. Dabei hängt die Anzahl der nötigen Phasen von der Tatsache ab, ob die Neutrinos gleich ihren eigenen Antiteilchen sind oder nicht. Die erstere Möglichkeit — die für Quarks ausgeschlossen ist, weil sie eine Farb- und eine elektrische Ladung tragen — wird in Abschn. ?? weiter diskutiert [**noch nicht**]. Unterscheiden sich die Neutrinos von den Antineutrinos,

^(bx)B. PONTECORVO, 1913–1993 ^(by)Z. MAKI, 1929–2005 ^(bz)M. NAKAGAWA, 1932– ^(ca)S. SAKATA, 1911–1970

so kann $\mathcal{U}_{\text{PMNS}}$ ähnlich der CKM-Matrix (XII.35) mit drei Winkeln θ_{ij} und nur einer einzigen Phase δ_{CP} parametrisiert werden:

$$\mathcal{U}_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (\text{XIII.2})$$

mit $c_{ij} = \cos \vartheta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \vartheta_{ij}$.

Falls die Phase ungleich Null ist, führt sie wie bei der Quark-Flavourmischung in § XII.5.3 zur Verletzung der CP-Symmetrie, und zwar in leptonischen Prozessen. Bisher (Anfang 2021) wurden keine solche CP-verletzenden leptonischen Prozesse experimentell beobachtet. Daher ist nichts⁽⁸⁶⁾ über die Phase bekannt.

Dagegen hat das hiernach beschriebene Phänomen der Neutrino-Oszillationen gezeigt, dass die Mischungswinkel θ_{ij} nicht gering sind. D.h., die PMNS-Matrix unterscheidet sich stark von der Identitätsmatrix. Somit deuten Messungen auf die Werte

$$\theta_{12} \simeq 34^\circ, \quad \theta_{23} \simeq 48^\circ, \quad \theta_{13} \simeq 8,5^\circ \quad (\text{XIII.3})$$

hin.⁽⁸⁷⁾ Somit ist die Mischung zwischen ν_2 und ν_3 fast maximal, d.h. θ_{23} beträgt fast 45° . Zum Vergleich gilt für den Cabibbo-Winkel $\theta_C \approx 13^\circ$, entsprechend einer kleineren Mischung zwischen d und s Quarks.

Bemerkungen:

* Da die Masseneigenzustände ν_i nicht direkt messbar sind — dafür sollte die Messung auf einem gravitationsverursachten Prozess beruhen, was mit der Schwäche der Gravitation und den geringen Neutrinomassen unrealistisch ist —, ist die Zuordnung der Labels 1,2,3 rein konventionell, und möglicherweise unabhängig von der tatsächlichen Anordnung der Massen (s. § XIII.1.3). Aus historischen Gründen ist der Masseneigenzustand ν_3 jener, der am wenigsten im ν_e vorkommt, d.h. $|U_{e3}| = |\sin \theta_{13}|$ ist der kleinste Eintrag in der ersten Zeile der PMNS-Matrix.

* Allgemein könnte es mehr als $n > 3$ Masseneigenzustände ν_i geben. Dann soll die PMNS-Matrix durch eine $3 \times n$ -Matrix \mathcal{U} ersetzt werden, die ähnlich der Gl. (XIII.1) die Wechselwirkungseigenzustände als Linearkombinationen der ν_i ausdrückt. Dann enthält \mathcal{U} mehr reellen Parameter (Winkel und Phasen) als im Fall $n = 3$.

⁽⁸⁶⁾Oder, genauer, wenig bekannt: im 2019 Update der Review of Particle Properties (Tab. 14.7) findet man z.B. $140^\circ \lesssim \delta_{\text{CP}} \lesssim 370^\circ$ für den geschätzten Wert der Phase mit 3σ -Fehlerbalken.

⁽⁸⁷⁾Diese Werte sind dem 2019 Update der Review of Particle Properties, Kap. 14 entnommen.