

La chiralité en physique des particules

Asmaa Abada (asmaa.abada@ijclab.in2p3.fr) et **Sébastien Descotes-Genon** (sebastien.descotes-genon@ijclab.in2p3.fr)

Laboratoire de Physique des 2 Infinis Irène Joliot-Curie (UMR 9012, CNRS, Université de Paris-Saclay, Université de Paris), Bâtiment 100, 15 rue Georges Clémenceau, 91405 Orsay Cedex

En physique des particules, la chiralité permet de caractériser les particules fondamentales de *spin* 1/2 qui constituent la matière : d'une part les quarks, d'autre part les leptons. Dans le cadre du Modèle Standard, une seule interaction fondamentale, l'interaction faible, distingue les chiralités gauche et droite. Cela a des conséquences expérimentales profondes et très différentes pour les quarks et les leptons, concernant d'une part, l'asymétrie entre matière et antimatière et d'autre part, la nature et la masse des neutrinos.

Quels sont les constituants fondamentaux de l'Univers ? Comment s'agencent-ils pour former la matière qui nous environne et qui nous constitue ? Et peut-on expliquer leurs propriétés et leurs interactions avec des lois simples et universelles ? Ces questions ont guidé la physique des hautes énergies tout au long du vingtième siècle, d'abord en physique nucléaire, puis en physique des particules, et elles continuent à orienter les recherches à l'heure actuelle. Au fil des découvertes, il est apparu que le concept de chiralité joue un rôle très important pour décrire certaines propriétés des constituants élémentaires de la matière et pour expliquer l'évolution de l'Univers depuis ses premiers instants jusqu'à nos jours.

Au fur et à mesure, il a été possible de sonder la matière à des distances de plus en plus petites, en procédant à des collisions entre particules effectuées à des énergies de plus en plus élevées, que ce soit *via* des rayons cosmiques entrant dans l'atmosphère terrestre ou dans des collisionneurs de particules. Si, initialement, il s'agissait simplement

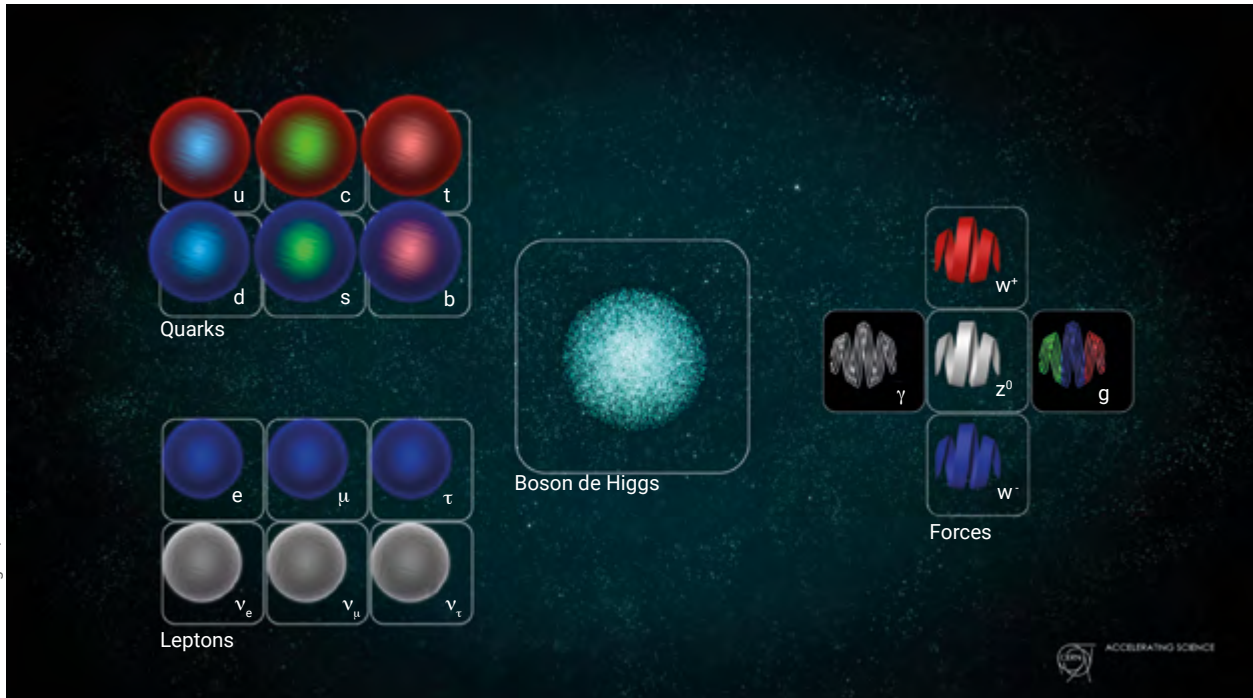
de casser la matière connue en sous-constituants de plus en plus petits, ces collisions ont fini par entrer dans un régime à la fois quantique et relativiste qui a permis de créer des particules nouvelles, absentes de la matière ordinaire, et pourtant indispensables pour donner une vision cohérente de la physique des particules, le Modèle Standard. Cette description s'effectue dans le cadre de la théorie quantique des champs, qui s'appuie sur la combinaison de deux avancées majeures de la physique contemporaine : la relativité et la mécanique quantique. Elle s'appuie aussi de façon essentielle sur la notion de symétrie pour décrire les propriétés des particules et leurs interactions.

Le Modèle Standard de la physique des particules

Dans le Modèle Standard, la matière ordinaire est décrite à l'aide de seulement quatre types de particules élémentaires, des fermions^(a) de *spin* 1/2 (fig. 1) qui sont les quarks et les leptons. Ils sont agencés en doublets avec deux types de quarks et deux types de

leptons. Il existe trois familles de quarks et de leptons. La première famille est constituée du doublet de quarks appelés *u* (*up*) et *d* (*down*) et du doublet de leptons que sont l'électron et le neutrino qui lui est associé, noté ν_e . Les quarks *u* et *d* constituent les protons (deux *u* et un *d*) et les neutrons (un *u* et deux *d*) au cœur des noyaux atomiques, entourés d'un cortège électronique pour former des atomes. Le neutrino électronique intervient pour décrire la radioactivité de certains noyaux comme le carbone 14, $^{14}_6\text{C} \rightarrow ^{14}_7\text{N} + e^- + \bar{\nu}_e$: le quark *d* présent dans un des neutrons du noyau de carbone peut changer de nature et se désintégrer en un quark *u*, tout en émettant un électron et un (anti)neutrino électronique.

Mais les collisions de haute énergie ont mis en évidence une structure plus complexe de la matière. Tout d'abord, il est apparu qu'à chaque particule du Modèle Standard est associée une antiparticule, qui possède la même masse mais des nombres quantiques (comme la charge électrique) opposés. Lors de collisions énergétiques, il est possible de convertir une partie de



© Daniel Dominguez/CERN

1. Une description synthétique des particules présentes dans le Modèle Standard. À gauche, sur les trois colonnes, se trouvent les trois familles de fermions élémentaires, avec sur chaque colonne des doublets de quarks et de leptons. À droite, se trouvent les bosons médiateurs de trois interactions fondamentales : le photon γ pour l'interaction électromagnétique, les bosons W^\pm et Z^0 pour l'interaction faible et les gluons g pour l'interaction forte. Au milieu se trouve le boson H ou boson de Higgs, lié au mécanisme responsable de la masse des particules. La sensibilité des fermions aux trois interactions fondamentales est indiquée par des couleurs communes.

l'énergie de la collision en des paires particule-antiparticule.

Si on a d'abord pu découvrir des antiparticules associées à la matière ordinaire, comme l'antiélectron (ou positron), les expériences à des énergies croissantes ont mis en évidence d'autres constituants élémentaires, absents de la matière ordinaire. Ces autres constituants s'organisent en deux familles, similaires en tout point à la première famille de la matière ordinaire, hormis du point de vue de leur masse plus élevée. Ils se désintègrent très rapidement (en moins de quelques nano-secondes) en des particules plus légères, aboutissant finalement aux constituants de la première famille. Ainsi, un quark t (équivalent du quark u pour la troisième famille) se désintègrera en 10^{-25} seconde, par exemple en un quark b (équivalent du quark d pour la troisième famille), un (anti) électron et un neutrino électronique. Ce quark b est lui-même instable et se désintègrera très rapidement en un quark plus léger, et ainsi de suite.

Les désintégrations de ces particules des deuxième et troisième familles

rendent difficile leur observation et leur étude. Ces désintégrations sont causées par l'une des quatre interactions fondamentales, l'interaction faible. Les trois autres interactions concernées sont l'interaction forte (qui agit sur les quarks, mais pas sur les leptons, et explique la cohésion des nucléons et des noyaux atomiques), l'interaction électromagnétique et l'interaction gravitationnelle (négligeable au niveau subatomique). Le Modèle Standard, qui est quantique et relativiste, ne concerne que trois de ces interactions (forte, faible, électromagnétique), tandis que la gravitation est décrite dans le cadre de la relativité générale (relativiste mais non quantique). Les trois interactions en question sont décrites par l'échange de particules médiatrices, des bosons de $spin\ 1$: photon γ pour l'interaction électromagnétique, bosons W^\pm et Z^0 pour l'interaction faible, gluons g pour l'interaction forte.

Le Modèle Standard comporte un dernier élément, le boson H (ou boson de Higgs), lié au mécanisme responsable de la masse des particules dans cette théorie.

Hélicité, chiralité et symétries discrètes

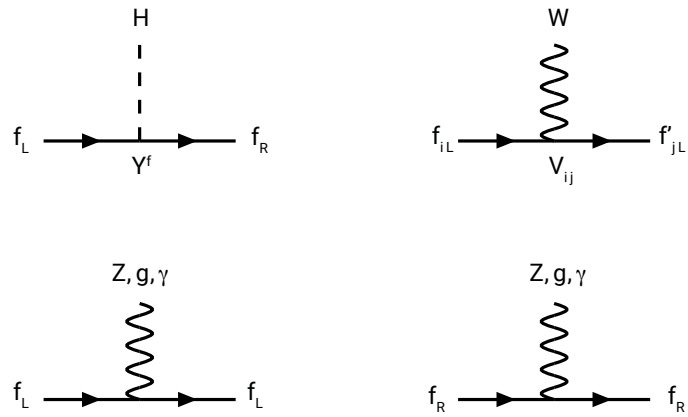
Les quarks et les leptons sont des fermions de $spin\ 1/2$. Cela permet de définir la notion d'**hélicité** pour ces particules, en regardant la projection du $spin$ sur l'impulsion de la particule (tous deux pouvant être représentés par des vecteurs) : ils sont alignés (resp. anti-alignés) pour une particule d'hélicité droite (resp. gauche) (fig. 2). Cette notion d'hélicité, basée sur l'impulsion de la particule, dépend du référentiel choisi. Or, la physique des particules, combinant relativité restreinte et mécanique quantique, vise à analyser les propriétés des constituants élémentaires de la matière en s'appuyant sur des notions indépendantes du référentiel choisi. Il s'avère donc utile (mais plus compliqué mathématiquement) de définir une notion reliée, la **chiralité**, qui ne dépend pas du référentiel choisi et qui coïncide avec la notion d'hélicité pour des particules de masse (mc^2) négligeable par rapport à leur impulsion (pc) (c étant la vitesse de la lumière).

>>>

>>>

On peut passer d'une chiralité à l'autre par une opération P dite de parité, qui consiste à inverser les trois directions spatiales : $x \rightarrow -x, y \rightarrow -y, z \rightarrow -z$. P transforme l'hélicité gauche en hélicité droite, et *vice versa*. Ce constat s'applique également à la chiralité. Jusqu'aux années 1950, on pensait que toutes les interactions traitaient de façon identique les deux chiralités gauche et droite, à l'image de ce qui avait déjà été observé pour l'interaction électromagnétique, et donc qu'elles conservaient la parité. Mais en 1957, Chien-Shiung Wu étudie la désintégration du cobalt 60 dans un champ magnétique qui oriente son *spin* : elle constate que les électrons produits par désintégration bêta (causée par l'interaction faible) sont émis préférentiellement en direction opposée à celle du *spin* du cobalt, ce qui indique que l'interaction faible viole la symétrie P . Une telle symétrie est dite discrète^(b) : elle peut être appliquée seulement un nombre entier de fois, alors que d'autres symétries sont associées à des transformations continues, comme les invariances par rotation ou par translation qui dépendent de paramètres pouvant varier de façon continue (angle de la rotation, pas de la translation).

On peut illustrer par des diagrammes comment les différentes interactions se comportent vis-à-vis de cette symétrie (fig. 3). Les interactions forte et électromagnétique (*via* des gluons ou des photons) agissent de façon identique sur les deux chiralités. En revanche, l'interaction faible affecte seulement les particules de chiralité gauche. Enfin, l'interaction avec le champ de Higgs (dont l'excitation



3. Diagrammes de Feynman illustrant la diffusion de fermions f de chiralité donnée (f_L/f_R pour gauche/droite) par les particules W^\pm, Z^0, g et γ , véhiculant les différentes interactions fondamentales, ainsi que par le boson de Higgs H . W et Z sont les bosons lourds pour l'interaction faible, g les gluons pour l'interaction forte, γ le photon pour l'interaction électromagnétique. Dans le cas du boson de Higgs, l'intensité de l'interaction est proportionnelle à un couplage de Yukawa Y^f . Dans le cas des bosons W^\pm , les fermions initial et final ont des charges électriques différentes et ne sont pas forcément de la même famille (indices i, j allant de 1 à 3), avec une intensité proportionnelle à une matrice de mélange V_{ij} (appelée Cabibbo-Kobayashi-Maskawa ou CKM dans le secteur des quarks, et Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata ou PMNS dans le secteur des leptons).

constitue le boson H ou boson de Higgs) fait intervenir simultanément un fermion de chaque chiralité. Dans le cadre du Modèle Standard, les fermions acquièrent une masse lorsque le champ de Higgs prend une valeur moyenne non nulle dans le vide, de sorte que dans les équations de ce modèle, cette masse (dite de Dirac) fait communiquer les deux chiralités d'une même particule.

Par la suite, on s'est aperçu que l'interaction faible ne conservait pas non plus une deuxième symétrie discrète, à savoir la conjugaison de charge C qui transforme une particule

en son antiparticule. En 1957, Landau envisagea que le fait que ces deux symétries discrètes soient violées pouvait être les deux faces d'une même pièce, et que la « bonne » symétrie du Modèle Standard entre particule et antiparticule pouvait être en fait CP , la combinaison de C et de P , qui serait alors obéie par l'interaction faible tout comme elle l'est par les interactions forte et électromagnétique.

Mais en 1964, l'étude des désintégrations de kaons (particules composites contenant un quark s (étrange)) par Christenson, Cronin et Fitch montre que l'interaction faible ne satisfait même pas la combinaison CP , qui transforme par exemple un électron gauche en un anti-électron droit (fig. 4), bien que cette violation soit beaucoup plus petite que celles observées pour P et C séparément. Dès lors, la question de la chiralité en physique des particules se trouve profondément liée à celle des mécanismes capables de différencier particules et antiparticules, et potentiellement d'expliquer la prédominance de la matière sur l'antimatière observée dans notre Univers actuel par un mécanisme de baryogenèse (création de baryons – états liés de trois quarks comme les nucléons – en plus grande quantité que d'antibaryons).



2. Définition des hélicités droite et gauche pour un fermion de *spin* 1/2, correspondant respectivement à des configurations alignées et anti-alignées pour le *spin* S et l'impulsion p . Cette définition dépend du référentiel choisi pour des particules massives, contrairement à la chiralité qui est indépendante du référentiel. Les deux notions coïncident pour des particules de masse nulle (ou négligeable devant les énergies de mouvement).

La chiralité pour les quarks

Dans le cadre du Modèle Standard, seule l'interaction faible viole la symétrie CP en traitant différemment les particules et antiparticules, et les particules de chiralités opposées. En revanche, si on suppose que le Modèle Standard n'est qu'une partie d'une théorie plus vaste et plus complète, valable à plus haute énergie (c'est-à-dire à des distances plus petites), d'autres sources de violation de CP pourraient intervenir du fait de processus ou d'interactions au-delà du Modèle Standard. Il est donc intéressant d'étudier en détail la violation de CP , d'une part pour déterminer les paramètres liés à cette violation de façon aussi précise que possible, d'autre part pour trouver d'autres sources de violation de CP au-delà du Modèle Standard.

Sous l'effet de l'interaction faible, la désintégration d'un quark lourd (de chiralité gauche) en un quark plus léger (toujours de chiralité gauche) est plus ou moins probable selon les familles des quarks initial et final : plus ces familles sont différentes, et moins la désintégration est probable. Cette variation est décrite par une matrice V_{ij} (où i, j correspondent aux trois familles de quarks), dite de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa ou CKM. Cette matrice peut être paramétrée par quatre quantités, appelées conventionnellement $A, \lambda, \bar{\rho}, \bar{\eta}$. Dans cette paramétrisation, la violation de CP correspond à une valeur du paramètre $\bar{\eta}$ différente de zéro, qu'il est donc important de déterminer expérimentalement,

en comparant par exemple la désintégration d'un quark lourd b (beau) de chiralité gauche en un quark plus léger c (charme) de chiralité gauche, et la désintégration de l'antiquark lourd \bar{b} de chiralité droite en l'antiquark léger \bar{c} de chiralité droite.

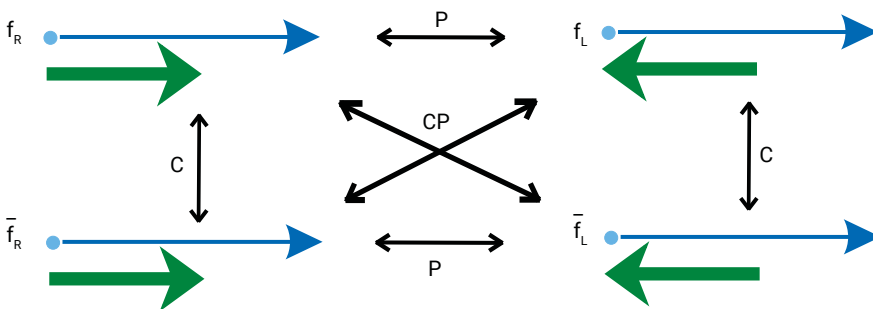
L'étude de la chiralité et de la violation de CP dans le secteur des quarks est compliquée, car ils sont sensibles à l'interaction forte. Cette dernière lie de façon très puissante les quarks au sein d'objets composites (états liés), les hadrons (par exemple, le proton et le neutron). Il est donc beaucoup plus compliqué d'obtenir des informations sur la chiralité des quarks à partir des observations expérimentales faites sur les hadrons. Plus généralement, il est très difficile sur le plan théorique de relier la dynamique des hadrons effectivement observés dans les accélérateurs de particules aux équations décrivant des quarks liés par l'interaction forte. Ces équations sont déduites de la théorie quantique des champs décrivant l'interaction forte par l'échange de gluons (c'est la chromodynamique quantique, appelée aussi QCD pour *Quantum Chromodynamics*), mais leur résolution reste un défi théorique. Seules certaines désintégrations sont effectivement utilisées pour tester la violation de CP dans le secteur des quarks, pour lesquelles des mesures précises sont disponibles et une bonne compréhension théorique de l'interaction forte a été atteinte. Cela passe par différents outils analytiques (théories effectives des champs, relations de dispersion) et numériques (simulations de QCD sur réseau).

En dépit des difficultés expérimentales et théoriques pour analyser la violation de CP dans le secteur des quarks, des progrès majeurs ont été effectués. Sur le plan expérimental, une quantité impressionnante de données a été accumulée en trente ans par les accélérateurs de particules depuis le LEP jusqu'au LHC (expériences LHcb, CMS, ATLAS) au CERN, en passant par les « usines à B » BaBar (Stanford) et Belle (Tsukuba) et les expériences du Tevatron (au Fermilab). Sur le plan théorique, une connaissance fine de la dynamique de l'interaction forte pour les différents types de quarks (s (étrange), c (charme), b (beau)) a été obtenue analytiquement et numériquement.

Cela a permis d'accumuler de nombreuses contraintes précises sur la violation de CP : l'ensemble des contraintes étudiées montre une cohérence globale remarquable et en parfait accord avec le Modèle Standard. La violation de CP dans le secteur des quarks est décrite par le seul paramètre $\bar{\eta}$, aboutissant à une très petite asymétrie CP dans ce secteur (fig. 5). De fait, il n'est pas possible d'expliquer l'asymétrie entre matière et antimatière en utilisant seulement la violation de CP observée à l'heure actuelle dans le domaine des quarks. Ces contraintes sont sans cesse affinées grâce à l'amélioration des mesures expérimentales, et du fait des progrès théoriques dans l'évaluation des effets de l'interaction forte.

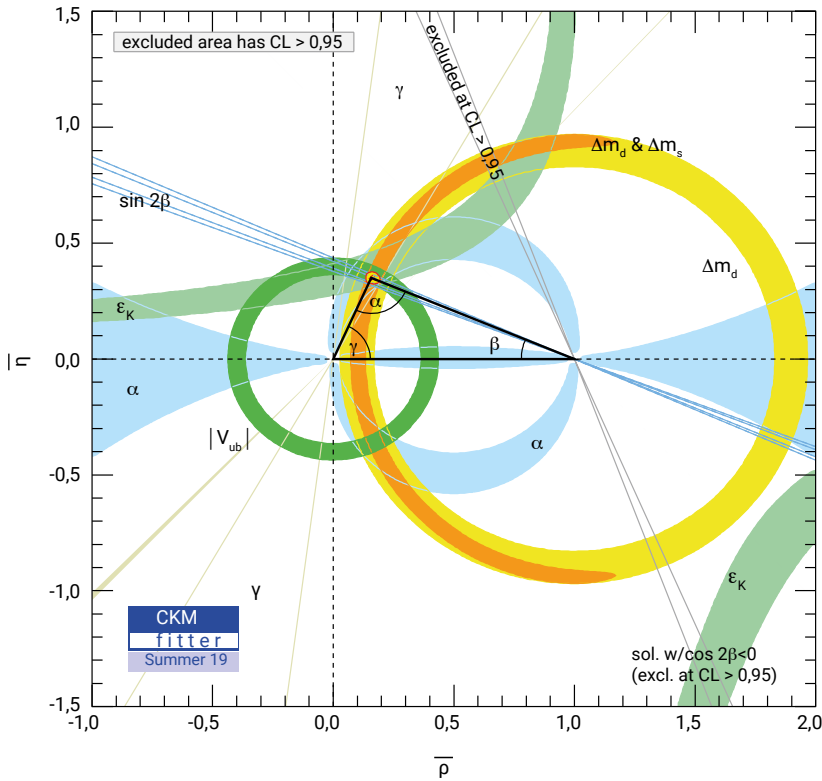
La chiralité des neutrinos

La chiralité des neutrinos est une porte vers une physique au-delà du Modèle Standard des particules. Depuis l'expérience de Mme Wu, on sait que les neutrinos produits lors de désintégrations faibles sont de chiralité gauche. Si on sait aujourd'hui, grâce aux expériences dites d'oscillations des neutrinos, que ces derniers sont massifs, les bornes supérieures sur la masse des neutrinos données par les mesures directes (désintégration bêta du tritium), $\sim 0,8 \text{ eV}/c^2$ (qui est la limite supérieure déterminée en mai 2021 par l'expérience KATRIN à Karlsruhe), sont très petites devant la masse de l'électron ($511 \text{ keV}/c^2$). De ce fait, la chiralité des neutrinos — qui n'interagissent que par interaction faible — est gauche. Cependant, si le mécanisme de génération de la masse du neutrino



4. Illustration de l'action des symétries discrètes de parité P et de conjugaison de charge C , reliant respectivement une particule de chiralité gauche à celle de chiralité droite, et une particule à son antiparticule. La combinaison de ces deux transformations est la symétrie CP .

>>>



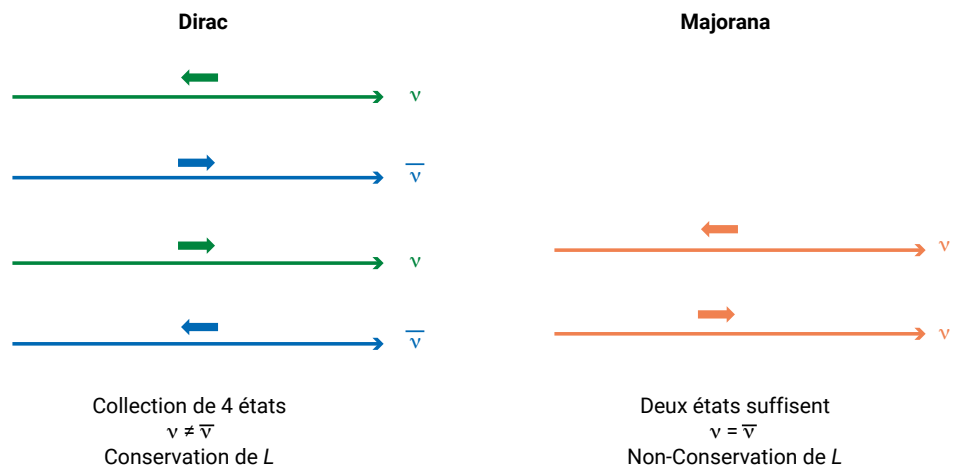
5. Représentation des contraintes actuelles sur la violation de CP dans le secteur des quarks. L'ensemble des transitions entre quarks est décrit par les quatre paramètres de la matrice CKM (voir ci-dessus, p. 13), dont les paramètres $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ sont représentés sur ce graphique. Le paramètre $\bar{\eta}$ (en ordonnée) est différent de zéro quand la symétrie CP est violée. Chaque bande colorée provient des mesures expérimentales qui sont effectuées sur un type de désintégration donné et qui permettent de contraindre ces paramètres du Modèle Standard. On constate un excellent accord entre les différentes contraintes. La petite ellipse jaune entourée de rouge (au sommet α du triangle noir) indique les valeurs favorisées pour $\bar{\eta}$ et $\bar{\rho}$. La valeur non nulle de $\bar{\eta}$ ($0,350 \pm 0,006$) confirme que l'interaction faible ne satisfait pas la symétrie CP [2, 3].

>>> est le même que celui des autres fermions élémentaires (quarks, leptons chargés) *via* le mécanisme de Higgs, il devrait exister un neutrino de chiralité droite. Ce dernier n'est pas prévu dans la construction du Modèle Standard, dont le contenu est conforme à l'observation : l'interaction faible ne « voit » que les fermions de chiralité gauche et, comme le neutrino est électriquement neutre, la chiralité droite ne peut jamais être détectée directement. De ce fait, on dit que le neutrino de chiralité droite est « stérile ».

Il faut donc concevoir un cadre théorique dans lequel les neutrinos sont massifs et se mélangent entre les différentes saveurs (familles). Le neutrino ne portant ni charge électrique ni charge baryonique (nombre quantique qui distingue les quarks entre eux), comment alors le différencier de son antiparticule ? Pour ce faire, on

introduit le nombre quantique L appelé nombre leptonique, qui vaut 1 pour les leptons et -1 pour les antileptons. De plus, on définit un nouveau nombre quantique, le nombre leptonique de saveur, qui permet de distinguer les familles les unes des autres. On parle ainsi des nombres leptoniques, électronique pour le doublet (e, ν_e) , muonique pour (μ, ν_μ) et taunonique pour (τ, ν_τ) . Par une transformation CP, on observe que les antineutrinos ont l'hélicité droite. Signalons que le neutrino est la seule particule élémentaire pouvant être décrite soit comme une particule dite de Majorana (il est alors sa propre antiparticule sous une transformation CP et, dans ce cas, le nombre leptonique n'est plus conservé), soit comme une particule de Dirac comme le sont les quarks et les leptons chargés (fig. 6). On serait certain que le neutrino est de type Majorana si on observait la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. Si au contraire le neutrino était de type Dirac, une masse non nulle impliquerait l'existence d'un neutrino additionnel de chiralité droite comme discuté plus haut, insensible à l'interaction faible dans le Modèle Standard.

Il est à noter cependant que la conservation du nombre leptonique n'est pas fondamentale dans le sens où, dans la construction du Modèle Standard, le contenu en particules de



6. Les deux descriptions possibles du (champ de) neutrino : fermion de Dirac et fermion de Majorana. L est le nombre leptonique, les flèches courtes représentent le *spin* du neutrino et les flèches longues son impulsion.

matière et la cohérence mathématique de la théorie (renormalisabilité) font que le nombre leptonique est conservé. Il s'agit donc d'une symétrie accidentelle et, de ce fait, la nature Majorana des neutrinos est possible.

Si la nature Majorana des neutrinos était prouvée, un mécanisme très simple permettrait d'expliquer la faible valeur de leur masse : le neutrino de chiralité gauche acquiert une petite masse au prix d'une très grande masse pour le neutrino doté d'une hélicité droite (fig. 7). Le neutrino de chiralité droite étant stérile du point de vue des interactions du Modèle Standard, cette masse est liée à l'échelle d'une nouvelle physique, pouvant aller des énergies accessibles aujourd'hui au LHC (TeV) jusqu'à l'échelle de la grande unification (10^{16} GeV).

Outre le fait qu'ils apportent une explication à l'origine de la masse des neutrinos et de leurs mélanges, les neutrinos de chiralité droite (en abrégé « neutrinos droits ») constituent des candidats viables pour la matière noire. D'un point de vue théorique, ils ont tout à fait leur place dans de nombreuses constructions telles que les théories de grande unification.

L'existence nécessaire du neutrino droit pour expliquer que les neutrinos sont massifs, et la possible violation du nombre leptonique (le neutrino est sa propre antiparticule), ouvrent aussi la voie à une explication de la baryogenèse. Le scénario actuellement envisagé est celui de la leptogenèse à basse énergie (GeV-TeV), afin de pouvoir indirectement la « tester ». Des neutrinos droits produits par le bain thermique dans l'Univers primordial se sont désintégrés hors équilibre en violant le nombre leptonique (nature Majorana), les symétries C et CP , engendrant ainsi une asymétrie leptonique, laquelle est convertie en asymétrie baryonique par les processus non perturbatifs.

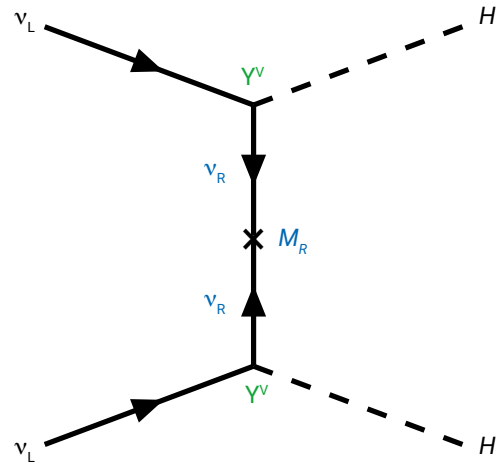
(a) En physique subatomique, un fermion est une particule de *spin* demi-entier (1/2, 3/2...) et un boson une particule de *spin* entier (0, 1, 2...). Selon le théorème *spin*-statistique, la fonction d'onde d'un système de bosons identiques a la même valeur lorsque les positions de deux particules quelconques sont échangées, alors que la fonction d'onde d'un système de fermions identiques change de signe lorsque deux particules sont échangées. Cela aboutit au principe d'exclusion de Pauli, selon lequel deux fermions identiques ne peuvent se trouver au même endroit dans le même état quantique.

(b) Les symétries discrètes sont importantes en théorie quantique des champs : il s'agit des symétries de conjugaison de charge C , de parité P et d'inversion du temps T ; toute théorie des champs locale unitaire respectant l'invariance de Lorentz doit être invariante sous le produit CPT de ces trois symétries.

Perspectives

L'étude de la chiralité en physique des particules a abouti à la conclusion remarquable que le Modèle Standard ne traite pas de façon équivalente les chiralités gauche et droite, et que cette différence a des conséquences, d'une part sur les mécanismes générant une asymétrie entre particules et antiparticules et, d'autre part, sur la nature et les propriétés des neutrinos.

Ceci définit naturellement les recherches en cours pour les prochaines générations d'expériences. Du côté des quarks, il est prévu d'augmenter les performances du LHC par une amélioration (*upgrade*) des détecteurs LHCb, ATLAS et CMS, et par une augmentation de la luminosité et donc de la quantité de données enregistrées. D'autres expériences dans les secteurs du quark b (Belle II au Japon), du quark c (BES en Chine) et du quark s (NA62 au CERN et KOTO au Japon) doivent également donner des contraintes supplémentaires sur la violation de CP pour les quarks. Cela passera aussi par un progrès dans les calculs théoriques (simulations numériques de QCD sur réseau, corrections liées à l'interaction électromagnétique). Du côté des neutrinos, de nombreuses expériences dédiées à la mesure des éléments de la matrice de mélange des leptons sont en cours : nous sommes aujourd'hui dans une phase de précision concernant les angles de mélange des leptons. La phase de violation de CP et la hiérarchie de masse des neutrinos (gauches) sont les paramètres qui restent à déterminer. Concernant les neutrinos droits, de nombreux projets expérimentaux en cours (ou en développement) sont actuellement dédiés à leur traque. Ces questions font partie des thèmes actuellement abordés pour élaborer une stratégie commune européenne de la physique des particules pour les prochaines décennies.



7. Mécanisme de la « bascule » (seesaw). Lorsque le boson de Higgs H , qui relie les deux chiralités gauche et droite par un couplage (Yukawa) Y^ν , prend sa valeur moyenne dans le vide, $\langle H \rangle = v$, le neutrino de chiralité gauche ν_L acquiert une masse inversement proportionnelle à la masse M_R du neutrino de chiralité droite ν_R : $m = -v^2 Y^{\nu T} Y^\nu / M_R$.

Ces progrès devraient permettre de contraindre plus précisément notre compréhension de la violation de CP dans les secteurs des quarks et des leptons, avec l'espoir non seulement de mieux mesurer les paramètres du Modèle Standard, mais aussi de découvrir des incohérences qui seraient la marque d'une physique au-delà de ce modèle. ■



- 1• R. K. Ellis *et al.*, "Physics Briefing Book: Input for the European Strategy for Particle Physics Update 2020", Rapport CERN-ESU-004 (2020), arXiv:1910.11775 [hep-ex].
- 2• S. Descotes-Genon et P. Koppenburg, "The CKM Parameters", *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **67** (2017) 97-127. doi:10.1146/annurev-nucl-101916-123109 [arXiv:1702.08834 [hep-ex]].
- 3• J. Charles *et al.* [CKMfitter Group], "CP violation and the CKM matrix: assessing the impact of the asymmetric B factories", *Eur. Phys. J. C* **41** (2005) 1-131. doi:10.1140/epjc/s2005-02169-1 [hep-ph/0406184] et mises à jour sur www.ckmfitter.in2p3.fr