
Bulletin de l'Union des Physiciens

Association de professeurs de Physique et de Chimie

Particules fondamentales(*)

par Bernard DIU
Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Énergies(**)
Université Paris VII, 75521 Paris Cedex 05

1. LA RECHERCHE DES ÉLÉMENTS : HISTORIQUE SUCCINCT

1.1. Les premières étapes

Certains penseurs de l'Antiquité avaient déjà émis cette hypothèse fondamentale : les objets naturels sont tous construits à partir d'un ensemble unique et restreint d'éléments, la variété des formes et des propriétés provenant de différences dans les proportions et l'agencement de ces éléments. Cette idée restera pourtant des siècles sans trouver de formulation véritablement scientifique. C'est que la complexité et la subtilité des combinaisons possibles rendent les éléments difficiles à reconnaître dans les corps composés : l'oxyde de mercure, solide rouge préparé par Lavoisier en 1777, ne révèle pas immédiatement qu'il est composé d'un liquide argenté, le mercure, et d'un gaz, l'oxygène. Les chimistes mettront un siècle à identifier, puis à classer les «éléments chimiques» dont toute substance est «composée». Pourtant, malgré

(*) Cet article est reproduit de l'édition 1989 du Dictionnaire Encyclopédique Quillet.

(**) Laboratoire associé au CNRS UA 280.

l'extraordinaire unification théorique et l'immense pouvoir pratique apportés par la découverte de ces «éléments», leur nombre même, voisin de la centaine, et leur propriétés cycliques, révélées par la classification de Mendeleïev (1869), indiquaient qu'il ne s'agissait pas encore des éléments ultimes.

Effectivement, les progrès des techniques expérimentales ont bientôt permis de «disséquer» l'atome, et les physiciens, prenant le relais des chimistes, ont établi le rôle de l'électron comme constituant universel de la matière, et expliqué la structure des édifices atomiques et moléculaires. Les «éléments» chimiques sont alors apparus comme composés en réalité d'objets plus fondamentaux, et la classification de Mendeleïev comme une conséquence de cette structure.

A ce stade (vers 1920), on pouvait penser que l'Univers était constitué uniquement de protons et d'électrons, le photon véhiculant entre eux les forces électromagnétiques assurant la cohésion des objets composés, avec éventuellement un «graviton» qui jouerait un rôle analogue pour les forces gravitationnelles. Mais les développements ultérieurs allaient rapidement détruire cet espoir et compliquer le problème.

1.2. La physique des particules

L'étude du noyau de l'atome, dont les caractéristiques et la structure étaient alors totalement inconnues, allait en effet ouvrir des perspectives insoupçonnées. Cette étude conduisit à deux disciplines assez nettement séparées, quoique conservant de solides points de contact : d'une part la «physique nucléaire» proprement dite, qui s'attache à l'analyse des propriétés des divers noyaux ; d'autre part la «physique des particules», appelée aussi «physique des hautes énergies», qui poursuit la recherche des particules élémentaires.

La théorie de Dirac de l'électron relativiste (1930) permit d'abord de prédire l'existence d'un anti-électron (ou positron) et d'un anti-proton, ayant même masse que les particules correspondantes mais en différant par le signe de la charge électrique. Cette prédiction fut rapidement confirmée par la découverte expérimentale du positron (C. Anderson, 1932). D'autre part, on comprit bientôt que certaines propriétés des noyaux sont incompatibles avec l'hypothèse qu'ils sont constitués de protons et d'électrons. Lorsque fut observé le neutron (J. Chadwick, 1932), il devint évident que c'était lui, et non l'électron, qu'il fallait associer au proton comme constituant des noyaux. Mais il fallut en même

temps renoncer à l'espoir d'expliquer les phénomènes nucléaires à partir des forces connues jusque là, comme on l'avait fait pour les phénomènes atomiques : les «forces nucléaires» apparurent comme très différentes des forces électromagnétiques ; en particulier, leur très court rayon d'action (10^{-13} cm) explique qu'elles n'aient pas été mises en évidence par des expériences à l'échelle macroscopique.

En s'appuyant précisément sur la portée microscopique des forces nucléaires, Yukawa fut amené (1935) à prédire l'existence d'une nouvelle particule, le «méson», ou plutôt de trois particules analogues mais de charges électriques différentes. Leur recherche expérimentale conduisit d'abord à la découverte du muon (1937), sorte d'électron lourd très différent des mésons de Yukawa. Ceux-ci, trouvés en 1947, furent baptisés «mésons π » ou «pions». Mais la situation s'était considérablement dégradée : non seulement la liste des particules connues s'était allongée, mais encore le muon apparaissait comme une particule «gratuite», c'est-à-dire non prévue et apparemment pas nécessaire ; en outre, le caractère universel des interactions entre particules, que semblaient indiquer auparavant la gravitation et l'électromagnétisme, était brisé, puisque l'électron et le muon sont insensibles aux forces nucléaires.

Parallèlement, l'analyse de la radioactivité β , connue depuis longtemps, conduisit Fermi (1932-34) à introduire une autre «force», elle aussi microscopique, dite «interaction faible». Étudiant également les expériences de désintégration β , Pauli montra (1931) qu'elles impliquaient l'existence d'une particule supplémentaire, le neutrino. Bien qu'assez longtemps après (1956), cette prédiction fut confirmée par une expérience indépendante mettant directement en évidence le neutrino.

Plusieurs groupes, assez nombreux, de particules imprévues allaient encore apparaître avec l'étude des rayons cosmiques, puis surtout avec la construction d'accélérateurs de plus en plus puissants.

Il s'agit d'abord des «particules étranges», dont le nom provient du comportement incompréhensible qu'elles manifestèrent lors de leur découverte, vers 1950. L'explication de ce comportement a nécessité l'introduction d'une nouvelle caractéristique analogue à la charge électrique, baptisée «étrangeté», et a obligé les physiciens à s'éloigner davantage de la notion d'interaction universelle : les «interactions fortes», dont les forces nucléaires sont un cas particulier, conservent l'étrangeté comme elles conservent la charge électrique ; mais les interactions faibles, responsables de la désintégration des particules

étranges, changent la valeur de l'étrangeté alors qu'elles conservent la charge.

Dans les années 1960 a commencé la découverte des «résonances», dont la liste n'est pas encore close. Ce sont des objets extrêmement instables, dont la durée de vie est trop courte ($\sim 10^{-23}$ s) pour qu'on puisse les détecter directement ; on les met en évidence en analysant les produits de leur désintégration.

Plus récemment (1974) sont apparues, de façon totalement inattendue, des «nouvelles particules». Le qualificatif de «nouvelles» découle de leurs propriétés radicalement singulières, en particulier une durée de vie étonnamment longue pour des objets aussi massifs. En fait, leur particularité les a rendues très utiles du point de vue théorique : mise en évidence du «charme» et de la «beauté», analogues à l'étrangeté.

2. PRINCIPALES DONNÉES DU PROBLÈME DES PARTICULES ÉLÉMENTAIRES

2.1. Le cadre théorique général de la physique des particules.

La physique des particules tire son originalité du double caractère, quantique et relativiste, des phénomènes qu'elle étudie.

On y observe couramment la transformation (relativiste) d'énergie en matière, ou inversement, c'est-à-dire la création ou l'annihilation de particules : il n'est pas rare qu'une réaction initiée par deux particules en fasse apparaître une dizaine dans son état final. De même, les particules connues sont pour la plupart instables : sauf si une loi de conservation le lui interdit, une particule se désintègre en deux ou plusieurs autres particules dont la somme des masses est inférieure à sa propre masse. Ainsi, dans chaque catégorie de particules, seule est stable la plus légère : l'électron est stable parce qu'il est la particule de masse la plus faible portant une charge électrique ; si le «nombre baryonique » est parfaitement conservé, le proton est lui aussi stable (mais pas le neutron, car sa masse est supérieure à la somme des masses d'un proton et d'un électron).

La recherche des particules élémentaires est compliquée. dans le domaine relativiste. En physique atomique, domaine quantique mais

non relativiste, on sait par exemple que l'atome d'hydrogène est constitué d'un proton et d'un électron ; chacun d'eux garde son individualité dans l'atome, car l'énergie de liaison est négligeable devant leurs énergies de masse. En physique des particules au contraire, l'énergie de liaison d'une particule composée peut être du même ordre que les énergies de masse de ses constituants, ce qui rend plus difficile leur identification. En fait, la recherche des particules élémentaires n'est qu'un aspect du problème théorique d'ensemble : on n'aura identifié les particules élémentaires, dont toutes les autres sont composées, que si l'on a découvert les lois régissant cette construction, c'est-à-dire permettant de calculer les propriétés des particules composées à partir de celles des particules élémentaires.

Dès que l'on tente de remplacer l'équation de Schrödinger non relativiste par une équation d'onde quantique et relativiste, on est inéluctablement conduit à la notion d'antiparticule. C'est ce qu'a le premier constaté Dirac pour l'électron, mais il s'agit d'une prédiction théorique générale, confirmée par l'expérience : à toute particule a correspond une antiparticule notée \bar{a} , de même masse mais de charge électrique opposée, ayant aussi une valeur opposée pour toutes les autres «charges» telles qu'étrangeté, nombre baryonique... Cependant, une particule dont toutes les «charges» de ce type sont nulles coïncide avec son antiparticule : c'est le cas par exemple pour le photon et le pion neutre.

L'outil théorique fondamental de ce domaine est la théorie quantique des champs, version cohérente de la mécanique quantique relativiste, prenant en compte la possibilité de création et d'annihilation de particules. A chaque espèce de particules (par exemple, les mésons π^+) on associe un champ à valeurs complexes $\Phi(x)$, défini en chaque point x de l'espace-temps (indépendamment de la localisation des particules). Le champ Φ décrit à la fois les particules considérées (π^+) et leurs antiparticules (ici, π^-). Il permet de construire des états comportant plusieurs particules et antiparticules. Le produit de plusieurs champs (le plus souvent différents) pris au même point de l'espace-temps engendre un «couplage» entre les particules correspondantes, c'est-à-dire des interactions.

La relativité impose que toute interaction entre deux objets se propage de l'un à l'autre à une vitesse au plus égale à c . Ici, comme les interactions sont quantiques, ce sont des particules qui les transportent : elles sont émises par l'un des objets et absorbées ensuite par l'autre. On

montre que la portée de l'interaction est inversement proportionnelle à la masse des particules ainsi échangées.

2.2. Indications sur les techniques expérimentales

Une expérience typique de physique des particules consiste à provoquer des collisions de grande énergie entre les particules d'un faisceau et celles d'une cible, pour détecter les particules finales qui en résultent. Dans de telles collisions relativistes, les particules finales peuvent être très différentes, par leur nombre et leur nature, des particules initiales; leur caractère quantique oblige à analyser un très grand nombre de collisions procédant du même état initial, pour déterminer la probabilité des divers états finals possibles.

Le faisceau provient d'un accélérateur. On accélère soit des protons, soit des électrons : ces particules sont faciles à préparer en grand nombre, et leur charge électrique permet de leur communiquer de l'énergie à l'aide de champs électromagnétiques. Le «faisceau primaire» qu'elles forment au sortir de l'accélérateur peut être utilisé directement. Il peut aussi servir à produire des «faisceaux secondaires», constitués de particules différentes : on dirige le faisceau primaire sur une première cible, et l'on sélectionne certaines des particules créées. On dispose ainsi, auprès des accélérateurs d'électrons, de faisceaux secondaires de photons et de positrons et, auprès des accélérateurs de protons, de faisceaux de pions, de kaons, d'antiprotons, de neutrinos, de muons... La machine du CERN, à Genève, accélère des protons à 450 GeV (c'est-à-dire à environ 500 fois leur énergie de masse mc^2), dans un anneau de 1,1 km de rayon ; l'accélérateur analogue de Fermilab, aux États-Unis, atteint 1 000 GeV (grâce à des aimants supraconducteurs).

La cible est le plus souvent constituée d'hydrogène (liquide, pour augmenter la densité de particules) : les particules-cibles sont alors des protons (noyaux des atomes d'hydrogène). Du début des années 50 à la fin des années 70, on a beaucoup utilisé les chambres à bulles, qui jouaient le double rôle de cible et de détecteur : à l'arrivée d'une «bouffée» du faisceau, une brusque détente amène l'hydrogène liquide au-dessous de sa pression d'ébullition ; les particules chargées qui traversent alors la chambre (particules du faisceau ou particules créées dans les collisions) provoquent sur leur passage la formation d'un chapelet de bulles, que l'on photographie avec plusieurs caméras simultanément, pour pouvoir reconstituer les trajectoires dans l'espace (un

champ magnétique courbe ces trajectoires, pour aider à l'identification des particules). Les chambres à bulles ont l'avantage d'enregistrer tous les événements qui se produisent ; leur inconvénient est qu'elles nécessitent la prise et le traitement de millions de clichés pour aboutir à un nombre d'événements intéressants assez faible. Elles sont été progressivement remplacées par des détecteurs spécialisés de divers types, que l'on dispose autour de la cible, et qui présentent le double avantage de pouvoir être éloignés du point d'interaction (ce qui est nécessaire pour l'identification des particules de très haute énergie et la mesure de leurs paramètres cinématiques) et de permettre, grâce à une logique électronique établie sur l'ensemble de l'appareillage, de déclencher la prise de données seulement sur des événements choisis à l'avance (on peut ainsi enregistrer en peu de temps un très grand nombre d'événements intéressants, en ignorant les autres).

Au lieu de la configuration «classique » faisceau-cible, on utilise également , de plus en plus, des anneaux de collision. On stocke dans un anneau des électrons ou des protons, puis on y injecte en sens inverse des positrons ou des antiprotons ; les masses strictement égales et les charges électriques exactement opposées de l'électron et du positron, ou du proton et de l'antiproton, permettent de maintenir les deux faisceaux circulant en sens inverse et de les accélérer simultanément. En les faisant se croiser de temps à autre, on provoque des collisions frontales d'énergie extrêmement élevée. Le gain est considérable : pour un accélérateur de protons de 500 GeV, l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse est directement 1 000 GeV, au lieu de 30 GeV dans le fonctionnement du même accélérateur en «cible fixe». Mais l'information obtenue est moins variée, car l'état initial des réactions observées est toujours le même. Les accélérateurs du CERN et de Fermilab peuvent être utilisés comme anneaux de collision proton-antiproton. Un grand collisionneur électron-positron, le «LEP», doit entrer en service en 1989 au CERN (60 GeV par faisceau, 8,5 km de diamètre). Sont également prévus des collisionneurs électron-proton («HERA», en 1990, en Allemagne) et proton-proton (U.N.K., en 1993, en URSS), avec nécessairement ici des anneaux séparés pour les deux faisceaux.

2.3. Classification des particules connues et de leurs interactions

On distingue traditionnellement quatre types d'interactions : les interactions gravitationnelles, électromagnétiques, fortes et faibles. Ces quatre interactions fondamentales ont des propriétés apparemment très différentes. Par exemple, leur intensité, si on la caractérise par un

nombre sans dimension, vaut $1/137$ («constante de structure fine») pour les interactions électromagnétiques, 1 à 10 pour les interactions fortes, 10^{-5} pour les interactions faibles et 10^{-38} pour la gravitation. Elles diffèrent aussi par leur portée : celle des interactions électromagnétiques et gravitationnelles est infinie (ce qui signifie que l'énergie potentielle correspondante décroît comme $1/r$ à grande distance r) ; elle est de l'ordre de 10^{-13} cm pour les interactions fortes ; pour les interactions faibles, tout se passe expérimentalement comme si elle était nulle (la découverte des particules W et Z - voir § 4.2. - fixe en fait cette portée à 10^{-16} cm environ). L'espoir d'unifier les interactions se heurte donc à des problèmes ardues (cf. § 5.2.).

Le nombre de particules mises en évidence expérimentalement de façon incontestable dépasse la centaine, et continue de croître (une publication spécialisée fait chaque année le point sur leur existence et leurs propriétés).

Le photon γ , particule associée à la lumière (et de façon plus générale au champ électromagnétique), appartient au groupe des «bosons de jauge», dont le rôle fondamental est de véhiculer les interactions (cf. § 4.). Il aura pourtant fallu attendre 1983 pour que des bosons de jauge autres que le photon soient observés (§ 4.2.).

Vient ensuite l'ensemble comprenant l'électron. Les particules de cet ensemble, que l'on appelle les «leptons», se caractérisent par le fait qu'elles sont insensibles aux interactions fortes. On a identifié six leptons : l'électron e^- , le muon μ^- , le taupon τ^- et leurs neutrinos associés ν_e , ν_μ et ν_τ . Chacun des six leptons possède une antiparticule distincte de lui.

Au groupe des leptons s'oppose celui, incomparablement plus riche, des «hadrons», particules à interactions fortes, dans lequel on distingue deux sous-groupes. D'une part les «baryons», dont les prototypes sont le proton et le neutron, ont un «nombre baryonique» non nul (+1 par définition). On connaît plusieurs dizaines de baryons, dont certains ont une étrangeté (ou un charme) non nulle. A chacun d'eux est associé un antibaryon, qui en diffère au moins par le nombre baryonique (-1 pour les antibaryons). D'autre part les «mésos» ont un nombre baryonique nul. Le pion, par exemple (ou «mésoson π »), se présente sous trois états de charge électrique : le π^+ et le π^- , antiparticules l'un et l'autre, et le π^0 , qui est sa propre antiparticule. On connaît ici aussi de nombreux autres mésons, dont certains étranges ou charmés.

Quelques échantillons des divers types de particules sont présentés dans les tableaux I à IV.

3. LES QUARKS

On sait aujourd'hui que les hadrons sont composés de quarks : les baryons de trois quarks, les mésons d'un quark et un antiquark.

3.1. Les «symétries unitaires» approchées

La notion de quarks est apparue initialement dans le cadre de recherches sur les symétries approchées du monde des particules.

La plus anciennement connue de ces symétries est liée à l'indépendance de charge des interactions fortes : dans un noyau déjà, les forces nucléaires «ne distinguent pas» un neutron d'un proton ; de façon plus générale, les interactions fortes sont les mêmes pour les hadrons semblables différant seulement par la charge électrique, comme le π^+ , le π^0 et le π^- , ou le K^+ et le K^0 ,... L'indépendance de charge est la manifestation d'une symétrie approchée : symétrie parce que le proton et le neutron y sont traités de façon équivalente (ce sont deux «états de charge» différents d'une même particule, le nucléon), ainsi que le π^+ , le π^0 et le π^- (triplet de pions), le K^+ et le K^0 (doublet de kaons), etc. ; approchée parce que les interactions électromagnétiques ne la respectent pas (elles distinguent évidemment, elles, le proton chargé électriquement du neutron neutre, mais elles sont moins intenses que les interactions fortes), ni d'ailleurs les interactions faibles. Techniquement, cette symétrie est décrite par un groupe mathématique, noté SU(2) (le 2 provient des deux nucléons, le proton et le neutron). Physiquement, elle implique que les hadrons doivent se grouper en multiplets, ensembles de particules de masses très voisines, de propriétés presque identiques, mais de charges électriques différentes ; le nombre d'«états de charge» dans un multiplet est $2I+1$, où I est l'isospin de ces particules. En outre, les collisions dues aux interactions fortes conservent l'isospin : l'état final a même isospin total que l'état initial (mais les règles de composition des isospins, dictées par SU(2), sont plus compliquées que la simple addition algébrique ; ce sont les mêmes que pour les moments cinétiques et les spins).

Après la découverte de l'étrangeté, on tenta de répéter avec elle le procédé qui avait réussi pour la charge électrique : chaque multiplet

d'isospin possède une étrangeté déterminée (0 pour le nucléon et le pion, +1 pour le kaon...) ; peut-on regrouper plusieurs multiplets d'étrangetés différentes en un supermultiplet ? L'idée la plus simple consiste à utiliser le groupe SU(3), en adjoignant au proton et au neutron une troisième particule d'étrangeté non nulle. Mais ce modèle s'est immédiatement heurté à des difficultés rédhibitoires. Il a fallu plusieurs années pour trouver la solution : le nucléon n'appartient pas à un supermultiplet de dimension 3, mais à un de dimension 8. C'est ce qu'on a appelé la symétrie unitaire dans la «voie octuple» : la conservation approchée de l'isospin et celle de l'étrangeté ont été englobées dans une symétrie plus large, mais aussi plus approximative, fondée sur le groupe SU(3) ; les mésons constituent des supermultiplets de dimension 1 (singulet) ou 8 (octet), les baryons des singulets, des octets et des décuplets (dimension 10).

3.2. Le modèle des quarks

Aucun supermultiplet physique ne correspond donc, pour l'instant, à la «représentation fondamentale», de dimension 3, de SU(3). Mais, mathématiquement, on peut construire à partir d'elle tous les supermultiplets : si ses membres sont appelés «quarks» (à la suite de leur inventeur), le produit des quarks par les antiquarks donne un singulet et un octet, et le produit de trois quarks un singulet, deux octets et un décuplet. On est ainsi conduit à émettre l'hypothèse physique que les mésons sont effectivement constitués d'un quark et un antiquark, et les baryons de trois quarks.

Cette hypothèse a pour conséquence d'exclure certaines particules a priori possibles, que l'on qualifie d'«exotiques» : par exemple, il ne doit pas exister de baryon d'étrangeté positive, ni de méson d'isospin 3/2... Effectivement, malgré le nombre important de hadrons découverts depuis l'énoncé de cette hypothèse, aucune particule exotique n'a été mise en évidence.

Les quarks possèdent des caractéristiques assez curieuses : ils ont une charge électrique fractionnaire (2/3 de la charge du proton pour l'un d'eux, - 1/3 pour les deux autres), alors que toutes les charges électriques connues jusque là sont des multiples de celle du proton ; leur nombre baryonique est également fractionnaire (1/3 pour chacun d'eux, puisqu'il faut trois quarks pour faire un baryon).

3.3. «Saveurs» et «couleurs» des quarks

Issus du groupe $SU(3)$, les quarks étaient initialement au nombre de trois : on les note u (pour «up»), d (pour «down») et s (pour «strange»). La composition du π^+ est alors $u\bar{d}$, celle du K^+ $u\bar{s}$, et uud pour le proton, udd pour le neutron, uss pour le baryon Σ^+ , ... Mais les théoriciens ont bientôt prédit (à partir des propriétés des «courants neutres» d'interaction faible - voir § 4.2.) l'existence d'un quatrième quark, noté c : poursuivant les plaisanteries terminologiques, ils ont baptisé «charme» la caractéristique, analogue à l'étrangeté, qui distingue le quark c des trois premiers. La découverte expérimentale du charme ne s'est pas fait attendre. Tout d'abord, les «nouvelles particules» apparues en 1974 se sont révélées des particules «à charme caché», c'est-à-dire des états liés $c\bar{c}$ (le charme de l'antiquark \bar{c} étant bien sûr opposé à celui du quark c , le système $c\bar{c}$, nommé «charmonium» par analogie avec le positronium e^+e^- , a un charme global nul). Puis sont venus de véritables hadrons charmés, dans lesquels un seul des quarks constituants est c (ou \bar{c}).

Une cinquième «saveur», appelée «beauté» et portée par un nouveau quark b , a été mise en évidence. Pour des raisons liées aux interactions faibles, on s'attend à ce que les saveurs soient (au moins) au nombre de six (cf. tableau V), et l'on recherche activement, sans succès pour l'instant, le quark t (pour «top», ou «truth», vérité).

Indépendamment de leur «saveur», les quarks possèdent une propriété d'un autre type, que l'on appelle (toujours humoristiquement) la «couleur». L'hypothèse de la couleur est née de considérations purement théoriques. Des arguments très généraux («théorème spin-statistique») impliquent que les particules de spin $1/2$ sont des fermions, c'est-à-dire qu'elles obéissent au principe d'exclusion de Pauli (comme les électrons dans un atome). Pour de multiples raisons, les quarks doivent avoir un spin $1/2$. Or, dans certains baryons, les trois quarks qui les constituent se trouvent dans le même état quantique, ce qui semble violer le principe de Pauli. Il faut pour le rétablir que ces trois quarks ne soient pas en réalité identiques, même s'ils ont même saveur. On est ainsi conduit à postuler que chaque quark d'une saveur déterminée existe en réalité à trois exemplaires, différant par la «couleur».

La couleur joue probablement un rôle fondamental dans les forces qui lient les quarks à l'intérieur des hadrons (cf. § 4.3.). Mais les hadrons connus ne sont pas colorés : la façon dont ils sont construits à partir des quarks fait que les couleurs de ceux-ci se compensent. Et la recherche expérimentale de particules colorées, en particulier des

quarks eux-mêmes, a toujours donné des résultats négatifs. Ceci a pendant longtemps entretenu le scepticisme chez de nombreux physiciens. Mais les évidences indirectes de l'existence des quarks étant très convaincantes, l'opinion qui prédomine actuellement est que la couleur est probablement «confinée» : les quarks et leur couleur existent à l'intérieur des hadrons, mais jamais à l'état libre.

3.4. Les collisions «dures» et les quarks

L'étude expérimentale de la «diffusion profondément inélastique» des électrons sur les protons (réactions dans lesquelles est produit un amas de hadrons de masse globale élevée) a montré (1969) des caractéristiques inattendues : le proton s'y comporte comme un conglomérat de sous-structures ponctuelles, appelées au début «partons». On a depuis inventorié et étudié tout un ensemble de collisions dites «dures» (parce que le projectile y est fortement dévié) dans lesquelles se manifeste ainsi la structure granulaire du nucléon : diffusion profondément inélastique de muons ou de neutrinos, processus d'annihilation électron-positron, collisions à grand angle entre hadrons.

Dès lors qu'apparaissent dans les hadrons des sous-structures, on peut légitimement se demander si ce sont des quarks. La réponse est essentiellement positive. Toutefois, l'identification des partons aux quarks ne se fait pas de la façon simple qu'on imaginerait naïvement : dans les réactions «dures», le proton n'est pas seulement constitué de trois quarks-partons ; les «quarks de valence» uud baignent dans une «mer» formée de paires quark-antiquark de toutes saveurs. Ceci ne pose pas vraiment problème : la structure du proton «vue» dans les collisions dures diffère de celle qu'il a au repos et isolé, à cause du changement relativiste de référentiel.

La découverte et l'analyse des collisions dures, en même temps qu'elles confirmaient l'idée que les hadrons sont constitués de quarks, ont conforté l'hypothèse du confinement : dans une collision dure, un projectile frappe l'un des quarks contenus dans le hadron cible et le dévie très fortement ; si ce quark ne «sort» pas dans ces conditions, c'est qu'une interdiction fondamentale l'en empêche.

4. LES BOSONS DE JAUGE

4.1. L'électrodynamique quantique et le photon

La théorie des interactions électromagnétiques peut être considérée à l'heure actuelle comme (presque) parfaite. Elle permet de prédire ou de reproduire des valeurs données par l'expérience avec plus de dix chiffres significatifs !

Au niveau classique (c'est-à-dire non quantique), tous les phénomènes électromagnétiques découlent de cinq équations fondamentales : le champ électromagnétique, caractérisé par un champ électrique E et un champ magnétique B , vérifie les quatre équations de Maxwell ; d'autre part, l'action d'un champ électromagnétique E, B sur une particule chargée est donnée par la loi de force de Lorentz. Mais deux des équations de Maxwell sont automatiquement satisfaites si l'on introduit un potentiel scalaire V et un potentiel vecteur A , à partir desquels on calcule facilement les champs E et B ; l'ensemble des deux potentiels V et A est appelé une «jauge». Le point important est le suivant : à une jauge V, A donnée correspond un champ électromagnétique E, B unique, mais inversement un champ E, B donné peut être décrit par une infinité de jauges distinctes ; lorsqu'on utilise les potentiels, la théorie est «invariante de jauge», c'est-à-dire que les prédictions obtenues à partir de deux jauges différentes mais donnant les mêmes champs sont identiques.

L'électrodynamique quantique, théorie des champs quantique et relativiste décrivant les photons et les électrons en interaction, est obtenue par application des «règles canoniques de quantification» à l'électrodynamique classique. Ces règles sont formulées dans le cadre du formalisme lagrangien, qui fait intervenir les potentiels électromagnétiques V et A , et non pas directement les champs E et B . L'invariance de jauge de la théorie quantique n'est donc pas du tout évidente, et elle joue un rôle central. On montre en effet que, si on l'impose à un monde où n'existeraient au départ que des électrons sans interactions, elle implique à elle seule les conséquences fondamentales suivantes : (i) existence du «champ de jauge», c'est-à-dire du champ électromagnétique, et donc des particules associées, les photons ; (ii) forme du couplage entre les électrons et les photons ; (iii) masse nulle pour les «bosons de jauge» que sont les photons. L'électrodynamique quantique apparaît ainsi comme une «théorie de jauge», fondée non sur une forme a priori arbitraire de l'interaction, que l'expérience serait chargée de préciser,

mais sur un principe fondamental d'invariance. Les seuls paramètres à déterminer empiriquement sont la masse de l'électron et la « constante de couplage » caractérisant l'intensité de l'interaction, proportionnelle à la charge de l'électron.

4.2. Unification des interactions faibles et électromagnétiques : les « bosons intermédiaires » W^+ , W^- et Z^0

C'est Fermi qui, dès 1936, jeta les premières bases pour une théorie des interactions faibles. Le modèle de Fermi, précisé progressivement grâce à l'accumulation de données expérimentales (notamment depuis la mise au point de faisceaux de neutrinos), est devenu la « théorie courant-courant », qui a fourni le cadre théorique pour l'analyse des interactions faibles jusqu'au début des années 70. Mais cette « théorie » n'en est pas vraiment une, car elle n'est pas « renormalisable » : elle donne irrémédiablement des résultats infinis dès qu'on cherche à dépasser l'ordre un dans la « constante de Fermi » qui caractérise l'intensité de l'interaction. Pourtant, si l'on s'en tient au premier ordre, la « théorie courant-courant » rend correctement compte de tous les processus d'interactions faibles connus jusqu'alors. Elle montre en outre que les interactions faibles font intervenir des courants de forme semblable au courant électromagnétique. Mais l'interaction y est décrite par le produit de deux courants pris au même point d'espace-temps ; elle est donc de portée nulle, et c'est ce qui empêche de la définir au-delà du premier ordre dans la constante de Fermi.

On peut espérer améliorer la situation en supposant que les interactions faibles sont en réalité transmises par l'échange d'un « boson intermédiaire » W , comme les interactions électromagnétiques le sont par l'échange de photons. Cependant, les caractéristiques des interactions faibles exigent que les bosons intermédiaires, contrairement au photon, portent une charge électrique unité ; il y aura donc un W^+ et un W^- . Surtout, leur masse sera très grande, puisque la portée des interactions faibles est très courte (expérimentalement compatible avec zéro).

L'hypothèse des bosons intermédiaires faibles, couplés à des courants, donne aux interactions faibles une structure analogue à celle des interactions électromagnétiques, suggérant une possibilité d'unification. Mais celle-ci ne peut se faire que dans le cadre d'une théorie de jauge (imposé par les interactions électromagnétiques, mais nécessaire aussi pour obtenir une théorie renormalisable), et l'invariance de jauge exigerait une masse nulle pour les « bosons de jauge » (§ 4.1.), alors que

les bosons W ont une masse. Il faut donc que l'invariance de jauge qui fonde la théorie soit quelque part brisée, tout en gardant le rôle central. Une «brisure explicite» (par un terme non invariant petit devant les termes principaux invariants), si petite soit-elle, détruirait tout l'édifice de la théorie de jauge. La seule possibilité est une «brisure spontanée» de l'invariance de jauge : les formules et équations fondamentales de la théorie restent rigoureusement invariées ; mais leur solution décrivant la réalité observée n'est pas symétrique. Ce genre de situation est connu depuis longtemps en physique : la solution symétrique est instable, les solutions stables ne sont pas symétriques (c'est le cas par exemple pour une bille dans une cuvette comportant un renflement central, comme une roulette de casino). Sa réalisation dans une théorie de jauge pose cependant des problèmes techniques délicats, que l'on résout actuellement par le «mécanisme de Higgs-Kibble» : la brisure spontanée est engendrée par des champs auxiliaires qu'il est impossible d'éliminer ensuite complètement ; on prédit donc l'existence d'au moins un «boson de Higgs», qui n'a pas été observé jusqu'ici (mais sa masse, qui n'est pas fixée par la théorie, pourrait être assez élevée pour exclure sa détection dans un avenir proche).

Pour construire une théorie de jauge admettant deux bosons de jauge chargés, il faut introduire une symétrie interne qui les relie. La plus simple, qui fonde la théorie de Weinberg-Salam-Glashow, utilise à nouveau le groupe $SU(2)$ (cf. § 3.1.), qui exige un troisième boson intermédiaire, neutre, en plus des W^+ et W^- . L'existence de ce Z^0 implique à son tour celle d'un courant faible neutre, inconnu jusque là, et distinct du courant électromagnétique, comme des courants faibles chargés couplés aux W^+ et W^- . Les processus faibles engendrés par ce courant neutre ont été mis en évidence expérimentalement (1973), et leurs propriétés sont exactement celles que prédit la théorie.

La théorie de Weinberg-Salam-Glashow, qui décrit de façon unifiée les interactions électromagnétiques et faibles, comporte essentiellement trois paramètres ajustables : la constante de couplage g des trois bosons de jauge symétriques W^+ , W^0 , W^- avec le courant d'«isospin faible» ; la constante de couplage g' du quatrième boson de jauge B^0 avec un autre courant (le photon et le Z^0 physiques sont des combinaisons linéaires des deux bosons de jauge neutres de départ, W^0 et B^0) ; un paramètre η donnant l'échelle de la brisure spontanée de l'invariance de jauge. Pour déterminer ces trois paramètres, on utilise les valeurs expérimentales de la «constante de structure fine» α et de la constante de Fermi, et l'on mesure l'«angle de Weinberg» (dont la tangente est le

rapport g'/g) dans les processus de courant faible neutre. Les masses des bosons intermédiaires faibles W^+ , W^- et Z^0 sont alors fixées, c'est-à-dire prédites.

L'utilisation de l'accélérateur du CERN en «collisionneur» proton-antiproton (cf. § 2.2.), proposée par C. Rubbia en 1976 et réalisée grâce à S. van der Meer, a permis, après un travail d'analyse considérable mené par une équipe de plus de cent physiciens, de mettre clairement en évidence les bosons intermédiaires W et Z (1983).

4.3. La chromodynamique quantique et les gluons

Il semble actuellement que la théorie, si longtemps cherchée, des interactions fortes puisse être fondée sur la notion de «couleur» (§ 3.3.).

L'existence de trois couleurs suggère d'envisager une invariance sous un groupe $SU(3)$, que l'on note $SU(3)_c$ pour rappeler qu'il agit sur la couleur, laissant la saveur inchangée (il n'a donc rien à voir avec la «symétrie unitaire» du § 3.1., qui concernait les saveurs, et seulement d'ailleurs les trois premières). On admet que la symétrie associée au groupe de couleur est exacte, et on l'incorpore dans une théorie de jauge construite sur les mêmes principes que l'électrodynamique quantique et appelée pour cela chromodynamique quantique.

Comme un élément du groupe $SU(3)$ dépend de huit paramètres, on aboutit à huit bosons de jauge de masse nulle (puisque l'invariance de jauge reste exacte), les «gluons». La couleur joue ici un rôle analogue à celui de la charge électrique en électrodynamique quantique, avec cependant une différence fondamentale : par suite de la structure non commutative de $SU(3)$, les gluons sont colorés comme les quarks (alors que le photon n'est pas chargé) ; comme ils se couplent à la couleur (de même que les photons à la charge), les gluons interagissent directement entre eux. On espère que ces interactions, qui donnent à la théorie un comportement à grande distance très différent de celui de l'électrodynamique, expliqueront le confinement de la couleur : il y aura confinement si, lorsqu'on cherche à séparer deux sources de couleur comme le quark et l'antiquark constituant un méson, les forces attractives s'exerçant entre ces objets croissent indéfiniment avec leur distance, interdisant ainsi leur séparation. Il est cependant difficile de démontrer qu'il en est bien ainsi, et encore plus d'analyser comment sont composés les hadrons à partir des quarks et des gluons : comme les interactions confinantes sont très intenses, il est impossible d'utiliser les techniques per-

turbatives (développement en puissances d'un paramètre petit devant 1) qui ont si bien réussi en électrodynamique. On tente actuellement de mettre au point des méthodes non perturbatives, mais la tâche est ardue.

5. RECHERCHES ACTUELLES

5.1. Résumé de la situation. Questions en suspens

On appelle «modèle standard» l'état de la théorie décrit au § 4. : les interactions électromagnétiques et faibles sont unifiées en une «théorie électrofaible» très satisfaisante ; les interactions fortes sont en passe d'être comprises dans le cadre de la chromodynamique quantique. Quant aux interactions gravitationnelles, elles n'ont jusque là joué aucun rôle, à cause des masses très faibles mises en jeu en physique des particules ; elles posent pourtant un problème fondamental, puisqu'on n'a pas encore réussi à construire une théorie quantique cohérente (c'est-à-dire «renormalisable ») de la gravitation.

Le nombre de particules élémentaires du «modèle standard» est visiblement trop élevé pour que ce puisse être la réponse ultime au problème : même si l'on ne compte pas les bosons de jauge (huit gluons et quatre bosons électrofaibles, comprenant le photon) dont l'existence et les propriétés sont impliquées par l'invariance de jauge, il reste six saveurs en trois couleurs chacune pour les quarks, plus six leptons (et même, dans l'état actuel de la théorie, au moins un «boson de Higgs»). L'égalité entre le nombre de saveurs et le nombre de leptons est nécessaire dans la théorie électrofaible, mais deux suffiraient ; c'est le «problème des familles» : le modèle, construit pour une «famille» de deux leptons et deux quarks, doit être répété trois fois. Autrement dit, le problème posé il y a plus de cinquante ans par la découverte fortuite du muon persiste et s'est aggravé : pourquoi existe-t-il trois particules, l'électron, le muon et le taon, en tous points semblables (chacune accompagnée de son propre neutrino) mais de masses si différentes ?

En outre, le «modèle standard» reste à mi-chemin de l'unification des interactions fondamentales : bien que la chromodynamique quantique et la théorie électrofaible soient toutes deux des théories de jauge, aucune relation n'est établie entre elles. Pire encore, le modèle électrofaible actuel introduit deux constantes de couplage g et g' indépendantes (techniquement, le groupe de symétrie sur lequel est construite la théorie de jauge est le «produit direct» des groupes $SU(2)$ et $U(1)$;

pourquoi l'angle de Weinberg, qui caractérise leur rapport, a-t-il la valeur qu'on lui mesure et pas une autre ?

5.2. Tentatives de «grande unification»

Le principal obstacle à l'unification des interactions électrofaibles et fortes réside dans leur différence d'intensité. Mais la chromodynamique quantique, par suite de la structure non commutative du groupe de couleur $SU(3)_c$, est «asymptotiquement libre», c'est-à-dire que l'intensité effective des forces correspondantes tend vers zéro lorsque l'énergie mise en jeu tend vers l'infini. On peut donc envisager que les interactions électrofaibles et les interactions fortes acquièrent la même intensité à énergie suffisamment élevée. Cependant, comme la décroissance d'intensité est seulement logarithmique, les énergies nécessaires sont faramineuses, de l'ordre de 10^{15} GeV. Il est exclu qu'on puisse jamais produire en laboratoire une telle énergie, mais on pense qu'elle a été atteinte et même dépassée dans la grande explosion initiale («big bang») qui a donné naissance à l'Univers. La «grande unification» opérerait ainsi la jonction entre l'exploration de l'infiniment petit (particules fondamentales) et celle de l'infiniment grand (astrophysique et cosmologie) ; cette idée a stimulé des développements très intéressants, notamment sur le problème posé par la prédominance dans l'Univers, de la matière sur l'antimatière.

Dans une théorie grand-unifiée (plusieurs modèles ont été essayés, dont aucun ne s'est jusqu'ici imposé vraiment), on impose l'invariance de jauge dans les transformations d'un groupe englobant le groupe des couleurs $SU(3)_c$ et le groupe $SU(2) \times U(1)$ des interactions électrofaibles. Le plus «petit» d'entre eux, $SU(5)$, introduit 24 bosons de jauge, comprenant les 12 déjà connus ; les 12 autres acquièrent, par brisure spontanée de la symétrie, une masse de l'ordre de 10^{15} fois celle du proton, ce qui nécessite des «bosons de Higgs» supplémentaires ; l'angle de Weinberg est prédit par la théorie, en bon accord avec la valeur expérimentale.

Les quarks et les leptons sont traités de façon symétrique par le «grand groupe». Le «problème des familles» reste entier, mais la parfaite égalité, en valeur absolue, des charges électriques de l'électron et du proton découle de la théorie. La prédiction la plus «révolutionnaire» est sans conteste l'instabilité du proton, due à la non conservation du nombre baryonique que suppose le «mélange» des quarks et des leptons. La durée de vie attendue est certes extrêmement longue

($\sim 10^{32}$ ans), mais la désintégration du proton est activement recherchée depuis plusieurs années par des expériences spéciales, sans succès jusqu'ici.

La grande unification souffre d'un défaut important, dit «problème de la hiérarchie» : elle introduit deux échelles d'énergie très fortement «hiérarchisées», l'une ($\sim 10^{15}$ GeV) caractérisant la brisure spontanée de la «grande symétrie», l'autre (~ 100 GeV) celle de la symétrie électrofaible. Cette énorme différence, fort peu «naturelle», est aussi très difficile à maintenir techniquement : une correction infime (en valeur relative) sur la «grande» échelle fait disparaître la seconde en la multipliant par un facteur gigantesque ; pour rétablir celle-ci au niveau qu'indiquent les masses des W et du Z, il faut ajuster avec une fantastique précision les paramètres libres de la théorie.

5.3. La supersymétrie

La seule solution satisfaisante au «problème de la hiérarchie» serait que les corrections gênantes s'annulent automatiquement, par compensation exacte des divers termes qui y contribuent. Ceci ne peut se produire que sous l'effet d'une symétrie supplémentaire.

Celle que l'on envisage, et que l'on nomme «supersymétrie», est d'un type radicalement nouveau : un (ou plusieurs) des «générateurs» mathématiques qui la réalisent porte lui-même un spin $1/2$, de sorte qu'il transforme les bosons (particules de spin entier) en fermions (particules de spin demi-entier) et vice versa. Ceci présente l'inconvénient d'introduire des partenaires supersymétriques pour les particules fondamentales identifiées jusqu'ici : «squarks» et «sleptons», de spin nul, pour les quarks et les leptons, «jaguinos» de spin $1/2$ pour les bosons de jauge. Cette idée, et les modèles qu'elle inspire, n'ont encore reçu aucun encouragement expérimental, mais les avantages théoriques sont certains. En effet, outre la solution du «problème de la hiérarchie», la supersymétrie permet d'introduire de façon plus naturelle les «bosons de Higgs» ; surtout elle incorpore automatiquement, lorsqu'on en fait une théorie de jauge, les interactions gravitationnelles que les théories grand-unifiées ordinaires laissaient de côté. Les divergences de la théorie quantique de la gravitation sont nettement améliorées, toujours par compensation de termes, mais pas totalement éliminées : la «supergravité» reste non renormalisable.

5.4. Cordes et supercordes

Dans un système quark-antiquark, le champ de couleur résultant est concentré dans un tube étroit qui les joint (contrairement au champ électrique de deux charges opposées, qui s'«étale» dans tout l'espace). L'énergie du système est donc localisée dans ce tube. D'où l'idée des «cordes» : au lieu de chercher à calculer les propriétés du système à partir du quark, de l'antiquark et des gluons qu'ils échangent, on part directement d'un objet linéaire étendu le long duquel est répartie l'énergie. Évidemment, cette image simpliste doit laisser la place à un modèle relativiste et quantique.

Il se trouve que de tels modèles ne peuvent pas «vivre» dans notre espace-temps à 4 dimensions, mais existent dans des dimensions supérieures (10 ou 26, par exemple). Loin de constituer un défaut rédhibitoire, cette propriété est prometteuse : on suppose que, sauf à très haute énergie, les dimensions supplémentaires sont «compactifiées», c'est-à-dire que, au lieu de prendre leurs valeurs sur un axe illimité comme les quatre coordonnées d'espace et de temps, elles sont restreintes chacune à un cercle, trop petit pour être décelable, et se manifestent sous la forme d'une symétrie interne des particules (comme celle de la couleur, par exemple).

Certains placent actuellement de grands espoirs dans la théorie des supercordes, qui allie les idées de supersymétrie et de cordes. Cette théorie, qui ne ferait appel à aucun paramètre ajustable, éliminerait tous les problèmes de renormalisation (y compris ceux de la gravitation) en donnant directement des valeurs finies pour toutes les grandeurs physiques ; en principe, la compactification des dimensions supplémentaires doit fournir les particules observables et leurs propriétés et donc résoudre aussi le «problème des familles». Mais ce programme très ambitieux en est au tout début ; certains aspects des modèles qui ont été tentés sont encourageants, mais l'ensemble des modèles possibles paraît trop vaste pour qu'il soit facile d'exploiter l'unicité de leurs prédictions.

Tableau I : Bosons de Jauge

Symbole	Nom	Masse (MeV/c ²)	Durée de vie τ (s) ou largeur $\Gamma = \hbar/\tau$ (MeV)	Spin
γ	photon	$0 (< 3 \times 10^{-33})$	stable	1
W^+, W^-	boson W	82×10^3	$\Gamma \lesssim 6,5 \times 10^3$	1
Z^0	boson Z zéro	92×10^3	$\Gamma \lesssim 4,6 \times 10^3$	1

Tableau II : Leptons

Symbole	Nom	Masse (MeV/c ²)	Durée de vie (s)	Spin
e^-	électron	0,511	stable	1/2
ν_e	neutrino-é	$< 4,6 \times 10^{-5}$	stable	1/2
μ^-	muon	105,66	$2,2 \times 10^{-6}$	1/2
ν_μ	neutrino-mu	$< 0,25$	stable	1/2
τ^-	tauon	1784	$3,3 \times 10^{-13}$	1/2
ν_τ	neutrino-tau	< 70	stable ?	1/2

Tableau III : Hadrons : 1. Mésons (nombre baryonique nul)

Symbole	Nom	Masse (MeV/c ²)	Durée de vie τ (s) ou largeur $\Gamma = h/\tau$ (MeV)	Spin- parité J^P	Isospin	Étrangeté (composition en quarks)	Charme (composition en quarks)	Beauté (composition en quarks)
π^+ , π^- π^0	pions	139,57 134,96	$\tau = 2,6 \times 10^{-8}$ $\tau = 0,87 \times 10^{-16}$	0 ⁻	1	(ud, ud) 0 $(uu-dd)/\sqrt{2}$	0	0
K^+ K^0	kaons	493,67 497,72	$\tau = 1,24 \times 10^{-8}$ $\tau_S = 0,892 \times 10^{-10}$ $\tau_L = 5,18 \times 10^{-8}$	0 ⁻	1/2	(us) +1 (ds)	0	0
η^0	éta	548,8	$\Gamma = 1,05 \times 10^{-3}$	0 ⁻	0	0	0	0
ρ^+ , ρ^- ρ^0	rho	770 770	$\Gamma = 153$ $\Gamma = 153$	1 ⁻	1	0	0	0
ω^0	oméga	782,6	$\Gamma = 9,8$	1 ⁻	0	0	0	0
K^{*+} K^{*0}	K-star	892,1 892,1	$\Gamma = 51,1$ $\Gamma = 51,1$	1 ⁻	1/2	(us) +1 (ds)	0	0
S^0	S	975	$\Gamma = 33$	0 ⁺	0	0	0	0
f^0	f	1274	$\Gamma = 176$	2 ⁺	0	0	0	0
J/Ψ	j-psi	3096,9	$\Gamma = 0,063$	1 ⁻	0	0	0 (cc)	0
η_c	éta-cé	2981	$\Gamma = 11$	0 ⁻	0	0	0 (cc)	0
χ (3510)	chi-3510	3510,7	$\Gamma < 1$	1 ⁺	0	0	0 (cc)	0
γ	upsilon	9460,0	$\Gamma = 0,043$	1 ⁻	0	0	0	0 (bb)
D^+ D^0	mésion D	1869,3 1864,6	$\tau = 1,05 \times 10^{-12}$ $\tau = 0,43 \times 10^{-12}$	0 ⁻	1/2	0	+1 (cd) (cu)	0
B^+ B^0	mésion B	5271 5275	$\tau = 1,1 \times 10^{-12}$ $\tau = 1,1 \times 10^{-12}$	0 ⁻	1/2	0	0	+1 (ub) (db)

Tableau IV : Hadrons : 2) Baryons (nombre baryonique + 1)

Symbole	Nom	Masse (MeV/c ²)	Durée de vie τ (s) ou ou largeur $\Gamma = \hbar/\tau$ (MeV)	Spin- parité J^P	Isospin	Étrangeté (composition en quarks)	Charme (composition en quarks)	Beauté
P	proton	938,28	stable ($\tau > 10^{32}$ ans)	1/2 ⁺	1/2	(uud)	0	0
n	nucéon neutron	939,57	$\tau = 898$	1/2 ⁺		(udd)	0	0
$\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$	delta	1232	$\Gamma = 115$	3/2 ⁺	3/2	0 (uuu, uud, udd, ddd)	0	0
$N^*(1520)^+$	enne-star	1520	$\Gamma = 125$	3/2 ⁻	1/2	(uud)	0	0
$N^*(1520)^0$	1520	1520	$\Gamma = 125$	3/2 ⁻	1/2	(udd)	0	0
Λ^0	lambda	1115,6	$\tau = 2,63 \times 10^{-10}$	1/2 ⁺	0	-1 (uds)	0	0
Σ^+		1189,37	$\tau = 0,800 \times 10^{-10}$	1/2 ⁺	0	(uus)	0	0
Σ^0	sigma	1192,46	$\tau = 6 \times 10^{-20}$	1/2 ⁺	0	(uds)	0	0
Σ^-		1197,34	$\tau = 1,48 \times 10^{-10}$	1/2 ⁺	0	(dds)	0	0
$\Sigma(1385)^+$		1382,8	$\Gamma = 36$	3/2 ⁺	1	(uus)	0	0
$\Sigma(1385)^0$	sigma 1385	1383,7	$\Gamma = 36$	3/2 ⁺	1	(uds)	0	0
$\Sigma(1385)^-$		1387,2	$\Gamma = 39$	3/2 ⁺	1	(dds)	0	0
Ξ^0		1314,9	$\tau = 2,9 \times 10^{-10}$	1/2 ⁺	1/2	(uss)	0	0
Ξ^-	xi	1321,3	$\tau = 1,64 \times 10^{-10}$	1/2 ⁺	1/2	(dss)	0	0
Ξ^{*0}		1531,8	$\Gamma = 9,1$	3/2 ⁺	1/2	(uss)	0	0
Ξ^{*-}	xi-star	1535,0	$\Gamma = 10$	3/2 ⁺	1/2	(dss)	0	0
Ω^-	grand oméga	1672,5	$\tau = 0,82 \times 10^{-10}$	3/2 ⁺	0	(sss)	0	0
Λ_c^+	lambda-cé	2281	$\tau = 0,17 \times 10^{-12}$	1/2 ⁺	0	0	+1 (udc)	0

Tableau V : «Saveurs» des Quarks

Quark	Charge électrique	Isospin	Étrangeté	Charme	Beauté	Vérité
u	+2/3	} 1/2	0	0	0	0
d	-1/3		0	0	0	0
s	-1/3	0	-1	0	0	0
c	+2/3	0	0	+1	0	0
b	-1/3	0	0	0	-1	0
t (?)	+2/3	0	0	0	0	+1

BIBLIOGRAPHIE

- E. SEGRÈ - «Les physiciens modernes et leurs découvertes. Des rayons X aux quarks» - Fayard, Paris (1984).
- L. VALENTIN - «Le monde subatomique» - Hermann, Paris (tome I : 1986 ; tome II : à paraître).
- «Les particules élémentaires» - Pour la Science, Belin, Paris (1986).
- P. FAYET - «La supersymétrie et l'unification des interactions fondamentales» - La Recherche n° 197 (mars 1988), p. 334.
- M. AGUILAR-BENITEZ et al. - «Particle properties data booklet» - North-Holland, Amsterdam (remis à jour tous les 2 ans - disponible au Service d'Information Scientifique, CERN, 1211 Genève 23, Suisse).