

# Faisons le point

## Les nouvelles particules \*

par Bernard Aubert et Louis Jauneau  
(Laboratoire de l'Accélérateur linéaire d'Orsay)



L. Jauneau



B. Aubert

*La physique des particules a connu une évolution rapide au cours de ces dernières années. Deux grands concepts ont émergé. D'une part, les quarks apparaissent comme les constituants fondamentaux de tous les hadrons, bien qu'on n'ait jamais pu détecter expérimentalement un quark libre. D'autre part, il est maintenant possible d'unifier dans une même théorie l'interaction faible et l'interaction électromagnétique. L'une des théories possibles implique l'existence de courants faibles neutres, qui ont été observés expérimentalement. D'autres font appel à de nouveaux leptons, qui pourraient également expliquer certains phénomènes observés actuellement. Cependant, le modèle simple à trois quarks est insuffisant ; il faut ajouter d'autres quarks, donc au moins un nouveau nombre quantique, le charme, d'où la prédiction d'une nouvelle classe de particules, les particules charmées. Les nouvelles résonances étroites semblent pouvoir s'interpréter en termes des quarks et du charme. Mais les particules charmées existent-elles ? L'effort expérimental actuel devrait apporter bientôt une réponse à cette question cruciale. Si elle est positive, c'est un nouveau chapitre de la physique des particules qui s'ouvre. Si elle est négative, nous assisterons à une remise en question qui ne sera pas moins passionnante.*

### 1. Introduction

Il y a maintenant un peu plus d'un an, la découverte d'une nouvelle particule appelée  $\psi$  (ou  $J$ ), de masse voisine de 3,1 GeV, créait une grande sensation parmi les physiciens. Pourquoi cette surprise ? Depuis une trentaine d'années, le nombre de particules connues n'a cessé de croître jusqu'à dépasser la centaine. Sauf le proton, l'électron et le neutrino, toutes ces particules sont instables. Certaines se désintègrent sous l'effet de l'interaction faible et ont des vies moyennes supérieures à  $10^{-10}$  s. Quelques-unes se désintègrent par interaction électromagnétique (comme le  $\pi^0$  qui disparaît en un temps moyen de  $10^{-16}$  s, en donnant deux photons). Mais la plupart sont des particules très instables, qui se décomposent par

\* Nous remercions vivement la Société Française de Physique de nous avoir permis la reproduction de cet article paru dans son Bulletin de janvier 1976.

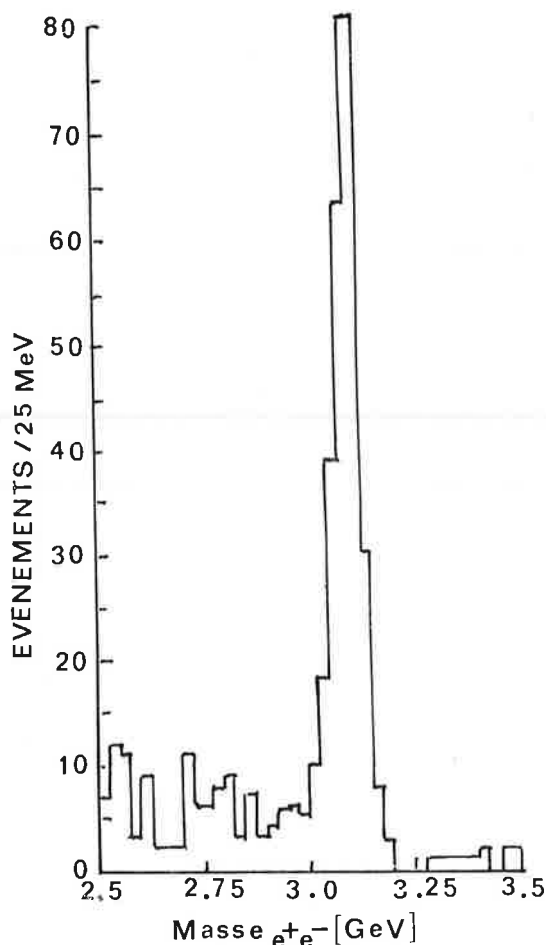


Figure 1.

## 2. Le problème des $\psi$

La première question qui se pose est celle de la nature de ces particules. Les  $\psi$  sont-ils des hadrons, c'est-à-dire des particules participant à l'interaction forte, comme  $\rho^0$ ,  $\omega^0$  et  $\psi^0$ ? Une première hypothèse avait assimilé le  $\psi$  au boson intermédiaire de l'interaction faible. Or le  $\psi$  comme le  $\rho^0$ , peut être créé dans des réactions de photoproduction et dans des réactions entre hadrons. D'autre part, leurs produits de désintégration obéissent aux règles de sélection habituelles des hadrons. Ceci prouve donc leur caractère hadronique.

Leur spin, égal à 1 (en unité  $\hbar$ ), a été déterminé par l'étude de la distribution angulaire des processus  $e^+e^- \rightarrow \psi(\psi') \rightarrow e^+e^-$  et  $e^+e^- \rightarrow \psi(\psi') \rightarrow \mu^+\mu^-$ . L'observation, dans la variation avec l'énergie de la section efficace  $e^+e^-$ , d'un effet d'interférence entre l'amplitude  $e^+e^- \rightarrow \psi(\psi') \rightarrow l^+l^-$  et l'amplitude  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow l^+l^-$  ( $l = e$  ou  $\mu$ ) montre que leur parité est négative. Ce sont donc des mésons vectoriels de spin et parité  $J^P = 1^-$ , comme  $\rho^0$ ,  $\omega^0$  et  $\varphi^0$ .

Mais il faut alors comprendre pourquoi les largeurs de  $\psi$  et  $\psi'$  sont beaucoup plus petites que celles des mésons  $\rho$ ,  $\omega^0$  et  $\varphi^0$ . La largeur d'une particule n'est pas une propriété intrinsèque, elle dépend des modes de désintégration possibles. Si aucune loi de conservation ne l'en empêche, un hadron se désintègre par interaction forte en un temps très court, de l'ordre de  $10^{-20}$  à  $10^{-23}$  s. Un hadron de masse égale à 3 GeV aurait alors une largeur comprise entre 50 et 300 MeV. Un exemple est donné par la résonance  $\pi$ -nucléon (1236), de largeur 110 MeV. Mais la désintégration forte peut être impossible, par exemple

## 3. Les constituants des hadrons

La physique était belle, quand tout l'univers pouvait être reconstruit à partir de quelques constituants : le proton, le neutron et l'électron, plus le photon, quantum du champ électromagnétique, et le méson  $\pi$ , quantum du champ fort. Cette simplicité s'est perdue dans le foisonnement de particules qu'on n'ose plus appeler élémentaires. Mais peut-être est-il possible de la retrouver à un niveau plus profond,

interaction forte en un temps très court, de l'ordre de  $10^{-20}$  à  $10^{-23}$  s. Il résulte de ce que l'on appelle improprement la quatrième relation d'incertitude de Heisenberg que leur masse n'est pas parfaitement définie. Elle est distribuée autour d'une valeur appelée masse de la particule, selon une loi de probabilité dont la largeur varie de quelques MeV à quelques centaines de MeV. Ces particules sont plus souvent appelées résonances. Elles vivent trop peu pour laisser une trace dans un détecteur. Elles se manifestent, soit par l'apparition d'un pic dans la variation avec l'énergie de la section efficace des réactions dans lesquelles elles sont formées (par exemple,  $\pi^+$  + proton forme un état composé  $\Delta$  de masse 1236 MeV et de largeur 110 MeV), soit par la distribution de leurs produits de décomposition (pic dans la distribution de la masse invariante de ces particules secondaires).

La particule  $\psi$  a été observée de deux façons différentes. A Brookhaven, Ting et ses collaborateurs détectaient, dans un spectromètre à deux bras, les paires  $e^+e^-$  produites dans l'impact de protons de 30 GeV sur une cible de béryllium. La distribution de la masse invariante de la paire  $e^+e^-$  présentait un pic très étroit à 3,1 GeV (la largeur vraie étant compatible avec 0) (Figure 1). A Stanford, le  $\psi$  apparaissait comme un pic, à l'énergie correspondante, dans la section efficace des collisions  $e^+e^-$  obtenues dans l'anneau SPEAR. Cette méthode a l'avantage de détecter la résonance indépendamment de ses modes de désintégration :  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  ou hadrons.

D'autres particules (d'abord mises en évidence dans des distributions de masse invariante) avaient déjà été observées de cette façon, en particulier dans les anneaux de collisions  $e^+e^-$  d'Orsay :  $\rho^0$  (770) dans  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\omega^0$  (783) dans  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ ,  $\varphi^0$  (1019) dans  $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$ . Leurs largeurs sont respectivement : 150, 10 et 4,2 MeV. La largeur totale du  $\psi$ , déduite de la variation de la section efficace  $e^+e^-$  au voisinage de 3,1 GeV, est inférieure à 100 keV.

L'existence du  $\psi$  fut confirmée très rapidement par les expériences effectuées avec les anneaux de collisions  $e^+e^-$  ADONE (Italie) et DORIS (R.F.A.). Une seconde particule  $\psi'$ , de masse 3,7 GeV, fut ensuite découverte dans les collisions  $e^+e^-$ . Sa largeur est encore très petite : de l'ordre de 200 keV. L'un de ses modes de décomposition est  $\psi' \rightarrow \psi + 2\pi$ .

Le  $\psi$  a été également observé dans les réactions  $\pi$ -proton,  $\gamma$ -proton et proton-proton (accélérateur de 400 GeV de Batavia, anneaux ISR. du CERN).

pour le méson  $\pi$ , ou interdite par une loi de conservation, par exemple pour les hyperons  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$  (conservation de l'étrangeté). Si la désintégration électromagnétique est possible (cas de  $\pi^0$  et  $\Sigma^0$ ), la largeur est de quelques eV à quelques keV. Si la désintégration électromagnétique est aussi interdite, la seule voie disponible est alors la désintégration faible. C'est en particulier le cas des hyperons (sauf  $\Sigma^0$ ), dont la vie moyenne de l'ordre de  $10^{-10}$  s correspond à une largeur inférieure à  $10^{-5}$  eV.

Donc, ou bien la désintégration de  $\psi$  et  $\psi'$  est de nature électromagnétique, et il faut alors imaginer une nouvelle loi de conservation qui interdise la désintégration forte. Ou bien la désintégration est forte, et il faut faire intervenir un nouveau mécanisme dynamique qui la freine par un facteur de l'ordre de mille. Cette énigme est à rapprocher d'une autre énigme connue depuis longtemps : le méson  $\varphi^0$  a une largeur relativement faible de 4,2 MeV. D'autre part, le mode de désintégration en  $K\bar{K}$  est plus probable (environ 80 %) que le mode en  $3\pi$  (environ 16 %), alors que ce dernier est cinématiquement favorisé (la masse de  $3\pi$  est inférieure à celle de deux mésons K). Il y a donc ici intervention d'un certain mécanisme dynamique. Ceci peut-il servir de guide pour interpréter la faible largeur de  $\psi$  et  $\psi'$  ?

Pour comprendre la nature de ce mécanisme, il nous faut d'abord faire un retour en arrière et parler des hypothétiques constituants universels des hadrons : les quarks.

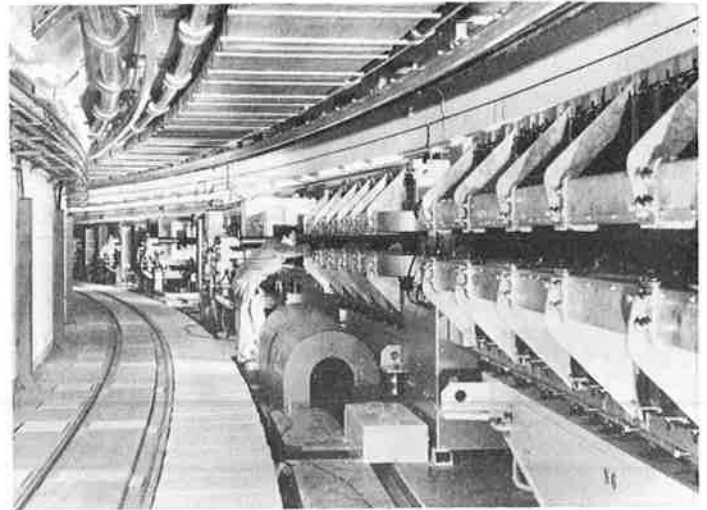
en supposant que tous les hadrons sont formés de quelques constituants élémentaires.

On sait, depuis une vingtaine d'années, que le proton n'est pas ponctuel, mais possède une distribution de charge. Cet aspect flou du proton est mis en évidence par l'étude de la diffusion d'électrons sur une

cible de protons. La section efficace différentielle (c'est-à-dire la distribution angulaire) peut être écrite comme le produit de la section efficace sur une cible ponctuelle par le carré d'une fonction (de  $q^2$ , où  $q$  est la quadri-impulsion transférée de l'électron au proton) appelée facteur de forme. Cette fonction n'est autre que la transformée de Fourier de la distribution spatiale de la charge. Plus la cible est diffuse, plus la décroissance du facteur de forme avec  $q^2$  est rapide.

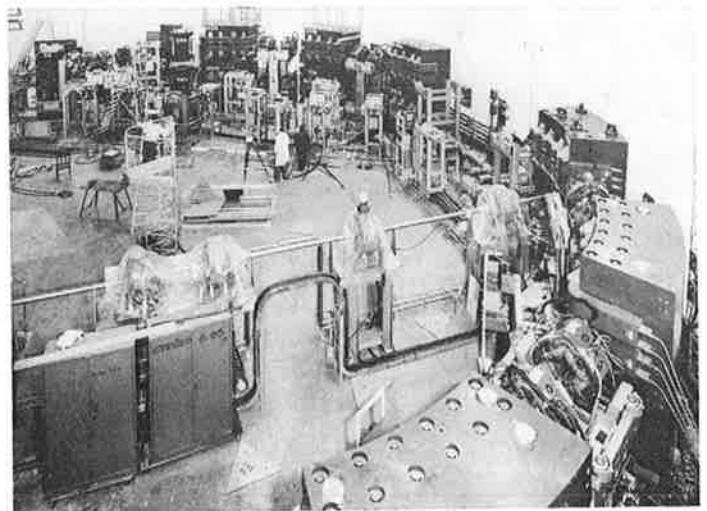
Le grand accélérateur linéaire de Stanford, d'une longueur de 3 km, fournissant des électrons de 20 GeV, permet, en 1969, de faire une observation passionnante. Dans cette expérience, on observe la diffusion inélastique d'électrons très énergiques sur une cible d'hydrogène, et on mesure l'énergie des électrons diffusés sous un angle donné. C'est une mesure spectrométrique très classique, mais le spectromètre pèse 1 700 tonnes! Le spectre d'énergie des électrons diffusés présente d'abord le pic de la diffusion élastique sur proton, puis des pics secondaires correspondant aux états excités du proton, enfin une variation plus lente dans la région très inélastique. On constate que, dans cette région, la section efficace décroît d'autant moins vite avec  $q^2$  que la diffusion est plus inélastique. Autrement dit, le proton apparaît alors comme formé d'objets ponctuels, qui ont été appelés *partons*. Les mouvements des partons sont si rapides que, à plus basse énergie, le proton apparaît comme une gelée. A très haute énergie, on obtient en quelque sorte une image instantanée du proton. D'autre part, si les niveaux atomiques et nucléaires s'interprètent en termes de structure atomique ou nucléaire, comment ne pas être tenté d'interpréter les niveaux excités du proton (c'est-à-dire les résonances baryoniques non étrangères) en termes d'une structure, c'est-à-dire de constituants du proton?

Des constituants possibles avaient été proposés dès 1964 par Gell-Mann et Zweig, sur la base d'une classification des particules. On sait qu'il existe des multiplets de hadrons de masses voisines, qui ne diffèrent que par la charge électrique, par exemple le triplet  $\pi^+\pi^0\pi^-$ . Ces multiplets sont analogues aux multiplets  $2j + 1$  des états de spin, correspondant aux « représentations » du groupe des rotations. Pour les particules, le groupe analogue est celui du spin isotopique. On peut aussi considérer des multiplets plus larges contenant des particules qui diffèrent à la fois par la charge électrique et par l'étrangeté. Par exemple, il existe un octet de baryons de spin 1/2 : proton, neutron et hyperons, et un octet de mésons de spin 0 :  $\pi^+\pi^0\pi^-$ ,  $\eta^0$ ,  $K^+$ ,  $K^0$  et  $K^0$ ,  $K^-$ . Tous les hadrons se classent dans de tels supermultiplets, qui correspondent aux « représentations » d'un groupe de symétrie appelé  $SU_3$ . Or si se trouve que le multiplet fondamental de ce groupe est un triplet, pour lequel, dans  $SU_3$  strict, les charges sont fractionnaires. On peut supposer que ce triplet n'est pas utilisé par la nature, ou bien imaginer qu'il existe un triplet d'objets fondamentaux appelés quarks par Gell-Mann. Ces quarks (notés  $p$ ,  $n$ ,  $\lambda$  ou  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ) seraient donc les constituants fondamentaux de tous les hadrons : un baryon serait formé de trois quarks, un méson d'un quark et d'un antiquark. Ce « modèle des quarks » a donné d'excellents résultats, mais on n'a jamais observé un quark. On peut seulement dire : tout se passe comme si...



Accélérateur à protons de 30 GeV en fonctionnement au CERN (Centre Européen de Recherches Nucléaires) à Genève.

(Photo Roger-Viollet).



Anneaux de collisions  $e^+e^-$  en service à Orsay.

#### 4. Les difficultés du modèle des quarks. Nécessité de nouveaux quarks

En fait, le modèle simple à 3 quarks n'est pas parfaitement satisfaisant et on est amené, pour des raisons diverses, à introduire des quarks supplémentaires, c'est-à-dire à dépasser  $SU_3$ .

a) D'abord, on peut ne pas aimer les charges fractionnaires, bien qu'elles ne contredisent aucun grand principe de la physique. Pour cela, dès 1964, plusieurs physiciens ajoutent au modèle un quatrième quark, donc un nombre quantique supplémentaire (une nouvelle « charge » analogue à l'étrangeté) que Bjorken et Glashow appellent « charme » (au sens magique du terme). Le groupe de symétrie devient alors  $SU_4$ . Ceci entraîne l'existence d'une nouvelle classe de particules : les particules charmées.

b) Une difficulté beaucoup plus sérieuse est la suivante. Puisque les baryons de spin 1/2 et 3/2 sont formés de 3 quarks, les quarks doivent avoir un spin 1/2, donc sont des fermions obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. Ainsi les trois quarks d'un baryon (par exemple un proton) doivent se trouver dans un état totalement antisymétrique. D'autre part, si l'on tient compte du spin, il existe six états fondamentaux de quark, chaque état  $p$ ,  $n$  ou  $\lambda$  ayant deux états de spin. Le groupe complet de symétrie est alors  $SU_6$ , et on constate que les baryons de spin 1/2 et 3/2 (valeurs qui résultent de la combinaison de trois spins 1/2) forment un multiplet de ce groupe de dimension 56. Or ceci correspond à une « représentation » symétrique de  $SU_6$ , et on doit en conclure que la fonction d'espace des 3 quarks est antisymétrique dans l'état fondamental, alors que l'état le plus bas d'un système de particules est toujours un état symétrique.

Pour résoudre le problème, Han et Namhu avaient introduit non plus un, mais trois triplets de quarks, avec l'hypothèse qu'un baryon formé de 3 quarks est une combinaison antisymétrique des trois triplets. Du même coup, ils pouvaient attribuer à leurs quarks des charges entières, ce qui n'est pas indispensable car d'autres modèles considèrent 3 triplets identiques de quarks de charges fractionnaires. Pas tout à fait identiques cependant : on dit maintenant que les 3 triplets diffèrent par leur « couleur », c'est-à-dire par un nouveau nombre quantique.

c) Une autre difficulté a surgi quand on a voulu étendre aux hadrons les théories de jauge unifiant interaction faible et interaction électromagnétique. Ces théories introduites pour débarrasser l'interaction faible des infinis qui apparaissent dans certains calculs (à l'image de ce qui avait été réalisé pour l'interaction électromagnétique), nécessitent l'introduction, soit de courants faibles neutres, soit de nouveaux leptons. On sait que les courants neutres ont été observés dans les interactions de neutrinos, sous la forme  $\nu_\mu + \text{nucléon} \rightarrow \nu_\mu + \text{hadrons}$  (les courants chargés se manifestent par  $\nu_\mu + \text{nucléon} \rightarrow \mu^- + \text{hadrons}$ ). Par contre, la désintégration faible  $K^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ , qui fait intervenir un courant neutre changeant l'étrangeté, n'a pas été détectée.

Ce courant doit donc être supprimé dans la théorie. On y parvient par un mécanisme de compensation en introduisant des quarks supplémentaires, le schéma le plus simple étant celui qui fait intervenir un quark charmé.

d) Certains infinis qui apparaissent dans la théorie classique de l'interaction faible (« anomalies triangulaires » d'Adler) ne peuvent être supprimées que par une compensation entre tous les champs élémentaires de fermions, c'est-à-dire les leptons et les quarks. Dans le modèle de Weinberg, qui ne fait pas intervenir de nouveaux leptons, ceci conduit à une contrainte très forte : la somme des charges des leptons et des quarks doit être nulle. On en déduit donc que la somme des charges des quarks doit être égale à  $+\frac{2}{3}$ , puisque les seuls leptons chargés sont  $e^-$  et  $\mu^-$  (les antileptons n'entrent pas en jeu ici). Pour

cela, on est amené, dans les modèles les plus simples, à considérer trois quartets de quarks, c'est-à-dire à introduire à la fois le *charme* et la *couleur*.

e) Dans un modèle de quarks ( $p, n, \lambda$ ), le méson  $\pi^0$  est considéré comme une combinaison linéaire d'états liés  $\bar{p}p$  et  $\bar{n}n$ . Mais ceci ne permet pas d'obtenir la valeur correcte de la vie moyenne. Il est nécessaire de tripler le nombre de quarks, c'est-à-dire d'introduire la couleur.

## 5. Essais d'interprétation des particules $\psi$

a) Puisque les  $\psi$  sont très étroits, on peut d'abord imaginer que leur désintégration se fait par voie électromagnétique. Ceci est possible dans un modèle « coloré » du type Han-Nambu, dans lequel les trois quartets possèdent des charges différentes. Supposons que l'interaction forte respecte la couleur. Par contre, l'interaction électromagnétique ne la conserve pas puisque la charge électrique dépend de la couleur (le photon est « coloré »). Donc, si les  $\psi$  sont des « états excités de la couleur », leur désintégration ne peut être qu'électromagnétique.

Cette interprétation se heurte immédiatement à des difficultés. Les désintégrations radiatives, comme  $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ , devraient être favorisées, ce qui n'est pas le cas (par contre, on observe  $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ). D'autre part, si l'on essaie d'estimer la largeur du  $\psi$  d'après les largeurs mesurées de  $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$  et  $\omega^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ , on trouve une valeur beaucoup trop grande. Il semble donc qu'on puisse conclure que les  $\psi$  se désintègrent par interaction forte. Mais il faut alors imaginer un mécanisme dynamique qui réduise le taux de désintégration par un facteur d'environ 1 000. Ceci peut-il s'expliquer par le charme?

b) Les  $\psi$  ne sont pas des particules charmées, puisqu'ils sont formés par  $e^+e^-$ , mais ils peuvent contenir des constituants charmés (charme caché). Et l'exemple du  $\phi^0$ , qui est relativement étroit (largeur 4,2 MeV) est instructif à cet égard. Si le  $\phi^0$  avait eu une masse inférieure à la masse KK, il aurait été encore plus étroit!

(les gluons sont les quantas du champ de force s'exerçant entre quarks) qui donneront à leur tour les  $q$  et  $\bar{q}$  contenus dans  $3\pi$ . Les règles de sélection hadroniques interdisent l'échange d'un ou deux gluons, il en faut au moins trois. Donc, si le couplage quark-gluon n'est pas très fort, on peut comprendre que le premier schéma soit beaucoup plus probable que le second. Ceci s'exprime par une règle empirique appelée règle de Zweig.

On voit donc poindre une interprétation possible de l'étroitesse des  $\psi$ . Dans un modèle  $SU_4$ , les mésons vectoriels neutres sont des combinaisons linéaires indépendantes de  $\bar{p}p, \bar{n}n, \bar{\lambda}\lambda$  et  $c\bar{c}$ , où  $c$  est le quark charmé. Si  $SU_4$  est brisé de la même manière que  $SU_3$ , on peut penser qu'un méson vectoriel, que nous appellerons  $\phi_c$ , est purement  $c\bar{c}$ . Un tel méson préférera donc se désintégrer en particules charmées (Figure 3) :

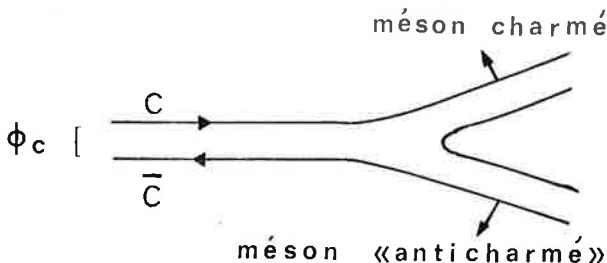


Figure 3.

Mais si sa masse est inférieure à la somme des masses des deux mésons charmés,  $\phi_c$  devra se désintégrer en particules non charmées (Figure 4) :

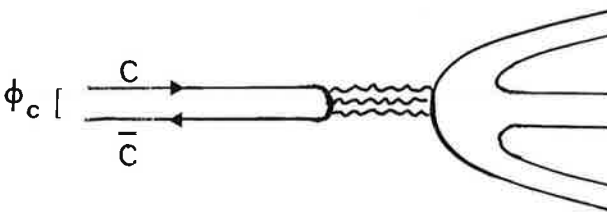


Figure 4.

et sa largeur sera donc plus faible. Peut-on conclure que  $\psi \equiv \phi_c$ ?

Les choses ne sont pas encore aussi simples. La largeur partielle de  $\phi \rightarrow 3\pi$  est environ 500 keV. Si on extrapole ce résultat à un méson de masse 3 GeV, on trouve que la largeur devrait être comprise entre 1 et 5 MeV. Ceci avait d'ailleurs été calculé par des théoriciens avant la découverte des  $\psi$ . À l'automne 1974, les expérimentateurs cherchaient un méson vectoriel de faible largeur. La surprise fut d'observer une largeur beaucoup plus faible que prévue et de trouver deux particules de cette nature!

Pourquoi la règle de Zweig semble-t-elle plus stricte pour les  $\psi$  que pour  $\phi^0$ ? Tout se passe comme si (une fois de plus!) la constante de couplage quark-gluon diminuait quand l'énergie augmente. Mais ceci est justement ce qui est prédit par un modèle de théorie des champs dit de « liberté asymptotique », qui n'a d'ailleurs pas été construit pour les besoins de la cause. La liberté asymptotique permet de comprendre pourquoi les quarks, très fortement liés dans un proton par exemple, apparaissent comme libres dans les interactions de très grande énergie, d'où les succès des modèles de quarks.

Pourquoi deux  $\psi$ ? le système  $c\bar{c}$  est comparable au positronium  $e^+e^-$  (ou à l'atome d'hydrogène). On l'appelle « charmonium ». Il peut exister dans différents états de spin. L'état de spin 1 le plus bas est le triplet  $^3S_1$  dans les notations spectroscopiques usuelles, c'est-à-dire l'« orthocharmonium ». Comme dans le cas de l'atome d'hydrogène,

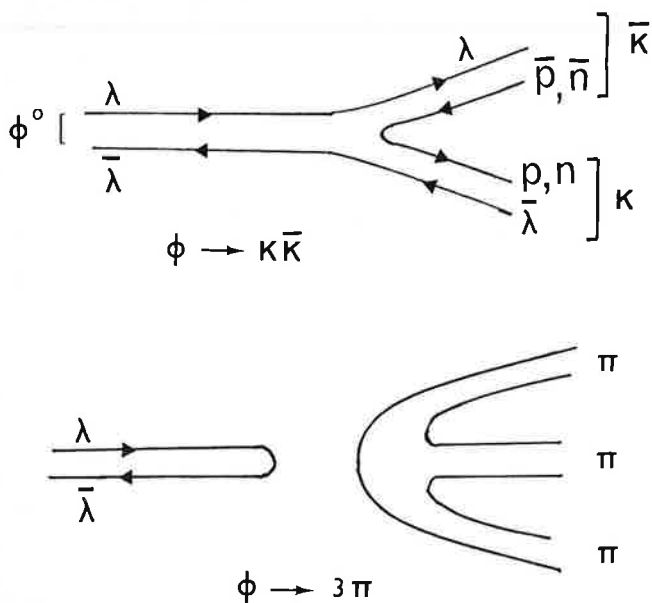
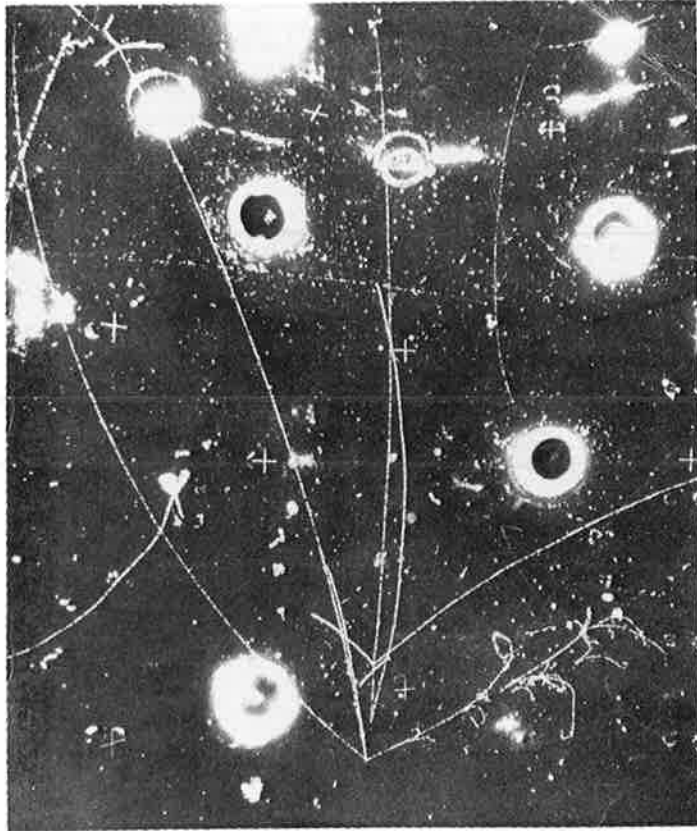


Figure 2.

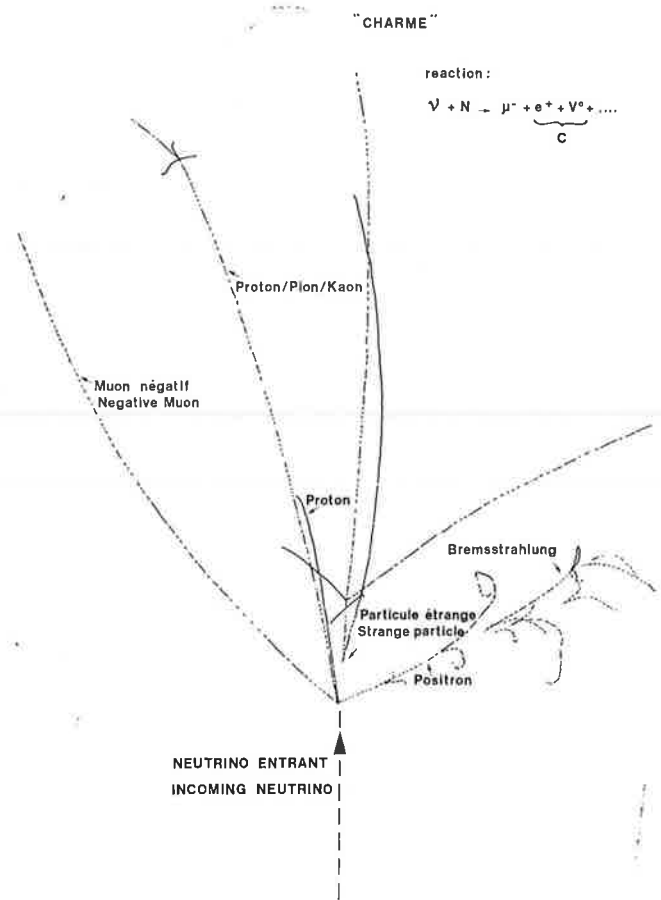
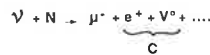
Dans le second schéma, des lignes de quarks sont déconnectées. On peut dire que  $\lambda$  et  $\bar{\lambda}$  doivent d'abord s'annihiler en « gluons »

\* Une antiparticule est décrite comme une particule qui remonte le temps, d'où  $\rightarrow$  pour  $\lambda$  et  $\leftarrow$  pour  $\bar{\lambda}$  par exemple.



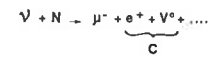
"CHARME"

reaction :



"CHARME"

reaction :



Observation dans la chambre à bulles Gargamelle d'un événement comportant deux leptons  $\mu^-e^+$  et une particule étrange.

des excitations radiales sont possibles, caractérisées par un nombre quantique principal. On prévoit donc l'existence d'une série de niveaux, c'est-à-dire de particules de masses de plus en plus élevées.

Si leur masse est inférieure à deux fois la masse d'un méson charmé, ces particules devront se désintégrer en particules ordinaires, et la règle de Zweig freinera leur désintégration, d'où une largeur faible.

## 6. La recherche des particules charmées

Cette interprétation séduisante des nouvelles résonances  $\psi$  implique donc l'existence d'une nouvelle classe de particules, les particules charmées. Ces particules, si elles existent, ont une certaine analogie avec les particules étranges. La différence est que c'est l'observation des particules étranges qui a entraîné l'hypothèse du nombre quantique étranger, alors que le nombre quantique charme a d'abord été introduit pour des raisons théoriques, et les particules charmées restent encore à découvrir!

Le groupe de symétrie  $SU_4$  détermine le nombre et, en partie, les propriétés des particules charmées attendues, de même que le groupe  $SU_3$  fixait le nombre de particules étranges et avait permis de prédire l'existence d'un nouvel hyperon  $\Omega^-$ , seul élément manquant d'un décuplet. Dans le schéma  $SU_4$ , par exemple, les mésons (pseudo-scalaires, ou bien vectoriels) doivent constituer un multiplet de dimension 15, contenant, outre les neuf mésons habituels (singulet et octet de  $SU_3$ ), trois mésons de charme + 1 ( $D^+$ ,  $D^0$  et  $F^+$ ), et trois mésons de charme - 1.  $D^+$  et  $D^0$  n'ont pas d'étrangeté,  $F^+$  a une étrangeté + 1. De même, la théorie prévoit que les baryons de spin 1/2 (dont les nucléons) doivent former un multiplet de dimension 20. Les masses ne sont pas parfaitement fixées : on peut penser qu'elles sont de l'ordre de 2 GeV pour les mésons et 3 GeV et plus pour les baryons. Nous avons vu que, si les  $\psi$  peuvent être interprétés par l'hypothèse du charmonium, la masse des mésons D est comprise entre 1,85 et 2,05 GeV!

C'est le cas de  $\psi(3,1)$  et  $\psi'(3,7)$ . Dans le cas contraire, la désintégration en une paire de mésons charmés sera très rapide. Effectivement, les physiciens de SPEAR, à Stanford, ont observé une « bosse » très large à 4,1 GeV ( $\psi''$ ). Dans l'hypothèse du charmonium, on peut donc en conclure que la masse d'un méson charmé serait de l'ordre de 2 GeV, c'est-à-dire dans un domaine tout à fait accessible à l'expérience.

Comme l'étrangeté, le charme est strictement conservé par les interactions fortes et électromagnétiques, c'est-à-dire que, dans ces interactions, les particules charmées ne peuvent être produites qu'en paires, comme les annihilations  $e^+e^-$ . Par contre, l'interaction faible change le charme et les réactions de neutrinos permettent en principe de produire une seule particule charmée.

D'autre part, les particules charmées ayant les masses les plus faibles se désintégreraient par interaction faible en particules ordinaires, avec des vies moyennes très courtes, de l'ordre de  $10^{-13}$  s, et donc ne pourraient laisser une trace visible dans un détecteur (sauf peut-être dans des émulsions nucléaires). La condition de suppression de la désintégration  $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  fixe les règles de sélection qui gouvernent la variation des nombres quantiques, d'où une prédiction très stricte sur les états finals de désintégration.

Supposons, par exemple, qu'un méson charmé soit créé dans une réaction de neutrino :



Le méson D, s'il est chargé, peut se désintégrer en une paire de leptons :  $\mu^+\nu_\mu$  ou  $e^+\nu_e$  (comme  $K^+$ ). S'il se désintègre avec émission de mésons (avec ou sans la paire de leptons), les règles de sélection imposent que l'état final hadronique ait une étrangeté - 1. Donc la production d'un méson charmé se traduira par un signal très caractéristique :

l'observation de deux leptons chargés  $\mu^- \mu^+$  ou  $\mu^- e^+$ , ou la production d'un méson  $\bar{K}$  (qui est interdite dans une réaction de neutrino en l'absence de particule charmée) ou l'ensemble de ces deux phénomènes. On aura un signal du même type dans le cas de la production d'un baryon charmé.

La recherche des particules charmées est menée très activement dans tous les grands centres de physique des particules, dans les interactions fortes, électromagnétiques et faibles. Les expériences sont en cours avec les réactions proton-proton aux ISR du CERN et à Batavia, les réactions antiproton-proton (dans la chambre à bulles BEBC) et les réactions de photoproduction. Les résultats semblent être négatifs dans l'étude des réactions  $\pi$ -proton (spectromètre  $\Omega$  du CERN) et des annihilations  $e^+e^-$ , où l'on n'observe pas de  $K^-$  dans les produits de l'annihilation. Par contre, quelques « signaux »

apparaissent, en particulier dans les expériences neutrinos. Des événements avec deux leptons ont été observés dans les expériences effectuées à Batavia dans le faisceau de neutrinos du grand accélérateur de 400 GeV. Dans la chambre à bulles à liquide lourd Gargamelle, installée au CERN, trois événements ont été observés, comportant  $\mu^- e^+$  et une particule étrange. Dans la chambre à bulles à hydrogène de 7 pieds de Brookhaven, exposée dans un faisceau de neutrinos de l'accélérateur de Batavia, un événement comportant un hypéron  $\Delta^0$  pourrait s'interpréter comme dû à la production d'un baryon charmé. Enfin, à Stanford, on a observé des réactions  $e^+e^- \rightarrow e^\pm + \mu^\mp$  dans lesquelles une partie de l'énergie disparaît sans qu'un photon ait pu être détecté. Comme on le voit, la situation est encore confuse, et un grand effort expérimental est nécessaire pour apporter une clarification.

## 7. Les états du charmonium

L'interprétation de  $\psi(3,1)$  et  $\psi'(3,7)$  comme états du charmonium implique l'existence d'autres états. Il est possible de développer une spectroscopie du charmonium, analogue à la spectroscopie du positronium ou de l'atome d'hydrogène. Le potentiel quark-antiquark est ici inconnu, mais la connaissance des niveaux d'énergie permettrait d'obtenir des renseignements sur ce potentiel. Comme dans le cas de l'atome d'hydrogène, ces niveaux se classent selon les valeurs du nombre quantique principal  $n$  (excitation radiale) et celles du moment angulaire orbital  $L$  (états S, P, D...). Le spin total  $J$  résulte de la composition du moment angulaire orbital  $L$  et du spin  $s = 0,1$  du système  $\bar{c}c$ .

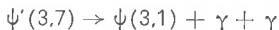
On devrait donc avoir en utilisant la notation spectroscopique  $n^{2s+1}L_J$  :

— les états de l'*orthocharmonium* ( $L = 0, s = 1, J = 1$ )  $1^3S_1, 2^3S_1, \dots$  identifiés avec (3,1), (3,7)...

— les états du *paracharmonium* ( $L = 0, s = 0, J = 0$ )  $1^1S_0, 2^1S_0, \dots$

— les états P ( $L = 1$ ) :  $^0P_1$  ( $s = 0$ ),  $^3P_0, ^3P_1$  et  $^3P_2$  ( $s = 1$ ).

Il semble que plusieurs niveaux aient été mis en évidence récemment dans les expériences effectuées auprès des anneaux DORIS (Hambourg) et SPEAR (Stanford). En effet, on a observé les transitions :



dans lesquelles les énergies des photons semblent se grouper autour de deux valeurs bien définies (malheureusement, le nombre d'événements est encore faible). Ceci semble indiquer l'existence d'au moins deux niveaux intermédiaires, de masses 3,4 et 3,5 GeV, appelés  $P_c$  ( $c$  pour charme).

D'autre part, on a observé la désintégration radiative de  $\psi(3,1)$  vers un état de masse voisine de 2,8 GeV :



Ce niveau pourrait être identifié avec le premier état du paracharmonium ( $\eta_c$ ).

L'interprétation de ces premiers résultats peut se résumer dans le schéma suivant (Figure 5) :

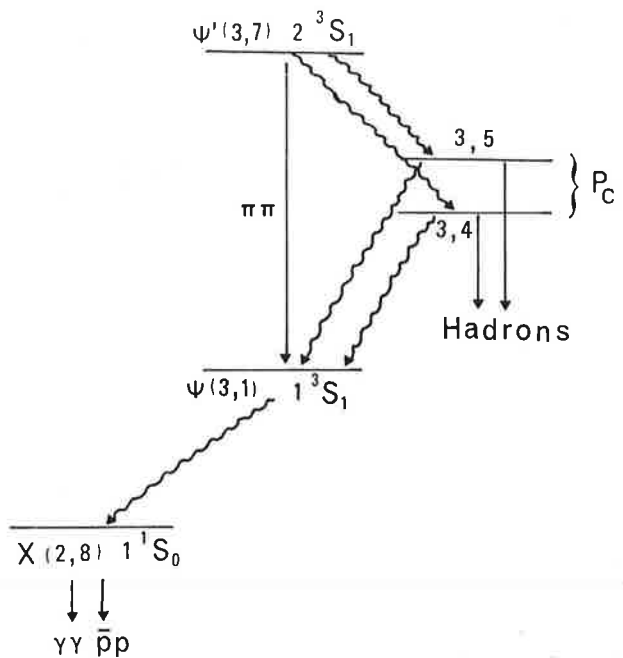


Figure 5.