

La violation de CP

Depuis sa découverte inattendue en 1964, la violation de la symétrie CP constitue un domaine fondamental de recherche en physique des particules. Elle revêt un intérêt cosmologique puisqu'elle est une des composantes nécessaires pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière que l'on observe dans l'univers. De récentes études des désintégrations des kaons neutres et des mésons B neutres permettent d'affiner notre compréhension du phénomène.

La notion de symétrie joue un rôle crucial en physique des particules. Des propriétés aussi fondamentales que les conservations de l'énergie et du moment cinétique sont des conséquences des symétries de l'espace-temps. Le **modèle standard** qui rend compte des interactions entre particules repose également sur des symétries dites de *gauge*.

Trois symétries particulières nous intéressent ici. Elles sont associées aux opérations discrètes suivantes :

- la parité P retourne les coordonnées de l'espace. Une main droite se transforme en main gauche ; un trièdre direct devient indirect ;
- la conjugaison de charge C transforme les particules en leurs antiparticules, et *vice-versa* ;
- l'opération T renverse le sens de l'écoulement du temps, comme si le film était passé à l'envers.

Au début des années 50, les physiciens supposaient que la nature respectait ces trois symétries. L'image d'une expérience par n'importe laquelle de ces opérations était considérée comme une expérience possible.

En 1956, Lee et Yang font remarquer qu'il n'existe aucune preuve de la conservation de P par l'interaction faible (responsable des désintégrations

β nucléaires). L'année suivante, une expérience montre que P est en effet violée, et ce de façon maximale. Rapidement, on découvre que C l'est également.

Le produit CP des deux symétries semble alors conservé ; il fait correspondre une particule gauche à une antiparticule droite. Concrètement, cela signifie que les particules (électron, neutrino) produites par interaction faible sont systématiquement dans un état de chiralité¹ gauche alors que les antiparticules (positron, antineutrino) sont droites.

LES KAONS RÉVÈLENT LA VIOLATION DE CP

En 1964, quatre physiciens découvrent que la symétrie CP n'est pas rigoureusement respectée. Ils observent en effet la désintégration d'une particule (le kaon neutre de longue durée de vie ou K_L) que l'on croyait être un état impair sous l'opération CP, en un état pair sous CP (deux pions chargés). Cette fois, la violation de la symétrie est subtile : seule une petite fraction (paramétrée par $\varepsilon \simeq 2.10^{-3}$) des kaons se désintègrent en enfreignant la loi de symétrie.

Diverses explications sont proposées. Wolfenstein évoque une cinquième interaction, dite *super-faible*, qui violerait explicitement CP. Kobayashi et Maskawa remarquent que s'il existe au moins trois familles de

quarks, le modèle standard alors balbutiant autorise naturellement la violation de CP. Depuis la découverte du quark *b* en 1977, nous savons qu'il en est ainsi et cette explication a la faveur des physiciens. Elle relie la violation de CP au mélange quantique des quarks (encadré 1).

Le modèle standard remporte aujourd'hui de francs succès. Certaines de ses prédictions ont été vérifiées avec grande précision auprès d'accélérateurs tels que le LEP au CERN (*Images de la Physique 1999*). De nouvelles expériences s'attachent à vérifier que son explication de la violation de CP est correcte en étudiant cette symétrie dans les désintégrations des kaons et des mésons B. La violation de CP dans le système des mésons B vient d'être découverte en juillet 2001.

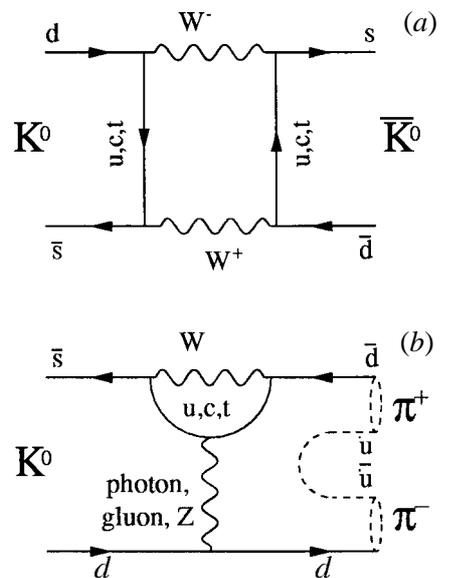


Figure 1 - a) Diagramme en boîte (oscillations $K^0 \bar{K}^0$) et b) pingouin (violation directe de CP, désintégration d'un K^0 en deux pions).

– Laboratoire de physique nucléaire et des hautes énergies (LPNHE), UMR 7585 CNRS-IN2P3, universités Paris 6 et 7, 4, place Jussieu, 75252 Paris cedex 05.

– Laboratoire Leprince-Ringuet (LLR), UMR 7638 CNRS-IN2P3, École polytechnique, Route de Saclay, 91128 Palaiseau cedex.

¹ La chiralité est une propriété impaire sous P. Pour une particule de masse nulle, elle se confond avec l'hélicité (projection du spin sur l'impulsion). On dit que la violation de P (ou C) est maximale, car l'interaction faible ne produit pas de particules *ambidextres*.

Encadré 1

MÉLANGE DES QUARKS

Le modèle standard dispose de six variétés de quarks dénommées saveurs : up, charm et top de charge électrique $+2/3$, et down, strange et beauty de charge $-1/3$.

A partir de ces briques élémentaires, deux types de particules (hadrons) peuvent être construits : les baryons qui sont des assemblages de trois quarks (uud pour le proton, udd pour le neutron) et les mésons qui sont des paires quark-antiquark ($u\bar{d}$ et $d\bar{u}$ pour les pions chargés π^+ et π^-).

Les quarks u et d suffisent à former les noyaux atomiques et donc, avec les électrons, la matière qui nous entoure. On appelle les autres quarks les saveurs lourdes du fait de la masse des hadrons qui les contiennent.

L'interaction faible induit des transitions entre deux quarks q et q' de charges $+2/3$ et $-1/3$ par l'intermédiaire d'un boson W ($q \rightarrow W^+ + q'$), ce même W qui est responsable de la radioactivité β . Il appert toutefois que les quarks produits par interaction faible diffèrent des états propres de saveur produits par interaction forte.

Une matrice unitaire, dite de Cabibbo Kobayashi Maskawa (CKM), rend compte du mélange quantique entre les deux ensembles d'états. Dans un monde à trois familles de quarks, elle possède une phase complexe irréductible qui autorise la violation de CP.

Certaines relations d'unitarité peuvent être représentées dans le plan complexe par des triangles qui seraient plats en l'absence de violation de CP. La figure présente le triangle le mieux adapté à la visualisation de la cohérence du modèle standard. Les régions permises pour son sommet compte tenu

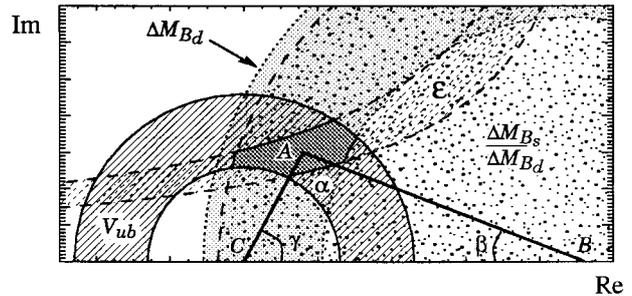


Figure - Le triangle d'unitarité dans le plan complexe en unité arbitraire. Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. 15, (2000), p. 113.

des incertitudes sur les mesures disponibles avant l'an 2000 (ϵ par la violation de CP dans le système des kaons neutres, ΔM_B par les oscillations des mésons beaux et V_{ub} par l'étude de leurs désintégrations procédant par transitions $b \rightarrow u$, Images de la Physique 1997) ont une intersection non vide dessinée en grisé.

Les physiciens spéculent sur la non-pérennité de cette compatibilité du modèle standard avec l'expérience, après amélioration de la précision et surtout l'adjonction de nouvelles mesures, comme celles des asymétries de CP dans les désintégrations des mésons B, sensibles aux angles du triangle. Les récentes mesures de $\sin 2\beta$ présentées dans cet article montrent que cet angle diffère significativement de zéro.

Jusqu'à l'annonce de cette découverte, les seules observations significatives de la violation de CP concernaient le système des kaons neutres K^0 et \bar{K}^0 . Ces deux particules sont susceptibles de se transformer l'une dans l'autre par interaction faible, conformément au diagramme de Feynman en boîte (figure 1 a).

Les kaons neutres forment ainsi un système quantique à deux états. Les états propres de saveur (encadré 1) composés de quarks bien définis, $K^0 = d\bar{s}$ et $\bar{K}^0 = \bar{d}s$, sont créés lors de collisions de particules. La question se pose de savoir quels sont

les états physiques de ce système. On entend par états physiques les solutions de l'équation d'évolution, c'est-à-dire les états qui se propagent et se désintègrent, avec une masse et une durée de vie bien définies (données plus loin).

Si la symétrie CP est respectée par la nature, ces états sont les combinaisons linéaires $K_1 = K^0 + \bar{K}^0$ et $K_2 = K^0 - \bar{K}^0$, états propres de l'opérateur CP. L'expérience de 1964 a montré qu'il n'en est pas ainsi. Les états physiques sont en fait formés d'un léger mélange des états de CP : $K_S = K_1 + \epsilon K_2$ et $K_L = K_2 + \epsilon K_1$. Les kaons de lon-

gue durée de vie (K_L) contiennent une petite proportion de K_1 susceptibles de se désintégrer en deux pions.

Cette violation de CP se manifeste dans l'évolution temporelle des kaons neutres, c'est-à-dire dans leur probabilité d'oscillation. On l'appelle violation par mélange ou violation indirecte. Elle a été testée au travers de plusieurs observables dans le système des kaons neutres : désintégrations en $\pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$, $\pi^+\pi^-\gamma$ et dans les modes semi-leptoniques $\pi^\pm e^\mp \nu$ et $\pi^\pm \mu^\mp \nu$. Les kaons neutres ont également permis de mettre en évidence la violation de T (encadré 2).

Encadré 2

RENVERSEMENT DU TEMPS

Les théories modernes de physique des particules s'inscrivent dans la théorie quantique des champs. Un théorème basé sur des hypothèses très générales affirme que ce cadre ne peut être valide que si la symétrie $C \times P \times T$ est strictement respectée. Autrement dit, le formalisme traite les antiparticules comme des particules qui remonteraient le temps dans un miroir. Si une violation de CPT venait à être observée, les fondements mêmes du modèle standard s'effondreraient. En admettant ce théorème, force est de constater que la violation de CP entraîne une violation de T qui la compense.

Cette asymétrie par renversement temporel a été pour la première fois observée par l'expérience CPLEAR au CERN en 1998, là encore à l'aide des kaons neutres. CPLEAR a en effet démontré que la probabilité d'oscillation d'un kaon neutre en son antikaon n'est pas rigoureusement égale à son image par renversement temporel : la probabilité d'oscillation d'un anti-kaon en kaon. Schématiquement :

$$K^0 \rightarrow \overline{K}^0 \neq \overline{K}^0 \rightarrow K^0.$$

LA VIOLATION DIRECTE

Le modèle standard s'accorde de la violation de CP indirecte (provenant du mélange $K^0 \overline{K}^0$). Contrairement au modèle super-faible, il en prédit une autre, apparaissant cette fois directement dans la désintégration, par l'intermédiaire de diagrammes appelés *pingouins*, car leur topologie rappelle aux initiés la silhouette d'un palmipède arctique (figure 1 b). Cette violation de CP est appelée directe et son amplitude est paramétrée par ϵ' .

Expérimentalement, on peut l'observer en comparant les taux de désintégration des kaons à courte et longue durées de vie en deux pions chargés ou neutres. Si le double rapport de ces quantités n'est pas rigoureusement égal à l'unité, la violation directe de CP existe ($\epsilon' \neq 0$).

$$\frac{K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0}{K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0} \times \frac{K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-}{K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-} \quad (1) \approx 1 - 6 \times Re(\epsilon'/\epsilon)$$

Les premières expériences qui ont tenté de mesurer $Re(\epsilon'/\epsilon)$ ont conclu que l'amplitude de la violation directe de CP était petite par rapport à la

violation dans le mélange. La mesurer devint alors un défi expérimental.

Des expériences de précision s'y sont consacrées. Une première génération a vu le jour à la fin des années 80. Leurs résultats finals, publiés en 1993, sont portés en haut de la figure 2.

Ces deux résultats n'étant pas en bon accord, de nouvelles expériences ont été entreprises, dans le but d'atteindre des précisions de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ et de trancher la question de l'existence de la violation directe de CP. L'expérience KTeV, prenant la suite de E731 à Fermilab (Chicago), a publié en

février 1999 un premier résultat, très fortement favorable à l'existence de la violation directe de CP : $Re(\epsilon'/\epsilon) = (28 \pm 4,1) \cdot 10^{-4}$. L'expérience NA48, succédant à NA31 au CERN (Genève) et à laquelle participent des physiciens du CNRS-IN2P3 et du CEA-Saclay, a publié peu de temps après un premier résultat $Re(\epsilon'/\epsilon) = (18,5 \pm 7,3) \cdot 10^{-4}$ qui s'est raffiné depuis, par l'analyse de deux nouveaux lots de données : $Re(\epsilon'/\epsilon) = (15,0 \pm 2,7) \cdot 10^{-4}$. En juin 2001, KTeV a annoncé un nouveau résultat, préliminaire, fondé sur une seconde campagne d'acquisition et une ré-analyse des données publiées :

$$Re(\epsilon'/\epsilon) = (20,7 \pm 2,8) \cdot 10^{-4}$$

L'ensemble de ces résultats, résumés sur la figure 2, établit maintenant fermement l'existence de la violation directe de CP dans le système des kaons neutres. En soi, ce résultat est important car le modèle super-faible ne s'accommode pas de ce phénomène. Le modèle standard s'en trouve une fois de plus consolidé. Néanmoins, il est difficile de relier la valeur de $Re(\epsilon'/\epsilon)$ aux paramètres fondamentaux du modèle (en l'occurrence, la hauteur du triangle

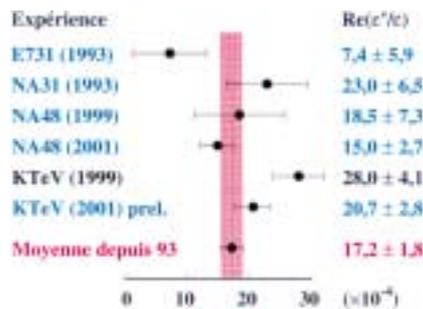


Figure 2 - Mesures du paramètre $Re(\epsilon'/\epsilon)$ de violation directe de CP réalisées depuis 1985.

de l'encadré 1), car les calculs théoriques sont entachés d'incertitudes importantes, dues aux effets d'*hadronisation* (passage des quarks élémentaires aux pions de la figure 1). Les récents résultats semblent toutefois supérieurs aux prédictions, mais aucune conclusion ne peut encore être tirée.

L'EXPÉRIENCE NA48

Pour déterminer $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ avec précision, une expérience doit mesurer le double rapport de quatre taux de désintégration (équation 1). Il n'est pas techniquement possible de connaître chaque taux avec suffisamment de précision. Les expériences KTeV et NA48 mesurent directement le double rapport, en faisant en sorte que de nombreuses sources d'incertitude systématique (flux incidents, efficacité et couverture géométrique des détecteurs, ...) s'éliminent.

Dans NA48, les désintégrations observées proviennent de deux faisceaux de kaons neutres colinéaires et simultanés (figure 3), créés par un unique faisceau de protons de 450 GeV (délivré par le super synchrotron à protons du CERN) percutant deux *cibles* de beryllium distantes de 120 mètres. Les désintégrations en deux pions observées au-delà de la seconde cible proviennent alors essentiellement² des K_L du faisceau distant et des K_S du faisceau proche. Pour les distinguer, une *station d'étiquetage* est disposée sur le chemin des protons se dirigeant vers la cible proche. La coïncidence temporelle (à quelques nanosecondes près) d'un proton et d'une désintégration permet d'identifier un événement issu de K_S .

Les désintégrations en deux pions chargés et deux pions neutres sont observées et séparées des autres désintégrations par un dispositif

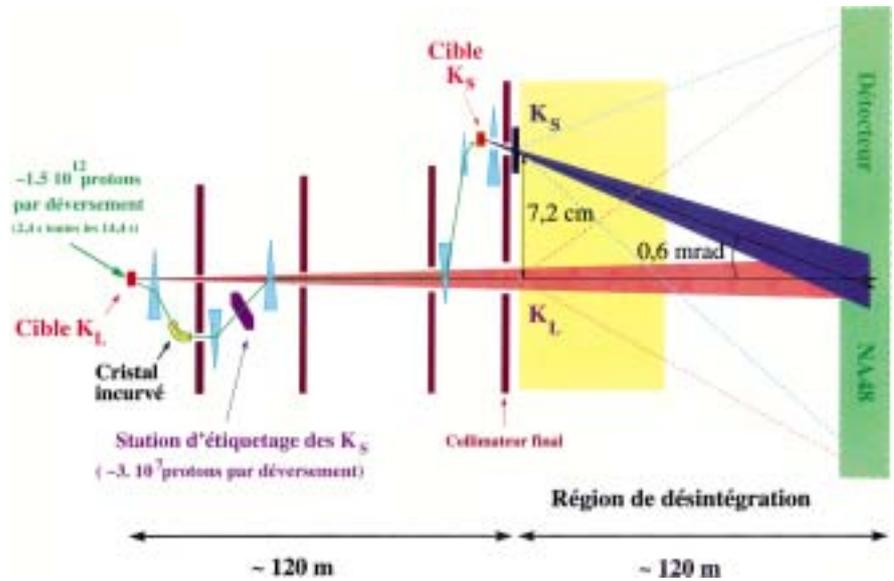


Figure 3 - L'expérience NA48 observe les désintégrations issues de deux faisceaux de kaons, quasi colinéaires (les axes n'ont pas la même échelle) et simultanés, créés sur deux cibles distantes.

expérimental situé 120 mètres en aval du début de la *région de désintégration*. Les deux principaux détecteurs sont un spectromètre magnétique pour l'étude des particules chargées (en particulier des pions), et un calorimètre électromagnétique à krypton liquide pour l'étude des photons (les pions neutres se désintègrent immédiatement en deux photons).

Grâce à ce dispositif, NA48 a collecté simultanément des millions de désintégrations pour chacun des quatre modes entrant dans le calcul de $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

D'AUTRES SYSTÈMES A DEUX ÉTATS

Les kaons ne sont pas seuls à pouvoir révéler la violation de CP. Tous les mésons neutres de saveurs lourdes stables par interaction forte ($Q\bar{q}$) où Q est un quark de saveur s , c , b , ou t et où q est un quark léger, forment avec leurs antiparticules des systèmes à deux états analogues au système $K^0\bar{K}^0$ (tableau). Cependant, le mélange électrofaible des quarks est tel que les quarks s et b se désintègrent plus difficilement que les quarks c ou t car les éléments de la matrice CKM correspondant aux

transitions énergétiquement permises sont petits. Les rares désintégrations violant CP sont ainsi relativement favorisées pour les kaons et les mésons B ; ces mésons ont le temps d'osciller avant de se désintégrer. L'importance de cet aspect apparaîtra dans la suite.

Deux systèmes $B^0\bar{B}^0$ sont accessibles à l'expérimentation : celui des mésons B_d ($\bar{b}d$) et celui des mésons B_s ($\bar{b}s$). Des états propres de saveur (B^0 et \bar{B}^0 , adaptés aux interactions forte et électromagnétique) et des états physiques (B_H et B_L adaptés aux interactions faibles), analogues aux K_S et K_L , sont définis dans chaque système (*Images de la Physique 1997*).

Le modèle standard prédit des désintégrations violant CP pour les B_d et les B_s . La variété des états finals offre un grand nombre de mesures distinctes pour déterminer la phase de la matrice CKM (encadré 1). Le surcroît d'énergie disponible du fait que les mésons B sont plus lourds que les kaons, permet des calculs plus fiables des effets d'interaction forte, ce qui simplifie l'interprétation des mesures, effectuées sur des hadrons, en termes de

² A l'énergie maximum considérée (170 GeV) un K_L parcourt typiquement 5,3 km et un K_S 9 m.

Système	$K^0\overline{K}^0$	$B_d^0\overline{B}_d^0$	$B_s^0\overline{B}_s^0$
Contenu en quarks	$(\overline{s}d), (s\overline{d})$	$(\overline{b}d), (b\overline{d})$	$(\overline{b}s), (b\overline{s})$
Masse (GeV/c ²)	0,498	5,279	5,370
$\omega(s^{-1})$	$0,53 \times 10^{10}$	$0,472 \times 10^{12}$	$> 10,6 \times 10^{12}$
$\tau_S(s)$	$0,8935 \times 10^{-10}$		
$\tau_L(s)$	$5,17 \times 10^{-8}$		
$\langle \tau \rangle (s)$		$1,548 \times 10^{-12}$	$1,493 \times 10^{-12}$
$x = \omega\tau_{min}$	0,474	0,731	$> 15,8$

paramètres d'un modèle de quarks. Les expériences actuelles qui viennent de découvrir la violation de CP associée au quark b devront déterminer si toutes les mesures sont compatibles. Il en résultera un test très précis du modèle standard.

LES MÉSONS B VIOLENT CP

L'égalité des durées de vie des états physiques rend impossible la séparation spatiale des désintégrations des B_H et des B_L . Pour étudier la violation de CP, la méthode consiste à préparer à un instant initial $t = 0$ des mésons B dans un état pur de saveur B^0 ou \overline{B}^0 et à comparer la dépendance temporelle de leurs taux de désintégration $\Gamma(B^0[t] \rightarrow f_{CP})$ et $\Gamma(\overline{B}^0[t] \rightarrow f_{CP})$ vers un état final accessible à chacun, comme par exemple un état propre de CP, f_{CP} . De telles mesures ont été effectuées avec les K, par exemple dans l'expérience CPLEAR où, dans une région proche d'un point de production de K^0 ou de \overline{K}^0 , les oscillations « $K_L - K_S$ » des taux de comptage en deux pions ont été observées. L'asymétrie $\mathcal{A}(t) =$

$$\frac{\Gamma(B^0[t] \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\overline{B}^0[t] \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B^0[t] \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\overline{B}^0[t] \rightarrow f_{CP})}$$

présente en fonction du temps une forme oscillatoire de pulsation $\omega = \Delta M_B/\hbar$ dont l'amplitude et la phase renseignent sur la violation de

CP (ΔM_B étant la différence entre les masses des états physiques B_H et B_L).

Soit un B^0 à l'instant initial. Sa désintégration vers le mode f_{CP} peut résulter de deux séquences distinctes qui interfèrent : soit une transition unique $B^0 \rightarrow f_{CP}$, soit une cascade en deux étapes avec une oscillation $\overline{B}^0 \rightarrow B^0$ suivie d'une transition $B^0 \rightarrow f_{CP}$. Le même schéma s'applique pour un état initial \overline{B}^0 qui peut aller directement vers l'état f_{CP} ou passer par une étape intermédiaire d'oscillation. Pour certains modes dits *en or*, l'asymétrie \mathcal{A} donnée par la différence des termes d'interférence est dépourvue d'incertitudes liées à l'interaction forte, et s'exprime comme une oscillation en $\sin\omega t$ dont l'amplitude est une fonction explicite d'éléments de la matrice CKM, $\sin 2\beta$, où β est l'un des angles du triangle d'unitarité (figure de l'encadré 1). Le mode en or le plus accessible est $f_{CP}^{or} = J/\psi K_S$ ³. Les asymétries des modes en deux, trois ou quatre pions donnent accès à $\sin 2\alpha$.

USINES A MÉSONS B

Les intensités disponibles aux collisionneurs⁴ e^+e^- des années 80 où l'essentiel de la physique du

quark b a été étudiée ne permettaient pas d'atteindre la sensibilité requise pour étudier la violation de CP. Entre 1993 et 1998, de nouveaux dispositifs expérimentaux ont été construits dans le but de produire assez de mésons B se désintégrant dans des modes f_{CP} à l'intérieur d'un appareillage capable d'identifier leur saveur initiale et de mesurer l'évolution temporelle des taux de désintégration. Deux installations ont été construites aux États-Unis (au SLAC, Stanford Linear Accelerator Center) et au Japon (à KEK Tsukuba). Elles comprennent de nouveaux collisionneurs e^+e^- (PEP-II au SLAC et KEK-B au Japon) de luminosité sans précédent⁵ (c'est pourquoi ils sont dénommés *usines à mésons B*). Les expériences associées sont BABAR au SLAC et BELLE à KEK. Dans ce qui suit, nous insistons sur l'expérience BABAR (figure 4) dans laquelle des physiciens français du CNRS-IN2P3 et du CEA-Saclay sont impliqués.

Les collisionneurs fonctionnent à une énergie dans le centre de masse égale à la masse de la résonance $\Upsilon(4S)$, laquelle se désintègre exclusivement en paires de mésons B neutres (B_d^0) et chargés (B_u^\pm) en proportions égales. Les paires $B^0\overline{B}^0$ sont produites dans un état quantique cohérent. Ces machines sont des collisionneurs asymétriques : leurs faisceaux ont des énergies différentes (au SLAC, les électrons ont une énergie de 9 GeV et les positrons une énergie de 3,1 GeV). Les collisions frontales produisent des $\Upsilon(4S)$ avec une quantité de mouvement dans le laboratoire telle que les mésons B parcourent quelques centaines de microns avant de se désintégrer. Les expériences doivent posséder un dispositif à même d'extrapoler les trajectoires des particules chargées vers

³ Le J/ψ est une particule unique, l'état fondamental du système *orthocharmonium* ($c\overline{c}$).

⁴ Le LEP au CERN, CESR à l'université Cornell aux États-Unis et DORIS au laboratoire DESY à Hambourg en Allemagne.

⁵ L'intensité des collisionneurs s'exprime commodément par la luminosité définie comme le rapport du taux d'événements d'une réaction à sa section efficace. Les luminosités moyennes de PEP-II et KEK-B dépassent $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Plusieurs dizaines de millions de paires de mésons B_d sont enregistrées par an.

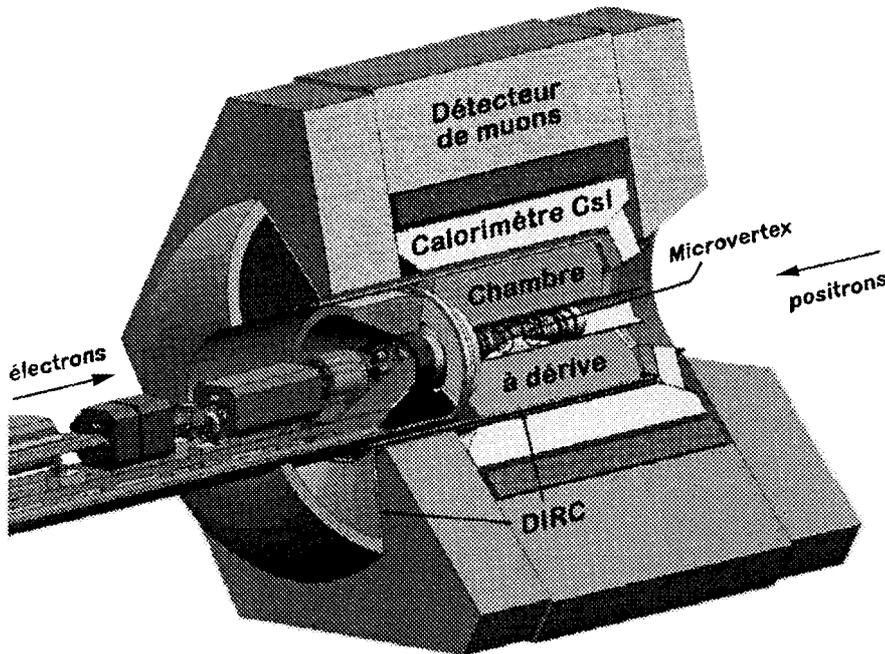


Figure 4 - L'expérience BABAR au SLAC. Les faisceaux d'électrons et de positrons se rencontrent au point d'interaction. Celui-ci ne se situe pas au centre de symétrie du détecteur car, du fait de l'asymétrie des faisceaux, la plupart des particules sont émises dans la direction des électrons. De l'intérieur vers l'extérieur sont disposés différents détecteurs : un système à semi-conducteurs dénommé microvertex qui mesure (à $10 \mu\text{m}$ près) des points sur les trajectoires, une chambre à dérive à fils, un compteur Čerenkov (le DIRC) pour l'identification des hadrons chargés, un calorimètre électromagnétique à cristaux d'iodure de césium CsI et un détecteur de parcours pour les muons. Une bobine solénoïdale supraconductrice, située à l'extérieur du calorimètre, crée un champ de 1,5 Tesla qui courbe les trajectoires des particules chargées et permet la mesure de leur impulsion. Les laboratoires du CNRS-IN2P3 ont contribué à la construction de la chambre à dérive (LAPP Annecy) et, en collaboration avec le CEA-Saclay, à celle du DIRC (LAL Orsay, LPNHE Paris, LLR École polytechnique).

le point d'interaction avec une précision suffisante pour mesurer les distances de vol des mésons B. La qualité des mesures de quantité de mouvement et d'énergie des particules chargées et neutres émergent des désintégrations successives doit permettre la reconstruction des états f_{CP} sans bruit de fond et avec une bonne efficacité. L'identification des particules (distinction entre électrons, muons, mésons π et K chargés) doit être soignée pour un étiquetage efficace et pur de la saveur des mésons B avant leur désintégration en f_{CP} .

Aux usines à mésons B, les paires $B^0\bar{B}^0$ où l'un des mésons se désintègre dans un mode spécifique de sa saveur et l'autre dans un canal f_{CP} sont sélectionnées. Les mesures de temps sont compliquées par le fait que les mésons B sont produits dans un état cohérent. Tant qu'aucun

méson B ne s'est désintégré, les deux mésons oscillent de manière corrélée. Lorsqu'un des mésons disparaît, la corrélation est rompue. Tout se passe comme si le méson qui se désintègre en révélant sa saveur (le méson étiquetant) déclenchait un chronomètre que la désintégration de l'autre en f_{CP} arrête. Dans de telles expériences, c'est donc la différence entre les temps de désintégration des deux mésons qui est mesurée.

Les expériences fonctionnant aux usines à mésons B viennent de publier leurs premières mesures de $\sin 2\beta$:

$$0,59 \pm 0,14 \pm 0,05 \text{ (BABAR)}$$

$$0,99 \pm 0,14 \pm 0,06 \text{ (BELLE)}.$$

Les incertitudes statistiques, citées en premier, dominent les incertitudes systématiques, citées en second. La

précision des résultats s'améliorera donc avec l'accumulation des données. Les résultats expérimentaux établissent l'existence de la violation de CP dans le système des mésons B à huit écarts-types. Ces résultats restent en accord avec le modèle standard comme l'on peut s'en convaincre en les reportant sur la figure de l'encadré 1.

L'obtention de résultats complets sur les désintégrations des mésons B_d porteuses d'information sur la violation de CP nécessitera plusieurs années et un programme conséquent de développement des machines afin de gagner au moins un ordre de grandeur sur une luminosité déjà record. Des expériences complémentaires sont entreprises auprès de machines hadroniques (à DESY, à Fermilab et au CERN) qui devraient collecter quelque 10^{12} B_d et B_s par an. Des méthodes sophistiquées pour le déclenchement et le rejet du bruit de fond permettront d'exploiter ces énormes statistiques d'événements et de réduire significativement les erreurs des mesures de violation de CP.

PERSPECTIVES

Plus de 30 ans après sa découverte, la violation de CP reste un sujet majeur de la recherche en physique des particules et en cosmologie (encadré 3). Avec les progrès de la théorie, il existe maintenant un paradigme bien défini auquel confronter les résultats expérimentaux : le modèle standard électrofaible qui mélange les quarks selon la prescription de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Les progrès de l'expérimentation sont à l'origine de dispositifs récemment construits auprès d'accélérateurs nouveaux pour la plupart. Des tests extrêmement précis du modèle standard commencent ainsi à être effectués. Les récentes mises en évidence de la violation de CP dans le système des mésons B et de la violation de CP directe dans le système des kaons sont de nouveaux succès

Encadré 3

ASYMÉTRIE MATIÈRE-ANTIMATIÈRE

L'univers tel qu'on l'observe est essentiellement constitué de matière. Or, la découverte du positron en 1932, qui confirmait la prédiction théorique de Dirac, a prouvé qu'il existe une autre forme de matière, susceptible d'annihiler la nôtre et nommée pour cela **antimatière**. Elle est extrêmement rare dans l'univers : la plus grande concentration d'antimatière observée à ce jour est celle produite dans des accélérateurs de particules. A grande échelle, des expériences embarquées sur satellites recherchent de l'antimatière en provenance du cosmos. Nous savons aujourd'hui qu'il n'existe aucune frontière matière/antimatière à moins de 10 MegaParsecs de la Terre (environ 3.10^{20} kilomètres). Qu'est donc devenue l'antimatière ?

En 1967, le physicien russe Andreï Sakharov remarque qu'il est possible de construire un univers composé principalement de matière à partir d'un univers initialement symétrique, si trois conditions sont réunies :

– non-conservation du nombre baryonique (nombre de quarks moins nombre d'antiquarks). Aucune preuve expérimentale de cet effet n'a encore été obtenue malgré de longues recherches de la désintégration du proton (baryon le plus léger, donc stable sans une telle violation) ;

– violation de C et de CP pour distinguer la matière de l'antimatière ;

– non-équilibre thermique de l'univers pour faire pencher la balance vers une seule des deux matières.

Ces trois ingrédients existent dans les modèles standards des particules et du big-bang. Néanmoins, les calculs montrent que l'amplitude de la violation de CP est bien trop faible pour justifier l'énorme prédominance de la matière. Cette insuffisance peut être interprétée comme un indice qu'il existe une source de violation de CP au-delà du modèle standard.

du modèle standard. Les mésons B_d et B_s offrent un ensemble de mesures permettant de tester quantitativement si la phase de la matrice CKM explique toutes les manifestations de la violation de CP. Si c'est le cas, ce sera un nouveau triomphe du modèle standard électrofaible. Autrement, une nouvelle physique *au-delà du modèle standard* aura été décelée. La première décennie des années 2000 devrait voir la résolution de cette alternative. Les récentes mesures d'asymétrie-CP aux usines à mésons B marquent une première étape prometteuse sur ce chemin.

POUR EN SAVOIR PLUS

Bonneaud (G.), Hitlin (D.), « Sur la piste de l'antimatière », *La recherche* 325, nov. 99.

Frère (J.M.), « La défaite de l'antimatière », *La recherche, Hors-Série*, avril 1998.

– Les oscillations de mésons K sont traitées dans : Luc Valentin, « Noyaux et particules », *Éditions Hermann*. (1989)

– **BABAR** sur la toile : <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT>

– NA48 sur la toile : <http://www.cern.ch/NA48/>

– Résultat KTeV : *Physical Review Letters*, 83, p. 22.

– Résultat NA48 : *Physics Letters*, B465, p. 335.

– Résultats BABAR : *Physical Review Letters*, 86, p. 2515 et *Physical Review Letters*, 87, p. 091801-1

– Résultats BELLE : *Physical Review Letters*, 86, p. 2509 et *Physical Review Letters*, 87, p. 091802-1

Article proposé par :

Jacques Chauveau, tél. 01 44 27 72 54, chauveau@in2p3.fr

Raphaël Granier de Cassagnac, tél. 01 69 33 31 51, raphael@in2p3.fr