

Symmetriebrechung und Materie

Verletzung der CP-Symmetrie bei Zerfällen von B-Mesonen

Andreas Höcker und Heiko Lacker

Im August 2004 haben die Experimente BaBar und Belle fast zeitgleich die Entdeckung eines „spektakulären Unterschiedes zwischen Materie und Antimaterie“ bekannt gegeben. Wissenschaftlich präziser gelang ihnen der Nachweis einer direkten CP-Symmetrieverletzung im Zerfall neutraler B-Mesonen. Wie kann man diese Ergebnisse im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik verstehen? Was lernen Teilchenphysiker daraus über die Grenzen und möglichen Ergänzungen dieses Modells? Selbst wenn es sich bei diesen Phänomenen um seltene Prozesse handelt, ist das Verständnis der Symmetriebrechung zwischen Materie und Antimaterie von grundlegender Bedeutung für die Entstehung der Materie im Universum.

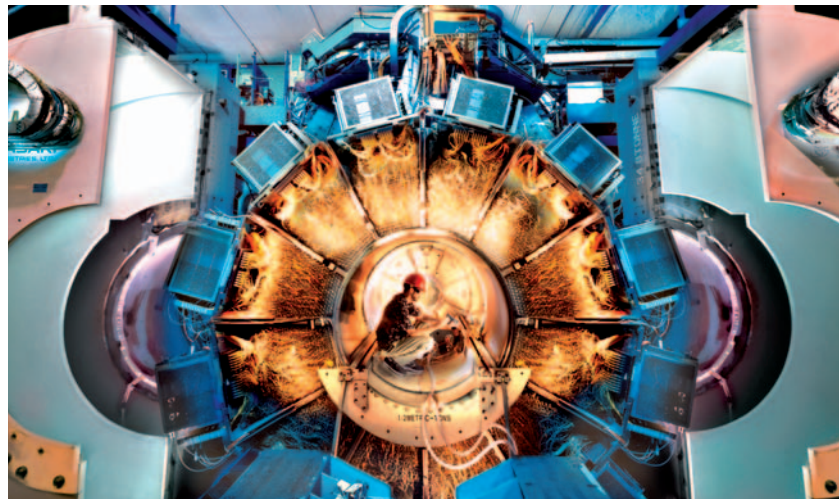
Die Erkenntnis, in welchem Maße Symmetrien die Dynamik physikalischer Prozesse bestimmen, war eine der entscheidenden konzeptionellen Fortschritte der Physik des vergangenen Jahrhunderts. Unter der Symmetrie oder Invarianz eines Naturgesetzes unter einer bestimmten Transformation versteht man, dass ein Beobachter nicht entscheiden kann, ob eine solche Transformation durchgeführt wurde oder nicht. Für die Teilchenphysik haben die folgenden drei Symmetrietransformationen besondere Bedeutung:

- Die Paritätstransformation (P) ist die Punktspiegelung am Koordinatenursprung, $\vec{x} \xrightarrow{P} -\vec{x}$, die das Vorzeichen *polarer* Vektoren, z. B. der Impulse, $\vec{p} \xrightarrow{P} -\vec{p}$ ändert, nicht jedoch das Vorzeichen *axialer* Vektoren, wie der Drehimpulse oder Spins, $\vec{\sigma} \xrightarrow{P} \vec{\sigma}$. Bei Paritätserhaltung lässt sich nicht unterscheiden, ob man in *dieser* Welt oder in der zu dieser gespiegelten Welt lebt.

- Die Teilchen-Antiteilchen-Transformation (C) ersetzt jedes Teilchen durch sein Antiteilchen, und umgekehrt. Aus einem Elektron wird ein Positron, aus einem π^+ -Meson wird ein π^- -Meson.

- Die Zeitumkehr (T) dreht die Zeitrichtung um, $t \xrightarrow{T} -t$. Invarianz unter T bedeutet, dass jeder (mikro-)physikalische Prozess auch in zeitlich umgekehrter Richtung ablaufen kann.¹ Daher geht mit der Zeitumkehr auch eine Bewegungsumkehr einher.

Man kann Teilchen eine innere Quantenzahl „Parität“ (P) zuordnen. So hat z. B. ein π -Meson $P = -1$, mathematisch gesprochen: $P \pi^+ = P \pi^- = -\pi^+$. Besteht ein System aus mehreren Teilchen, dann werden die Paritäten der einzelnen Teilchen multipliziert. Die Gesamtparität zweier Teilchen mit Einzelparitäten P_1



Blick in den geöffneten BaBar-Detektor, an dem in den letzten Jahren die Zerfälle vieler B-Mesonen mit hoher Präzision untersucht wurden.

und P_2 , die einen relativen Bahndrehimpuls ℓ haben, ergibt sich zu $P = (-1)^\ell \times P_1 \times P_2$. Ähnliches gilt für die Quantenzahl C, die zur Teilchen-Antiteilchen-Symmetrie gehört. Allerdings haben nur neutrale Teilchen eine definierte Quantenzahl $C = \pm 1$. Sind Wechselwirkungen symmetrisch unter C- bzw. P-Transformation, dann müssen die Quantenzahlen C und P vor und nach der Wechselwirkung gleich sein.

Unter der sehr allgemeinen Voraussetzung der Lorentz-Invarianz lässt sich zeigen, dass eine Quantenfeldtheorie (die theoretische Basis der Teilchenphysik) invariant unter der Hintereinanderaus-

¹ T-Invarianz entspricht sicher nicht unserer täglichen Erfahrung. Die makroskopische Brechung der Zeitumkehrinvarianz ist eine Folge der thermodynamischen Entropiemaximierung. In der mikroskopischen Welt einzelner Teilchenreaktionen kann jedoch die Thermodynamik vernachlässigt werden, sodass Zeitumkehrinvarianz besteht.

KOMPAKT

- Der beobachtete Überschuss an Materie gegenüber Antimaterie im Universum setzt voraus, dass im frühen Universum Prozesse abliefen, die nicht symmetrisch sind unter der CP-Transformation.
- CP-Verletzung im Standardmodell wird über den Kobayashi-Maskawa-Mechanismus durch einen Imaginärteil in der Quarkmischungsmatrix erzeugt.
- Die Experimente BaBar und Belle haben in den vergangenen Jahren Zerfälle von B-Mesonen detektiert, die sich besonders eignen, um die Parameter dieser Matrix zu bestimmen.
- Obwohl das Standardmodell der Teilchenphysik bislang jede beobachtete CP-Verletzung korrekt beschreibt, ist der Ursprung des Materieüberschusses im Universum noch unverstanden.

Dr. Andreas Höcker, CERN, CH-1211, Genf, Schweiz
 Dr. Heiko Lacker, Institut für Kern- und Teilchenphysik, TU Dresden, 01062 Dresden

2 In dem P-transformierten Prozess würden die Elektronen würden die Elektronen vorwiegend parallel zum Kobalt-Spin emittiert.

3 Zu den Baryonen gehören unter anderem Protonen und Neutronen, die, neben den Elektronen, einzigen Bausteine unserer späten, erkalteten materiellen Welt.

führung der Transformationen C, P und T ist. Zu den weitreichenden Konsequenzen dieses CPT-Theorems gehört unter anderem, dass Teilchen und Antiteilchen gleiche Masse und Lebensdauer haben.

Experimente zur elektromagnetischen und starken Wechselwirkung haben bisher keine Hinweise auf eine Verletzung der Symmetrie unter den Einzeltransformationen C, P oder T erbracht. Allerdings äußerten Tsung Dao Lee und Chen Ning Yang 1956 die Vermutung, dass die schwache Wechselwirkung P verletzen könnte. Damit ließe sich erklären, warum zwei scheinbar verschiedene Teilchen gleicher Masse (damals θ^+ und τ^+ genannt) in zwei bzw. drei Pionen zerfallen konnten. Nach Lee und Yang handelte es sich dabei um ein und dasselbe Teilchen (heute als K^+ bezeichnet), das P-verletzend in beide Endzustände zerfällt. In der Tat gelang es Chien-Shiung Wu und Mitarbeitern 1956/57 zu zeigen, dass P in radioaktiven β -Zerfällen, die über die schwache Wechselwirkung ablaufen, nicht erhalten ist: Elektronen im Zerfall $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} e^- \bar{\nu}_e$ werden vorwiegend entgegengesetzt zur Spinrichtung des Kobalt-Kerns emittiert, d. h. Elektronenimpuls und Kobalt-Spin sind korreliert. Da aber nur der Impuls unter P-Transformation sein Vorzeichen ändert, muss eine solche Korrelation mit einer P-verletzenden Wechselwirkung einhergehen.²

In der Folge wurde darüber hinaus gezeigt, dass nicht nur P, sondern auch C in der schwachen Wechselwirkung verletzt wird. Allerdings sah es so aus, als seien diese Symmetrieverletzungen gerade so beschaffen, dass die kombinierte CP-Symmetrie unverletzt ist (Abb. 1). Die CP-Transformation führt dynamische Prozesse (z. B. Teilchenzerfälle) in ihre Antiprozesse über. Nur durch CP-Verletzung können wir in absoluter Weise festlegen, ob wir bezüglich unserer Definition von (Anti-)Materie in einer Welt oder einer *Antiwelt* leben.

Zur großen Überraschung fanden James Christenson, James Watson Cronin, Val Logsdon Fitch und René Turlay im Jahr 1964, dass die CP-Symmetrie im System der neutralen K-Mesonen doch verletzt ist [2]. Neutrale K-Mesonen bestehen entweder aus einem d- und einem \bar{s} -Quark (K^0) oder aus einem \bar{d} - und einem s-Quark (\bar{K}^0 , das s im Quarknamen steht für *strange*

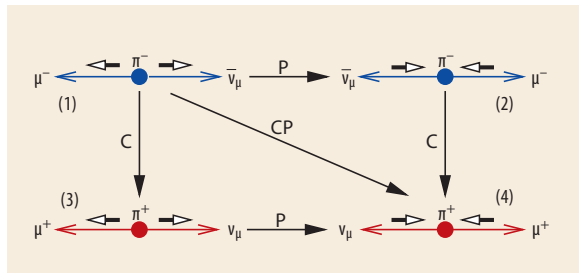


Abb. 1 P- und C-Verletzung in der schwachen Wechselwirkung: Der Zerfall $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ (1), bei dem die Spinvektoren (schwarze Pfeile) parallel zu den Impulsvektoren des Myons bzw. des Antineutrinos sind, wird in der Natur beobachtet, nicht aber der P- oder der C-transformierte Prozess (2, 3). Der CP-transformierte Prozess $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ (4) mit Spins entgegengesetzt zur Emissionsrichtung wird jedoch beobachtet.

oder auch *seltam*). Da sowohl das K^0 als auch das \bar{K}^0 über die schwache Wechselwirkung in zwei π -Mesonen zerfallen können, kommt es zu einer quantenmechanischen Mischung beider Mesonen. Die beiden Eigenzustände des gekoppelten Systems lassen sich als Überlagerungen der K^0 - und \bar{K}^0 -Wellenfunktionen auszudrücken. Wäre CP eine exakte Symmetrie, so müssten diese Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung, K_S^0 (lies „K-short“, für seine relativ kurze Lebensdauer) und K_L^0 (lies „K-long“, auch Eigenzustände zur CP-Operation sein. Experimente zeigen, dass das kurzlebige K_S^0 hauptsächlich in ein π^+ und ein π^- zerfällt. Da $C \pi^\pm = -\pi^\mp$ und $P \pi^\pm = -\pi^\pm$ gilt und die beiden π -Mesonen den relativen Bahndrehimpuls $\ell = 0$ haben, ist $CP (\pi^+ \pi^-) = +(\pi^+ \pi^-)$. Wäre CP erhalten, müsste also das K_S^0 die Quantenzahl $CP = +1$ besitzen. Das langlebige K_L^0 zerfällt überwiegend in drei π -Mesonen und hätte bei CP-Erhaltung den Eigenwert $CP = -1$. Die Entdeckung der CP-Verletzung bestand in dem Nachweis, dass K_L^0 -Mesonen mit zwar geringer, aber endlicher Wahrscheinlichkeit auch in zwei π -Mesonen zerfallen können: Die quantenmechanische Übergangsamplitude $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ ist etwa 500-mal kleiner als die für $K_S^0 \rightarrow 2\pi$. Die damit verknüpfte CP-verletzende Observable wird auch ϵ_K genannt.

Teilchenphysikern kommt die CP-Verletzung in der Natur durchaus gelegen, enthält doch der von uns sichtbare Bereich des Universums im Wesentlichen nur Materie und keine Antimaterie. Dabei ist die Menge an Materie selbst ebenfalls extrem gering: Das Verhältnis von Baryondichte³ zu Photonendichte in der kosmischen Hintergrundstrahlung, die der frühzeitlichen Materie-Antimaterie-Vernichtung entstammt, beträgt nur 6×10^{-10} . Nimmt man an, dass zu Beginn des Urknalls gleichviel Materie wie Antimaterie vorhanden war, ist eine völlige Auslöschung der Antimaterie nicht ohne eine Symmetriebrechung zwischen Teilchen- und Antiteilchenprozessen möglich. Andrei Sacharow hat in einer knappen, 1967 erschienenen Arbeit die Bedingungen für die Entstehung eines Baryonenüberschusses, der *Baryogenese*, in drei Postulaten zusammengefasst:

- Die Baryonenzahl ist keine Erhaltungsgröße.
- C- und CP-Verletzung.
- Die Vernichtung der Antimaterie findet außerhalb des thermischen Gleichgewichts statt.

Anschaulich kann man diese Bedingungen leicht einsehen, denn (Anti-)Baryonen müssen vernichtet werden, damit es zu einem Überschuss einer Materiegattung kommen kann. Außerdem kann nur C- und CP-Verletzung eine Materie-Antimaterie-Asymmetrie erzeugen, und im thermischen Gleichgewicht sind Hin- und Rückreaktionen gleich wahrscheinlich, so dass keine dauerhafte Asymmetrie entstehen kann.

Die erste Bedingung hat noch den interessanten Nebeneffekt, dass Protonen eine endliche Lebensdauer erhalten. Somit würden in endlicher, jedoch beruhigend ferner Zeit ($> 10^{32}$ Jahre) alle Nukleonen und damit natürlich auch alle Atomkerne im Weltall zerfallen sein.

CP-Verletzung im Standardmodell: Der Kobayashi-Maskawa-Mechanismus

Das *Standardmodell* der Teilchenphysik wurde in den 1960er- und 1970er-Jahren entwickelt und hat seither alle, auch die präzisesten experimentellen Tests, erfolgreich bestanden. Die fundamentalen Materiebausteine sind demnach Spin-1/2-Teilchen (Fermionen). Dazu zählen die Quarks, die in sechs *Flavours* (u, d, c, s, t, b) vorkommen und drittelzahlige Ladungen (+2/3 e für u, c, t und -1/3 e für d, s, b) haben, sowie die Leptonen, bei denen man zwischen geladenen Teilchen (Elektron, Myon, Tau) und neutralen Neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) unterscheidet. Während die Quarks sowohl elektromagnetisch, schwach als auch stark wechselwirken, sind Leptonen bezüglich der starken Wechselwirkung „blind“. Quarks und Leptonen werden in drei Generationen angeordnet: 1. (u, d, e, ν_e), 2. (c, s, μ, ν_μ) und 3. (t, b, τ, ν_τ),

Wenn wir die kleinen Massen der Neutrinos vernachlässigen (und das *starke CP-Problem*, das hier nicht weiter diskutiert werden soll, ignorieren), enthält das Modell 18 unbestimmte Parameter. Darunter sind elf Massen, drei Kopplungskonstanten (für die schwache, elektromagnetische und starke Wechselwirkung) sowie vier zusätzliche Parameter, die mit CP-Verletzung zusammenhängen und um die es in diesem Artikel geht.

Im Jahr 1973 gelang Makoto Kobayashi und Toshihide Maskawa (KM) eine überzeugende Erklärung der CP-Verletzung [3]. Sie verallgemeinerten das zehn Jahre zuvor von Nicola Cabibbo eingeführte Prinzip der *Quarkmischung*, um den Zerfall seltsamer Teilchen über die schwache Wechselwirkung quantitativ zu erklären. In solchen schwachen Zerfällen gehen d- bzw. s-Quarks durch Emission von geladenen W^\pm -Bosonen in u-Quarks über. Die Beobachtung war, dass Zerfälle von *seltsamen* Teilchen mit deutlich geringerer Rate ablaufen als Zerfälle von Teilchen ohne s-Quarks. Zum Beispiel ist die Rate des K^- -Mesonenzerfalls (Quarkinhalt $s \bar{u}$) über ein W^- in $\mu^- \bar{\nu}_\mu$ in etwa gleich der des entsprechenden π^- -Mesonenzerfalls ($d \bar{u}$), obwohl erstere aufgrund des größeren Phasenraumes deutlich höher sein sollte. Cabibbo postulierte, dass der Eigenzustand zur schwachen Wechselwirkung eine Linearkombination

aus d- und s-Quarks ist: $d' = \cos \theta_C \cdot d + \sin \theta_C \cdot s$. Den Mischungswinkel θ_C nennt man auch *Cabibbo-Winkel*. Der schwache Quarkzerfall ist demnach der Übergang $d' \rightarrow u W^-$ und nicht $d \rightarrow u W^-$. Wenn in einem physikalisch gebundenen Zustand ein d- oder s-Quark in ein u-Quark übergeht bzw. mit einem \bar{u} -Quark annihiliert (wie bei $\pi^-/K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$, mit Endzustand ohne Quarks), dann trägt nur die Projektion von d bzw. s auf d' zum Zerfall bei, d. h. der Anteil $\cos \theta_C$ bzw. $\sin \theta_C$. Das Konzept funktioniert, denn alle schwachen Zerfälle von Teilchen mit s-Quarks lassen sich durch einen eindeutigen Wert $\theta_C \approx 13^\circ$ beschreiben. Einige Jahre später wurde ein viertes Quark, das *charm*-Quark, postuliert und 1974 auch experimentell beobachtet. In diesem erweiterten Bild mit vier Quark-Flavours (u, d, s und c) kommt ein weiterer Mischzustand $s' = \cos \theta_C \cdot s - \sin \theta_C \cdot d$ hinzu, der orthogonal zu d' ist.

Bei zwei Quarkgenerationen gibt es nur einen einzigen Mischungswinkel, den *Cabibbo-Winkel*, der eine Drehung im zweidimensionalen Raum der Quark-Flavours beschreibt. Die bahnbrechende Entdeckung von Kobayashi und Maskawa lag in der Erkenntnis, dass Quarkmischung für drei Generationen zusätzlich zu nunmehr drei Rotationswinkeln eine *Phase* erlaubt, die zu einer komplexen Zahl gehört. Man kann die Konvention der Quarkmischung physikalisch invariant so wählen, dass die Quarkfelder $U = (u, c, t)$ unverändert bleiben (d. h. Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung und der Masse sind identisch) und sich nur die Quarkfelder $D = (d, s, b)$ vermischen:

$$D' = V \cdot D, \tag{1}$$

wobei

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Die Drei-Generationen-Quarkmischungsmatrix V wird als Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM) bezeichnet. Die quantenmechanische Amplitude für den Übergang eines Quarks mit Flavour D_j ($j = d, s, b$) in eines mit Flavour U_i ($i = u, c, t$) über die Emission eines W^- ist dann proportional zu V_{ij} . Entsprechend ist die Amplitude für den Antiprozess $\bar{D}_j \rightarrow \bar{U}_i W^+$ proportional zum komplex konjugierten Wert V_{ij}^* (**Abb. 2**), da die CP-Transformation mathematisch mit einer komplexen Konjugation der Übergangsamplitude einhergeht. Messbare CP-Verletzung kann auftreten, wenn mindestens zwei Amplituden mit unterschiedlichen CKM-Matrixelementen zum selben Prozess beitragen. Dies führt zu Interferenzeffekten, die jeweils konstruktiv und destruktiv die Raten von Teilchen- und Antiteilchenprozessen erhöhen bzw. verringern können. Ein Beispiel hierfür ist die gemessene Asymmetrie von etwa -12 % zwischen dem Zerfall $\bar{B}_d^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und dem CP-transformierten Zerfall $B_d^0 \rightarrow K^+ \pi^-$.

Die Kobayashi-Maskawa-Beschreibung der CP-Verletzung funktioniert nur, wenn es mindestens drei Teilchengenerationen gibt und sich zudem die Massen aller D- bzw. U-artigen Quarks jeweils unterscheiden.

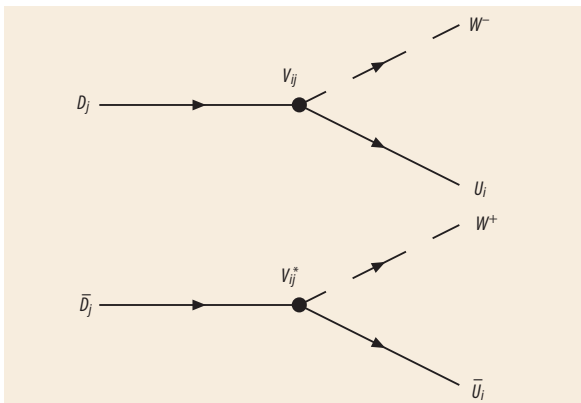
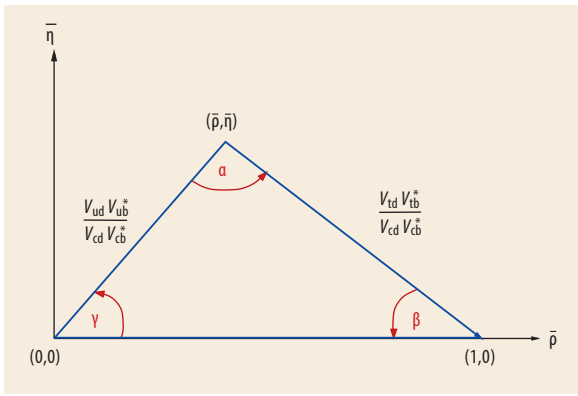


Abb. 2 Die Amplitude des Übergangs eines Quarks D_j ($j = d, s, b$) in ein Quark U_i ($i = u, c, t$) bzw. der Antiprozess ist proportional zum CKM-Element V_{ij} bzw. V_{ij}^* .

Abb. 3 Das reskalierte Unitaritätsdreieck ist durch die Koordinaten seiner Spitze eindeutig festgelegt.



Da zu der Zeit, als Kobayashi und Maskawa ihre Theorie aufstellten, nicht einmal zwei komplette Quark- und Leptongenerationen bekannt waren, erwies sich diese Bedingung als eine brillante Vorhersage, die kurze Zeit später durch die Entdeckung des τ -Leptons (1974) und des b-Quarks (1977, b steht für *beauty*, oder auch *bottom*), den ersten Repräsentanten der dritten Generation, bestätigt wurde.⁴

Unitarität

Eine zentrale Eigenschaft der CKM-Matrix ist ihre Unitarität, $V V^\dagger = \mathbf{1}$, die die Wahrscheinlichkeitserhaltung garantiert. Die Unitarität erzwingt insgesamt zwölf Relationen zwischen den CKM-Matrixelementen. Eine dieser Relationen ist $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$, die man auch geometrisch interpretieren kann: Die drei komplexen Zahlen sind Vektoren in der komplexen Ebene und bilden hier ein geschlossenes Dreieck, das *Unitaritätsdreieck*. In der Regel betrachtet man ein *reskaliertes Unitaritätsdreieck* (Abb. 3): $(V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^*)/V_{cd}V_{cb}^* = 0$, da durch die Division unphysikalische globale Phasen eliminiert werden. Die Spitze dieses Dreiecks ist durch die komplexe Zahl $\bar{\rho} + i\bar{\eta} \equiv -V_{ud}V_{ub}^*/V_{cd}V_{cb}^*$ gegeben, wobei $\arctan(\bar{\eta}/\bar{\rho})$ die Phase der CKM-Matrix ausdrückt. CP-Verletzung setzt also $\bar{\eta} \neq 0$ voraus. Falls die CKM-Matrix für drei Generationen die einzige Quelle für CP-Verletzung ist, dann müssen alle experimentellen Beobachtungen auf ein eindeutiges Wertepaar $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ rückführbar sein.

Andere Quellen von CP-Verletzung

Wir nehmen an dieser Stelle vorweg, dass sich alle bisher beobachteten CP-verletzenden Effekte in der Tat durch den KM-Mechanismus erklären lassen.⁵ Dies bedeutet aber nicht, dass CP-Verletzung außerhalb des KM-Mechanismus unmöglich ist. Vermutlich ist es nur eine Frage der experimentellen Genauigkeit, eine solche zu entdecken. So würde ein elektrisches Dipolmoment von Elementarteilchen (z. B. des Elektrons) oder zusammengesetzten Teilchen (z. B. des Neutrons oder von Quecksilberatomen) unmittelbar die CP-Symmetrie brechen.⁶ Derzeit sind die Messungen des elektrischen Dipolmoments am präzisesten

für Elektronen und Neutronen, mit einem exponentiellen Anstieg der Messgenauigkeit seit den frühen 1960er-Jahren. Da der KM-Mechanismus unmessbar kleine Beiträge vorhersagt, würde ein nichtverschwindendes Dipolmoment einen Beweis für Beiträge noch unbekannter Herkunft, sog. *neuer Physik* erbringen, und wäre selbstredend eine Sensation. Entsprechend lassen sich bei erfolgloser Suche die Modellparameter möglicher neuer Physikszenerien einschränken. Die bereits erreichten sehr kleinen oberen Grenzen von $2 \times 10^{-27} e \text{ cm}$ (Elektron) und $3,0 \times 10^{-26} e \text{ cm}$ (Neutron) bringen daher einige der überzeugendsten neuen Physikmodelle, wie die Supersymmetrie, einer neuartigen Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen, in der man beobachtbare Dipolmomente in dieser Größenordnung erwartet, in Erklärungsnot.

Im Allgemeinen erzeugt jede Form von neuer Physik neue CP-verletzende Phasen, die, wenn nicht durch spezielle Mechanismen unterdrückt, direkt oder indirekt im Experiment sichtbar sein sollten. Diese Überlegung stand Pate, als in den Neunzigerjahren mit dem Bau der B-Fabriken die bisher umfangreichste experimentelle Untersuchung des Phänomens CP-Verletzung in Angriff genommen wurde.

Die B-Fabriken

Drehen wir das Rad der Geschichte noch ein wenig weiter: Nach aufwändiger Suche und ersten Indizien am CERN wurde 1999 dort und am Fermilab (nahe Chicago, USA) eine winzige sog. *direkte* CP-Verletzung im Zerfall neutraler Kaonen nachgewiesen [4]. Speziell wurden Unterschiede in den Verhältnissen der Zerfallsraten von $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ zu $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sowie von $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ zu $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ gemessen. Da K_S^0 und K_L^0 Überlagerungen der K^0 - und \bar{K}^0 -Flavourzustände sind, bedeutet dies CP-Verletzung. Der Nachweis direkter CP-Verletzung bestätigt die KM-Theorie, auch wenn es theoretisch schwierig ist, quantitative Folgerungen aus dieser Messung zu ziehen, da die Asymmetrie von Effekten der starken Wechselwirkung beeinflusst wird, die schwer zu berechnen sind.

Durch Entdeckungen, u. a. des ARGUS-Experiments am DESY, lernte man in den achtziger Jahren, dass neutrale B-Mesonen, $B_d^0 \equiv \bar{b}d$, $\bar{B}_d^0 \equiv b\bar{d}$, zwischen den Flavourzuständen B_d^0 und \bar{B}_d^0 mit einer Periode oszillieren, die von derselben Größenordnung wie deren Lebensdauer ist. Daher eignen sich die B-Mesonen, analog zu den leichteren K-Mesonen, zu Studien der CP-Verletzung.⁷ Zudem sollten die CP-verletzenden Effekte im B-System um ein Vielfaches größer sein als im K-System und unter viel besserer theoretischer Kontrolle. Eine solche Kontrolle ist notwendig, um CP-verletzende Messungen im Rahmen des Standardmodells zu interpretieren und gegebenenfalls Abweichungen von diesem als Signale neuer Physik erkennen zu können, ohne durch Effekte der starken Wechselwirkung (Quantenchromodynamik, QCD) behindert zu werden.

4 Seither wurde das Standardmodell der drei Generationen durch die Nachweise des top-Quarks (1995) und des τ -Neutrinos (2000) vervollständigt. Im Standardmodell unentdeckt bleibt damit nur noch das Higgs-Boson, dem eine entscheidende Bedeutung bei der Erzeugung der Massen der Elementarteilchen zukommt.

5 Wir können sogar postulieren, dass, auf Grund elektroschwacher Strahlungskorrekturen, alle Teilchenreaktionen zu einem gewissen (meist extrem kleinen) Grad CP-verletzen.

6 Der elektrische Dipolvektor bleibt unter T-Transformation unverändert. Andererseits muss der Dipol eines Teilchens proportional zu dessen Spin sein, weil dies die einzige ausgezeichnete Richtung des Teilchens darstellt. Der Spin ändert aber unter T sein Vorzeichen. Daher muss ein nichtverschwindendes (statisches!) elektrisches Dipolmoment T verletzen. Da wir annehmen, dass CPT erhalten ist, führt eine T-Brechung automatisch zu einer entsprechenden CP-Brechung.

7 Wäre die Oszillationsperiode der neutralen B-Mesonen klein gegenüber ihrer Lebensdauer, so wäre die Oszillationswahrscheinlichkeit vor dem Zerfall zu klein, um eine besonders interessante Kategorie von zerfallszeitabhängigen CP-Asymmetriemessungen durchzuführen. Oszillierten hingegen die B-Mesonen zu schnell, so wäre es sehr schwierig, die Oszillationen im Detektor aufzulösen.

8 Würde ein $B\bar{B}$ -Mesonenpaar im Schwerpunktsystem, d. h. ohne Lorentz-Boost, resonant erzeugt, so wäre die Flugreichweite der Mesonen auf Grund ihrer kurzen Lebensdauer so gering, dass sie experimentell nicht auflösbar wäre.

9 Im Englischen wird das Paar aus B und \bar{B} „B Bbar“ gesprochen. In Abwandlung davon haben die beteiligten Physiker ihr Experiment nach dem König der Elefanten Babar genannt.

Dies führte zur Entwicklung und zum Bau der *asymmetrischen B-Fabriken* am KEK, Japan, und SLAC, Stanford, USA, die seit 1999 Teilchenkollisionen mit sich immer wieder selbst übertreffenden Raten produzieren. Das „asymmetrische“ im Namen bezieht sich auf die Strahlenergien: Ein hochenergetischer Elektronenstrahl (am SLAC 9 GeV) kollidiert mit einem niederenergetischen Positronenstrahl (3,1 GeV), um resonante $B\bar{B}$ -Mesonen-Paare an ihrer Produktionsschwelle zu erzeugen. Durch den Lorentz-Boost, den das $B\bar{B}$ -Mesonenpaar dadurch im Laborsystem erhält, ist es möglich, den Abstand der Zerfallsvertices von B und \bar{B} sehr genau mit siliziumbeschichteten Vertexdetektoren, die sehr nahe am Strahlrohr angebracht sind, zu messen, und daraus die Differenz zwischen den Zerfallszeiten beider B-Mesonen zu bestimmen (Abb. 4). Diese Information wird schließlich zur Messung zerfallszeitabhängiger CP-Asymmetrien benutzt.⁸

Die Experimente an den B-Fabriken, Belle (KEK) und BaBar⁹ (SLAC) [5], sammelten schon bis zum Jahr 2001 genügend Ereignisse, um jeweils statistisch signifikante Messungen des CP-verletzenden Parameters $\sin 2\beta$ veröffentlichen zu können [6]. Diese Messung hat eine herausragende Stellung im Programm der B-Fabriken, da sie sich einerseits auf eine gute Statistik stützt (relativ große Zerfallsraten) und andererseits mit vernachlässigbaren theoretischen Unsicherheiten direkt in die komplexe $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ -Ebene des Unitaritätsdreiecks übersetzt werden kann. Schließlich gelang im Sommer 2004 auch der erste Nachweis direkter CP-Verletzung im B-System [1]. Wie in der KM-Theorie erwartet, sind die beobachteten CP-verletzenden Effekte um mehrere Größenordnungen stärker als im System der K-Mesonen.

Der quantitative Test der Gültigkeit des KM-Mechanismus' und damit des Standardmodells geht aber weit über diese Entdeckungen hinaus. Es ist nämlich möglich, mit Hilfe *anderer* Messungen aus den K- und B-Mesonensystemen die CP-verletzende Phase der CKM-Matrix relativ genau zu bestimmen und damit die erwartete CP-Verletzung im B-System vorherzu-

sagen. Die Übereinstimmung ist gut: Der direkten Messung (Weltmittelwert [7]), $\sin 2\beta = 0,687 \pm 0,032$, in Zerfällen wie z. B. $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ steht eine Vorhersage von $0,752^{+0,057}_{-0,035}$ gegenüber [9].

Experimenteller Status des Unitaritätsdreieck

Der derzeitige empirische Kenntnisstand des Unitaritätsdreiecks lässt sich grafisch darstellen (Abb. 5). Ziel des sog. „globalen CKM-Fits“ ist es, die Spitze des Dreiecks $\bar{\rho} + i\bar{\eta}$ so genau wie möglich zu bestimmen. Dies ist jedoch kein Selbstzweck: Je genauer dieser Punkt (und damit natürlich die CKM-Phase) bekannt ist, desto besser kann man Inkonsistenzen erkennen, die Rückschlüsse auf Beiträge neuer Physik erlauben. Zu diesem Fit tragen viele verschiedene Experimente der Teilchen- und auch der Kernphysik bei. Die Informationen, die sie liefern, sind in verschiedenfarbigen „erlaubten“ Bändern (Konfidenzregionen) in der Abbildung dargestellt. Regionen außerhalb dieser Bänder sind mit mehr als zwei Standardabweichungen ausgeschlossen. Die individuellen Beiträge sind:

- Die linke Seite des Unitaritätsdreiecks wird mit Hilfe semileptonischer B-Zerfälle ($b \rightarrow u(c) e^- \bar{\nu}_e$) gemessen. Die Zerfallsraten sind proportional zum Betragsquadrat der CKM-Elemente V_{ub} bzw. V_{cb} . Der durch die Messungen erlaubte Bereich ergibt den dunkelgrünen Kreis.
- Die Länge der rechten Seite lässt sich aus den Messungen der Oszillationsfrequenzen neutraler B-Mesonen bestimmen, die durch die Massendifferenz der neutralen Masseneigenzustände ausgedrückt wird (Δm_d für B_d^0 , bzw. Δm_s für $B_s \equiv \bar{b}s$). Die Massendifferenz Δm_d ist proportional zu $|V_{td}V_{tb}|^2$. Trotz der sehr schnellen Oszillation der B_s^0 -Mesonen (sie ist 35-mal schneller als die der B_d^0 -Mesonen) ist es kürzlich den Tevatron-Experimenten CDF und D0 gelungen, Δm_s mit einer Signifikanz von 3,1 bzw. 2,2 Standardabweichungen zu messen [8]. Aus Δm_d erhält man den gelben kreisförmigen erlaubten Bereich, der relativ groß ist, obwohl Δm_d präzise gemessen wurde. Das liegt an den

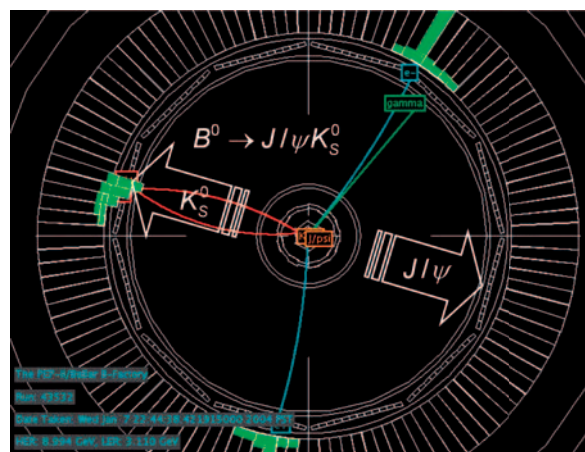
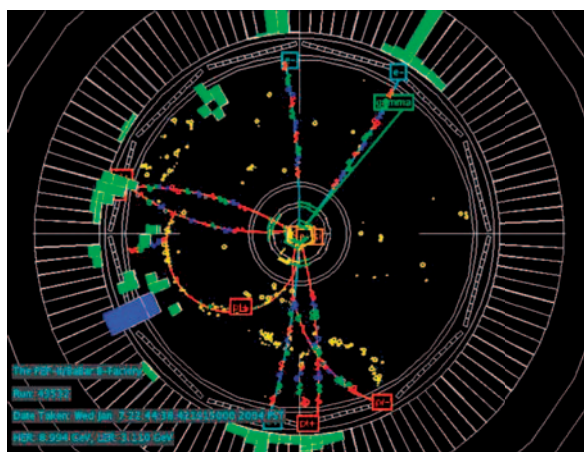


Abb. 4 In den im BaBar-Detektor gemessenen Ereignissen $e^+e^- \rightarrow B_d^0 \bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 + X$ (links), die zur Bestimmung von $\sin 2\beta$ benutzt werden, wird nur der Zerfall $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ vollständig rekonstruiert (rechts). Dazu werden Ladung, Impuls, Energie und

Masse der bei den weiteren Zerfällen $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ und $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ entstandenen Teilchen in den verschiedenen Detektorkomponenten gemessen.

großen theoretischen Unsicherheiten der Δm_d -Vorhersage, für die man numerische *Gitter-QCD-Rechnungen* benötigt. Durch die Messung von Δm_s lassen sich diese Unsicherheiten stark reduzieren (siehe den orangenen Bereich, den man aus Δm_d und Δm_s erhält).

- Alle drei Winkel des Unitaritätsdreiecks, α , β , γ , wurden an den B-Fabriken durch Analysen CP-verletzender Prozesse gemessen. Die Prozesse, die hier eine Rolle spielen, und insbesondere die Häufigkeit ihres Auftretens sind jedoch sehr verschieden. Während α (hellblauer, kreisförmiger Bereich) und β (blauer, strahlenförmiger Bereich) aus zeitabhängigen CP-Asymmetrien in $B \rightarrow \pi\pi$, $B \rightarrow \rho\pi$ und $B \rightarrow \rho\rho$ bzw. in $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ bestimmt werden, ergibt sich γ (hellbraun) aus der Beobachtung sehr kleiner direkter CP-Asymmetrien in bestimmten B-Zerfällen (z. B. $B^- \rightarrow D^0 K^-$). Die Abbildung zeigt sog. Spiegellösungen für die Winkel, deren Werte alle die exakt gleichen experimentellen Observablen ergeben. Wichtig ist nur, dass *mindestens eine* dieser Spiegellösungen mit allen anderen sich überlappenden erlaubten Bereichen kompatibel ist.
- Zusätzlich zu den Ergebnissen der B-Fabriken zeigt die Abbildung den erlaubten, durch theoretische Unsicherheiten dominierten Bereich, den man für die Messung der eingangs erwähnten CP-verletzenden Observablen ϵ_K im Kaon-Sektor erhält (hellgrün).

Die rotumsäumte Fläche zeigt die 95%-Konfidenzregion des globalen Fits. Da sich alle Messungen in diesem Bereich überlappen, stellen wir fest, dass der KM-Mechanismus die dominante Quelle von CP-Verletzung an der Energieskala der elektroschwachen Wechselwirkung ist. Dieses zentrale Ergebnis der Datenanalysen an den B-Fabriken und am Tevatron erlaubt es uns, große Parameterbereiche möglicher neuer Physikszenerien auszuschließen.

Bis zum Frühjahr 2006 haben beide B-Fabriken zusammen bereits mehr als 800 Millionen B-Mesonen-Paare produziert, und es wird erwartet, dass sich diese Zahl bis zum Jahr 2008, dem vorläufigen Ende dieser Ära der B-Fabriken der ersten Generation, nochmal mehr als verdoppeln wird.

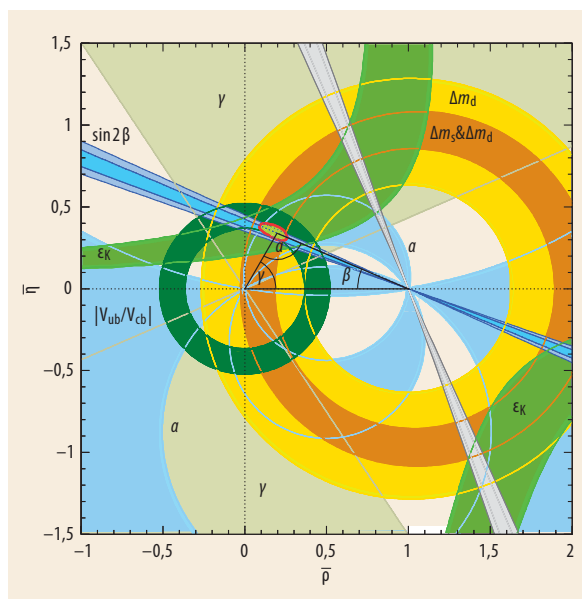
Pläne für die Zukunft

Wir haben gesehen, dass das Standardmodell die beobachtete CP-Verletzung im B- und K-System gut beschreibt. Eine gewisse Spannung gibt es zurzeit noch aus der Messung von $\sin 2\beta$ in Zerfällen über sog. *Pinguindiagramme*. Bei diesen Diagrammen höherer störungstheoretischer Ordnungen werden schwere, virtuelle Quarks in Schleifen ausgetauscht, bevor der Endzustand erreicht ist. Da solche Zerfälle üblicherweise unterdrückt sind, ist eine sehr große Anzahl von Teilchenkollisionen notwendig, bevor der gemessene Wert von $\sin 2\beta$ statistische Relevanz hat. Das Interesse an diesen Zerfällen ist groß, da sie sensitiv auf noch unbekannte schwere Teilchen sind, wie sie z. B. in der Supersymmetrie, aber auch in anderen Modellen für neue Physik erwartet werden. Ein Vergleich des gemessenen $\sin 2\beta$ in diesen Zerfällen mit dem präzisen in $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ gemessenen Wert, der aus Zerfällen niedrigster störungstheoretischer Ordnung stammt (mit entsprechend geringerer Sensitivität für neue Physik), ist daher ein weiterer direkter Test des Standardmodells. Zur Zeit scheint es einen Unterschied von zwei bis drei Standardabweichungen zu geben, der unter den Teilchenphysikern mit großem Interesse verfolgt wird. Jedoch müssen noch deutlich mehr Ereignisse gesammelt werden, bevor es zu einer statistisch signifikanten Aussage über eine mögliche Abweichung kommen kann.

Um immer genauer in das System der B-Mesonen und deren CP-verletzende Phänomene einzudringen, sind neue Experimente im Bau oder in Planung. Am CERN geht 2007 am Large Hadron Collider (LHC) das Experiment LHCb an den Start. Neben den weiteren LHC-Experimenten ATLAS und CMS verspricht es, über die Ergebnisse der B-Fabriken hinaus, Observablen zu messen, die besonders sensitiv auf neue Physik sind (u. a. CP-Asymmetrien im Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\psi \Phi$ und den extrem seltenen Zerfall $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$). Weil andere wichtige, aber sehr seltene Zerfallskanäle der B-Mesonen, in der auf Grund der großen Untergrundraten experimentell schwierigen Umgebung des LHC, nur schwer gemessen werden können, gibt es weltweit Pläne, das B-Fabrikprogramm nach 2008 mit einer *Super-B-Fabrik* weiterzuführen. Diese sollte bis zu 50-mal mehr Ereignisse produzieren als die heutige Generation der B-Fabriken. Für die Zukunft sind ebenfalls weiterführende Experimente zur Messung äußerst seltener K-Zerfälle ($K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ bzw. $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$) geplant, die das Unitaritätsdreieck auf andere Weise nochmal auf Beiträge neuer Physik hin untersuchen. Für diese Zerfälle erwartet man Verzweungsverhältnisse in der Größenordnung von unvorstellbaren 10^{-10} bzw. 10^{-11} .

Wozu ein solcher Aufwand? Ist das Standardmodell nicht eine stimmige Theorie, wenn es die Beobachtungen so perfekt beschreibt? In der Tat hat das Standardmodell bislang allen Tests standgehalten, von denen einige der präzisesten am Large Elektron-Positron Collider (LEP) am CERN und eben an den B-Fabriken durchgeführt wurden. Auf der anderen Seite gibt es eine Vielzahl von Indikatoren, dass es sich beim

Abb. 5 Aktuelle experimentelle Einschränkungen der Spitze des Unitaritätsdreiecks. Der rotumrandete Bereich zeigt das Ergebnis des globalen CKM-Fits (siehe Text), der als einziger von allen Messungen überlagert wird. Die schwarzen Linien illustrieren das Unitaritätsdreieck.



10 Die zurzeit interessantesten Modelle für Baryogenese gehen davon aus, dass die relevanten CP-verletzenden Prozesse bei sehr großen Energien zuerst im Leptonsektor stattfinden und sich dann während der elektroschwachen Symmetriebrechung durch den Higgs-Mechanismus auf den Baryonensektor übertragen.

Standardmodell nur um eine effektive Niederenergie-theorie handelt, die viele bedeutende Fragen der Teilchenphysik und der Kosmologie gar nicht oder nur sehr unzulänglich beantwortet:

- Die uns bekannte baryonische Masse im Universum trägt nur 15 % zur gemessenen Gesamtmasse bei, woraus man auf die Existenz *dunkler Materie* schließt. Mögliche Kandidaten hierfür sind stabile supersymmetrische Teilchen. Dunkle Materie ist zurzeit der unstrittigste experimentelle Hinweis für das Vorhandensein unbekannter Physik jenseits des Standardmodells.
- Eine überzeugende, aber experimentell noch unbewiesene Erklärung für die beobachteten (vermutlich) geringen Massen der Neutrinos ist ein Mechanismus, der voraussetzt, dass Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind (*Majorana-Neutrinos*). Dieser Mechanismus sagt die Existenz weiterer, ultraschwerer rechtshändiger Neutrinos voraus und wäre eine mögliche Erweiterung des Standardmodells.
- Gravitationseffekte werden bei etwa 10^{19} GeV (der Planck-Skala) so stark, dass sie auch auf Teilchenniveau nicht mehr vernachlässigbar sind. Der riesige Unterschied zwischen der Energie, bei der sich elektromagnetische und schwache Wechselwirkung vereinigen (ca. 100 GeV), und der Planck-Skala ist ein großes theoretisches Problem. So ließe sich eine Masse des Higgs-Bosons von einigen $100 \text{ GeV}/c^2$ nur durch eine extrem genaue und sicherlich unnatürliche Feinabstimmung garantieren. Neue Physik (z. B. Supersymmetrie) könnte dieses Problem durch die Einführung neuer Teilchen lösen.
- Die drei Kopplungskonstanten der vereinigten elektromagnetischen, schwachen und der starken Wechselwirkungen (*GUT: Grand Unified Theory*) könnten bei einer Energie von etwa 10^{16} GeV gleiche Werte besitzen. Das ist im Standardmodell aber nicht realisierbar. Supersymmetrie hätte die richtigen Eigenschaften, um eine solche Konvergenz zu ermöglichen.
- Baryonzahlverletzende Prozesse, die im Standardmodell bei hohen Energien existieren, reichen nicht aus, um das beobachtete Baryonen-Photonen-Verhältnis zu erzeugen. Dies wäre nur für eine Higgs-Masse unterhalb von $70 \text{ GeV}/c^2$ möglich. Die direkte Suche am LEP hat aber den Massenbereich unterhalb von $114 \text{ GeV}/c^2$ schon ausgeschlossen. Zudem ist die bereits beobachtete CP-Verletzung des Standardmodells um viele Größenordnungen zu klein, um den Materieüberschuss im beobachtbaren Teil unseres Universums zu erklären. Andere Quellen der CP-Verletzung sind daher notwendig.¹⁰
- Das *starke CP-Problem*: Die Dynamik der starken Wechselwirkung enthält auf Grund der Tatsache, dass ihre Austauschteilchen, die Gluonen, untereinander wechselwirken können, einen CP-verletzenden Term. Da eine solche *starke* CP-Verletzung aber bisher nicht beobachtet wurde, vermutet man, dass eine noch unbekannte Symmetrie diesen Term unterdrückt.

Vor allem die oben genannten Hierarchie- und GUT-Probleme lassen vermuten, dass die Massenskala der zu erwartenden neuen Teilchen (in der Supersymmetrie wären das die *supersymmetrischen Partner* der bisher bekannten Elementarteilchen) in der Größen-

ordnung von $1000 \text{ GeV}/c^2$ liegen, und damit am LHC entdeckt werden können.

Im Allgemeinen erwartet man, dass diese neue Physik mit neuen CP-verletzenden Phasen und flavour-ändernden Übergängen, ähnlich denen, wie sie durch die CKM-Matrix induziert werden, einhergeht und somit zu messbaren Veränderungen in den Observablen des Unitaritätsdreiecks und zu beobachtbaren elektrischen Dipolmomenten führt. Das bisherige Ausbleiben solcher Effekte wird unter dem Begriff *Flavourproblem* in der Literatur diskutiert und schränkt die Parameterfreiheit der neuen Physikmodelle gewaltig ein. Möglicherweise sind ja die Übergänge zwischen Quarkgenerationen in der neuen Physik identisch zu denen des Standardmodells. Doch warum? Die Suche nach einer natürlichen Erklärung für diese Konflikte ist eine der großen offenen Fragen der aktuellen Physik, zu deren Lösung die nächste Generation von Beschleunigerexperimenten beitragen wird.

Ebenfalls ungeklärt ist die Rolle des KM-Mechanismus bei der Baryogenese. Viele der Standardmodellparameter haben wohldefinierte Werte, mit häufig katastrophalen Auswirkungen, wollte man diese per Gedankenexperiment ändern [10]. Was jedoch geschähe, wenn wir an der CKM-Phase drehen würden, ja sie gar auf null setzten, wissen wir noch nicht.

Literatur

- [1] *BaBar-Kollaboration*, Phys. Rev. Lett. **93**, 131801 (2004); *Belle-Kollaboration*, Phys. Rev. Lett. **93**, 191802 (2004); siehe auch R. Fleischer, Physik Journal, November 2004, S. 18
- [2] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch und R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964)
- [3] M. Kobayashi und T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [4] K. Kleinknecht, Physik Journal, Juli/August 2001, S. 89
- [5] M. Kunze, K. R. Schubert und B. Spaan, Physikal. Blätter, Mai 1999, S. 27
- [6] *BaBar-Kollaboration*, Phys. Rev. Lett. **94**, 161803 (2005); *Belle-Kollaboration*, hep-ex/0507037 (2005)
- [7] *Heavy Flavor Averaging Group*, Winter 2006
- [8] *CDF-Kollaboration*, www.fnal.gov/pub/presspass/press_releases/CDF_04-011-06.html; *D0-Kollaboration*, hep-ex/0603029
- [9] J. Charles et al., Eur. Phys. J. **C41**, 1 (2005); <http://ckmfitter.in2p3.fr>
- [10] R. Cahn, Rev. Mod. Phys. **68**, 951 (1996)

AUTOREN

Andreas Höcker hat an der Uni Bonn studiert und 1997 in Orsay (Frankreich) über τ -Zerfälle beim CERN-Experiment ALEPH promoviert. Anschließend trat er der französischen Wissenschaftsorganisation CNRS bei und war bis 2005 Mitglied der BaBar-Kollaboration, wo er unter anderem zeitabhängige CP-Asymmetrien in B-Zerfällen untersuchte. Von 1998 bis 2000 lebte und arbeitete er in Stanford, USA. Seit 2005 arbeitet er am CERN am ATLAS-Experiment.



Heiko Lacker hat an der Uni Freiburg studiert und dort über ein am Paul-Scherrer-Institut (Schweiz) durchgeführtes Experiment aus der Hadronenphysik promoviert. Er ging 2000 mit einem Marie-Curie-Fellowship nach Orsay und ist seitdem Mitglied der BaBar-Kollaboration. Ende 2002 wechselte er an die TU Dresden, wo er seit Anfang 2004 Juniorprofessor für experimentelle Teilchenphysik ist und sich u. a. mit semileptonischen B-Zerfällen beschäftigt.



Beide Autoren sind Gründungsmitglieder des internationalen CKMfitter-Projektes zur statistischen Auswertung und Interpretation der Ergebnisse zur CKM-Matrix.