



LES NOUVEAUX QUARKS

F. Vannucci

► **To cite this version:**

F. Vannucci. LES NOUVEAUX QUARKS. Congrès général de la société française de physique, 1979, Toulouse, France. pp.C3-91-C3-97, 10.1051/jphyscol:1980313 . jpa-00219832

HAL Id: jpa-00219832

<https://hal.science/jpa-00219832>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LES NOUVEAUX QUARKS

F. VANNUCCI

LAPP Annecy

1. Introduction. — Ces dernières années ont vu une grande vitalité en physique des particules. Sur le front de la théorie, l'unification des interactions faibles et électromagnétiques s'affirme comme un progrès considérable tandis que la chromodynamique quantique permet d'espérer une compréhension des interactions fortes. En expérimentation le progrès a été essentiellement marqué par la découverte de nouvelles particules et c'est cet aspect des récents développements en physique des hautes énergies que cet exposé tentera de couvrir.

2. Les particules élémentaires. — La notion de particules élémentaires a évolué avec le temps: en 1932 les physiciens atteignaient un système cohérent de cinq constituants pour expliquer la structure intime de la matière: proton, neutron, électron, neutrino et photon. Mais rapidement vint le désordre avec la découverte successive des mesons, des résonances, des particules étranges à tel point que plus de 100 états hadroniques sont aujourd'hui répertoriés. Il est difficile d'imaginer une telle complexité pour un système fondamental de constituants. Un nouvel ordre émergea avec l'idée de quarks construisant la matière hadronique. Effectivement on peut engendrer les hadrons observés expérimentalement à partir de trois quarks u, d et s, les mesons étant des composés $q\bar{q}$ et les baryons qqq .

C'est à ce niveau que ces dernières années virent une grande évolution puisque les nouvelles particules nécessitent l'introduction de nouveaux quarks.

3. Nombres quantiques des quarks. — Quoique non découverts comme particules libres, les quarks ont des nombres quantiques bien établis:

- spin $\frac{1}{2}$: rendu nécessaire par la spectroscopie des hadrons et confirmé expérimentalement par la règle de Callan-Gross ou la phénoménologie du modèle de Drell-Yan;

- parfum: anciens quarks u, d et s, nouveaux quarks c, b et probablement bientôt t;

- charge fractionnaire de sorte que les particules libres aient des charges entières: charge $\frac{2}{3}$ pour les quarks u, c et t, charge $-\frac{1}{3}$ pour d, s et b;

- couleur nécessitée par plusieurs considérations: la fonction d'onde de fermions doit être totalement antisymétrique, or en terme de quarks $\Omega^-(sss)$ ou $\Delta^{++}(uuu)$ sont symétriques en spin, espace et parfum. On construira la fonction d'onde antisymétrique par rapport à un nouveau nombre quantique: la couleur, chaque quark pouvant apparaître avec trois couleurs différentes et les particules libres étant de couleur neutre. Ce nombre supplémentaire de quarks permet également de rétablir l'accord entre calcul et expérience pour la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, la section efficace du mécanisme de Drell-Yan et le rapport R dont on parlera plus loin. Il est intéressant de noter que seules les combinaisons $q\bar{q}$ et qqq de 1, 2 ou 3 quarks peuvent être neutres par rapport à la couleur.

4. Les nouvelles particules. — En novembre 1974 était découverte une nouvelle particule J/ψ , de masse $3.1 \text{ GeV}^{1,2}$. Les deux aspects de J/ψ sont montrés sur les figures 1 et 2. La figure 1 présente la masse reconstruite du système e^+e^- dans la réaction $pA \rightarrow e^+e^- + X$ et la fig. 2 présente la section efficace de production hadronique en réactions e^+e^- .

On peut imaginer les deux processus reliés phénoménologiquement, tous deux pouvant être décrits par un diagramme d'annihilation en un photon virtuel. Par contre expérimentalement les deux types d'expériences sont très différents.

En collisions hadroniques, il faut extraire un signal très faible d'un fond hadronique énorme. Pour mettre en évidence la production de J/ψ , il faut donc choisir un mode de désintégration commode à identifier et pour cela les leptons e ou μ offrent

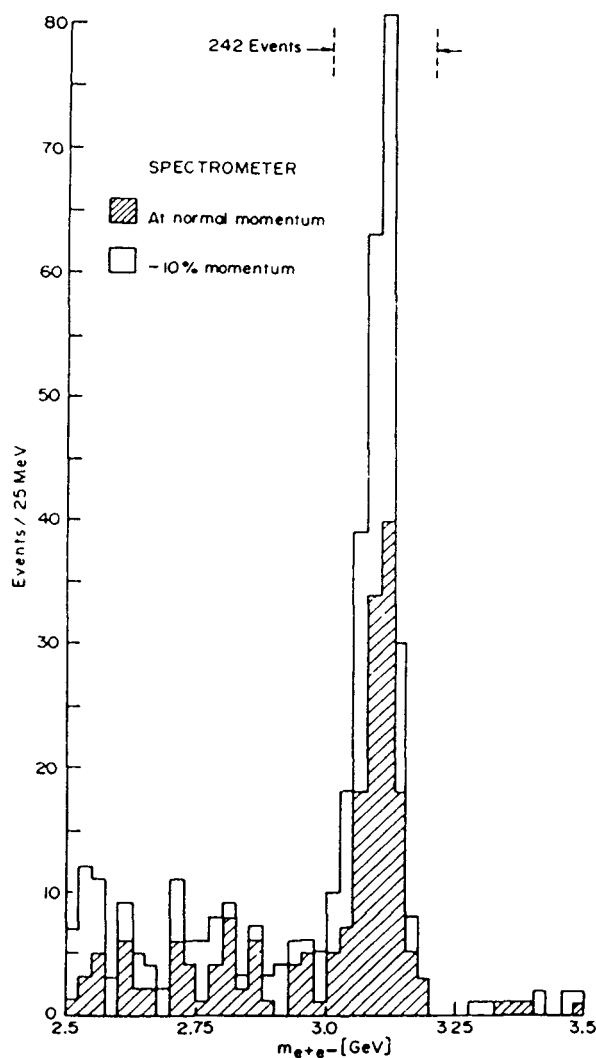


Fig. 1 Le J/ψ découvert comme pic dans la masse invariante de paires e^+e^- produites en collisions hadroniques.

des caractéristiques permettant une signature relativement aisée. Il faut ensuite une réjection très bonne des hadrons et l'expérience de Brookhaven qui mit en évidence le J/ψ avait une réjection 10^{-6} pour signer les électrons isolés. Une telle réjection, et une résolution suffisante sont difficiles à obtenir sur un grand angle solide, et on ne peut voir les particules ayant accompagné le J/ψ . Par contre, cette méthode offre l'avantage de balayer, en une seule prise de données, toute la région de masses ouvertes par la cinématique de la réaction.

Dans les interactions e^+e^- , auprès d'un anneau d'accumulation, l'environnement est beaucoup plus propre car les sections efficaces sont très faibles. Il faudra couvrir un grand angle solide ce qui donne l'avantage de voir entièrement toutes les particules produites dans la réaction. D'autre part l'état

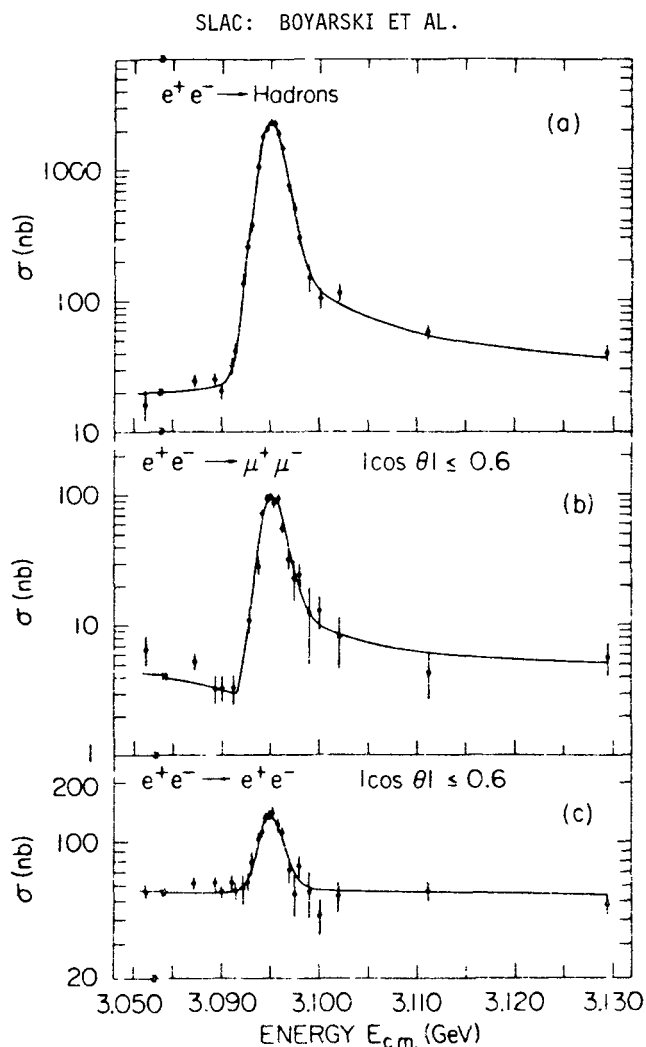


Fig. 2 Le J/ψ découvert comme pic dans la section efficace de la réaction $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$.

initial est très bien connu et toute l'énergie disponible est utilisée. La résolution en énergie n'est plus dictée par la résolution de détection de l'appareillage mais par la résolution de l'anneau qui est infiniment meilleure. Le seul inconvénient de la méthode réside dans la nécessité de balayer point par point la région d'énergie offerte par la machine, ce qui rend une découverte de pic étroit hautement chanceuse.

Les figures 3 et 4 montrent les deux détecteurs qui mirent en évidence le J/ψ dans les deux types de recherche que l'on vient de décrire.

Après la découverte du J/ψ et quelques jours plus tard celle du ψ' , ce type de recherche fut poursuivi à plus haute énergie et un nouveau pic étroit le γ fut trouvé en collisions hadroniques au Fermilab avec une masse d'environ 10 GeV et confirmé en réactions e^+e^- à Desy.

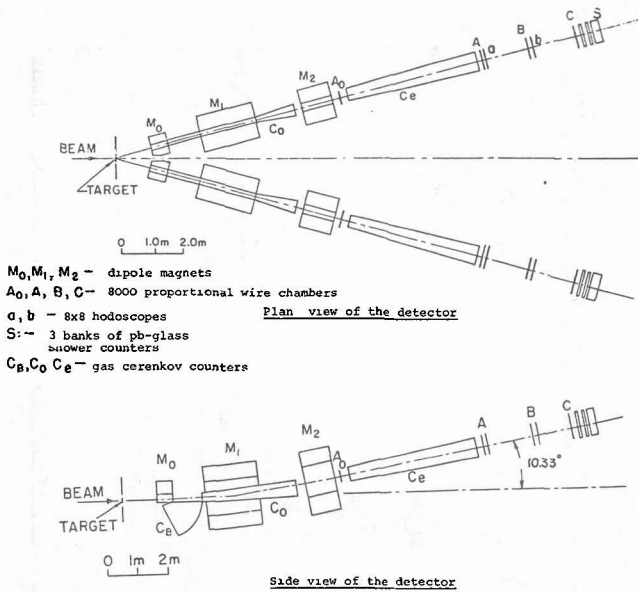


Fig. 3 Schéma du bispectromètre ayant mis en évidence le J/ψ à Brookhaven.

5. Le charme. — La grande nouveauté du J/ψ tient dans la largeur de cette nouvelle particule. Les physiciens étaient habitués à des largeurs de l'ordre de 100 MeV pour des particules de masse élevée, et soudain, avec une masse de 3100 MeV, une particule d'une largeur de 70 keV a été trouvée. Transposé en temps de vie, le J/ψ vit environ 1000 fois plus longtemps qu'une particule se désintégrant par un processus fort non inhibé. Ce paradoxe fut résolu en imaginant la nouvelle particule comme étant un méson vecteur constitué d'un nouveau quark c et de son antiquark $\bar{c}$. Le J/ψ ne porte donc pas le nouveau nombre quantique charme, caractéristique du quark ainsi introduit, mais du fait de sa constitution, ses désintégrations sont ralenties. Ceci est expliqué par la règle dite de Okubo-Zweig³⁾. La désintégration d'un système $c\bar{c}$ ne peut se faire qu'en un système de quarks anciens et cette désintégration correspond à un diagramme de quarks nécessairement déconnecté. La règle veut qu'un tel processus soit inhibé, expliquant ainsi la longue vie du J/ψ .

En fait, l'idée d'un quatrième quark est antérieure à la découverte du J/ψ et l'interprétation de la nouvelle particule fut aisée puisque le cadre théorique existait déjà. L'introduction du charme rétablissait la symétrie entre les quarks dans le courant faible et permettait d'expliquer la non existence des courants neutres faibles, changeant l'étrangeté⁴⁾.

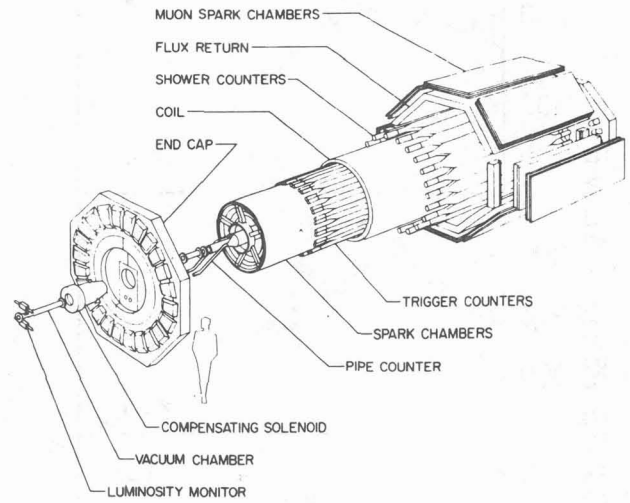


Fig. 4 Schéma du détecteur Mark I utilisé auprès de l'anneau e^+e^- SPEAR à SLAC.

6. Spectre du charmonium. — Le J/ψ correspond à l'état lié $c\bar{c}$ qui couple directement au photon et donc a les nombres quantiques du photon $J^{PC} = 1^{--}$. On s'attend à une famille d'état $c\bar{c}$, avec différents alignements des spins de quarks et différents moments angulaires: un état singulet 1S_0 , un état 1P_2 avec conjugaison de charge C impaire, trois états $^3P_{2,1,0}$ avec C paire, quatre états D... Dans cette nomenclature J/ψ et son état excité ψ' correspondent aux états 1^3S_1 et 2^3S_1 , les quarks ayant leurs spins parallèles et sans moment angulaire relatif.

Des calculs non relativistes, utilisant un potentiel de la forme:

$$V(r) = -4\alpha_s/3r + ar + V_0$$

donnent des prédictions quantitatives quant à l'intervalle entre niveaux et à la largeur des différents états, mais le nombre d'états attendus ne dépend que de l'hypothèse de la constitution du J/ψ en quark antiquark.

Seuls les états 1^{--} qui couplent au photon, peuvent apparaître comme pics dans la section efficace de production hadronique dans la réaction e^+e^- . Les autres états doivent être recherchés dans des désintégrations d'états 1^{--} . En particulier, les masses des états P sont supposées être entre les masses du J/ψ et du ψ' . Ainsi on peut espérer la production des états P dans les désintégrations:

$$\psi' \rightarrow \gamma + ^3P_J$$

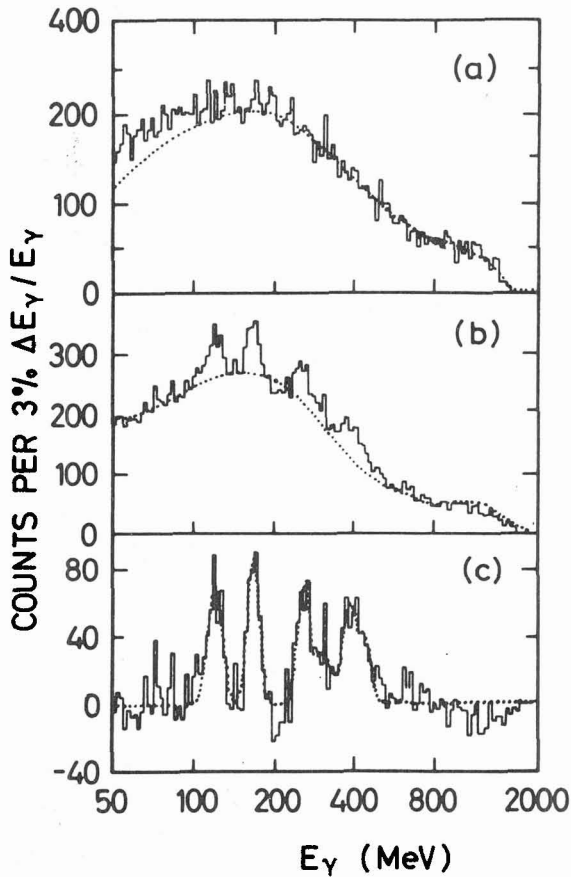


Fig. 5 Spectre des photons émis dans les désintégrations du ψ' .

La figure 5 présente le spectre de photons émis dans les désintégrations du ψ' ⁵⁾. Plusieurs pics sont visibles démontrant l'existence d'états de masse inférieure à la masse du ψ' . La figure 6 montre la masse invariante de divers canaux hadroniques obtenus à partir du ψ' ⁶⁾. On voit clairement trois états de masses 3.41, 3.50 et 3.55 GeV. L'étude des nombres quantiques de ces états démontre qu'ils sont compatibles avec les trois états P prédits dans le modèle.

Il reste à découvrir les autres états attendus dans le modèle mais déjà les états trouvés donnent une bonne confirmation de la nature du J/ψ en tant que composé d'un quark et de son antiquark.

7. Mésons charmés. — La preuve finale de l'existence d'un nouveau quark nécessite la découverte de particules portant le nouveau nombre quantique charme. Le nouveau quark c doit s'associer aux anciens quarks u, d et s et l'on prédit les nouveaux mésons de charme + 1:

$$D^+ = c\bar{d}, \quad D^0 = c\bar{u}, \quad F^+ = c\bar{s}$$

SLAC - LBL

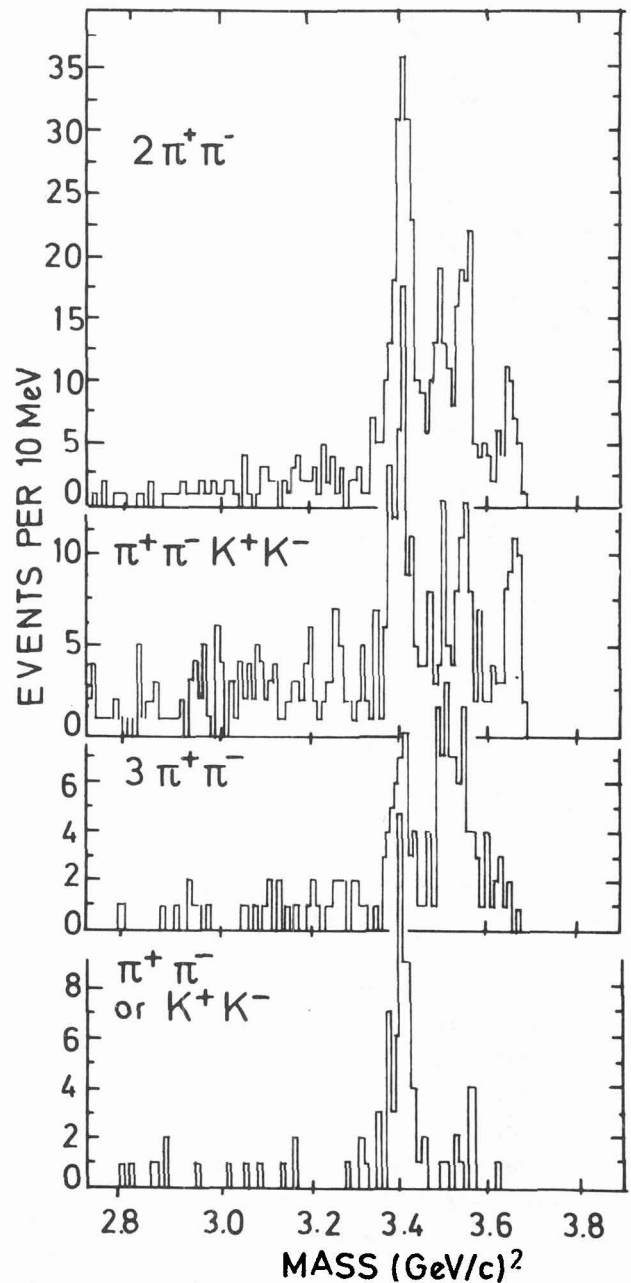


Fig. 6 Masses invariantes: $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^-K^+K^-$, 6π , $\pi^+\pi^-$ ou K^+K^- obtenues dans des désintégrations du ψ' .

et leurs antiparticules. A cause de leur nouveau nombre quantique, les mésons charmés ne peuvent se désintégrer que par interactions faibles, en conséquence ils auront une largeur étroite. D'autre part le mécanisme de GIM⁴⁾ favorise les transitions du quark c vers le quark s. Ainsi on s'attend à des désintégrations incluant des mésons K.

L'état $\psi''(3772)$ est le meilleur endroit pour étudier les mésons D puisqu'il se désintègre presque

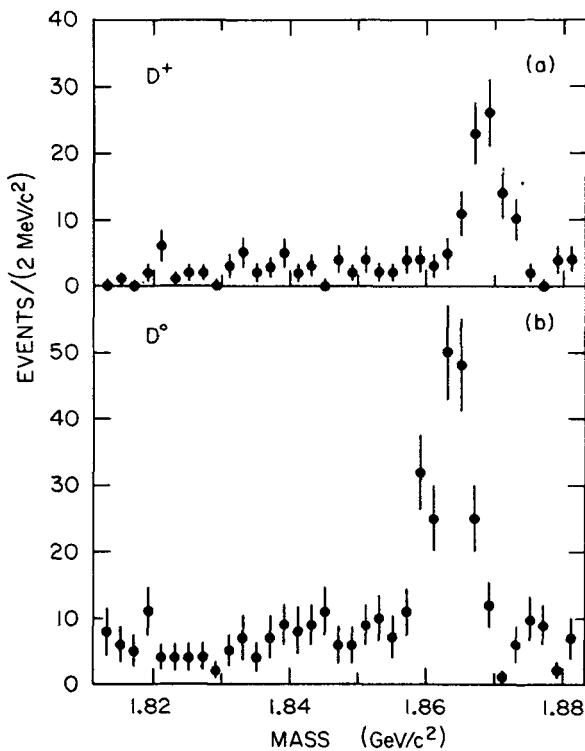


Fig. 7 Spectre de masses montrant les mesons D: D^+ dans la combinaison $K^-\pi^+\pi^+$, D^0 dans la combinaison $K^+\pi^-\pi^-$.

exclusivement en $D\bar{D}$. La figure 7 montre les masses invariantes $K^\pm\pi^\mp\pi^\mp$ et $K^\pm\pi^\mp$ ainsi obtenues. Des signaux très clairs attestent de l'existence des mésons $D^\pm$ et D^0 ⁷⁾. En fait tous les états mésoniques, tant pseudoscalaires que vecteurs prédits par le modèle, ont été découverts avec les propriétés requises.

Une riche famille de baryons charmés est aussi prédite et quelques signes commencent à montrer que là aussi, le modèle est correct.

8. Un compteur de quarks: le rapport R. — Dans le modèle des quarks, la production de hadrons à partir de e^+e^- se fait par la création d'une paire $q\bar{q}$ qui ensuite "s'habille", selon le diagramme de la fig. 8. Ce diagramme est essentiellement le même que celui décrivant $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, si l'on imagine les

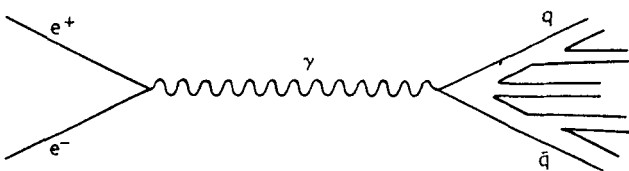


Fig. 8 Diagramme de production hadronique par annihilation en 1 photon virtuel.

quarks comme ayant un spin $\frac{1}{2}$ et un couplage ponctuel avec le photon. Seule la charge Q_i change. Ainsi la section efficace élémentaire est donnée par:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q_i\bar{q}_i) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) Q_i^2.$$

Imaginant que toutes les paires $q_i\bar{q}_i$ se transmutent en hadrons on obtient:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{had})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \sum Q_i^2.$$

Ainsi avec trois quarks u, d et s, on prédit:

$$R = \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 = \frac{2}{3}.$$

La valeur expérimentale donne, en-dessous d'une énergie de 3.8 GeV ⁸⁾

$$R = 2.5 \pm 0.3.$$

Il faut donc inclure la couleur qui hausse la valeur prédite de $\frac{2}{3}$ à 2 pour avoir un accord acceptable entre le modèle et l'expérience.

Puis autour de 4 GeV d'énergie, une structure compliquée que l'on associe à différents états du charmonium, conduit à un nouveau plateau de R nettement plus élevé. Attribuant au seuil du charme ce saut, on s'attend au nouvel R:

$$R = 2 + 3\left(\frac{2}{3}\right)^2 = 3.3.$$

La mesure expérimentale, entachée d'erreurs systématiques de l'ordre de 20%, est d'environ 4-4.5. On peut expliquer, au moins en partie, cette valeur trop élevée pour le modèle, par des corrections gluoniques. En tout état de cause, on voit que R joue le rôle d'un compteur de quarks, puisqu'il subit une augmentation chaque fois que l'on passe le seuil de production d'une paire de nouveaux quark-antiquark.

De récentes mesures de R faites à Petra, étendent le domaine d'énergie jusqu'à 27.4 GeV ⁹⁾. Comme montré sur la fig. 9, R reste à peu près constant au-dessus du seuil du charme.

Un nouveau seuil associé à l'ouverture du canal $b\bar{b}$, où b est le cinquième quark présumé constituer la particule γ , devrait exister aux alentours de 12 GeV. Le saut en R est supposé être:

$$\Delta R = 3\left(\frac{1}{3}\right)^2 = 0.3.$$

Un tel saut est modique et les données expérimentales sont encore trop incertaines pour confirmer ou infirmer sans ambiguïté une telle hypothèse. Le prochain quark t de charge $\frac{2}{3}$ devrait se manifester par un nouveau saut en R; beaucoup plus substantiel:

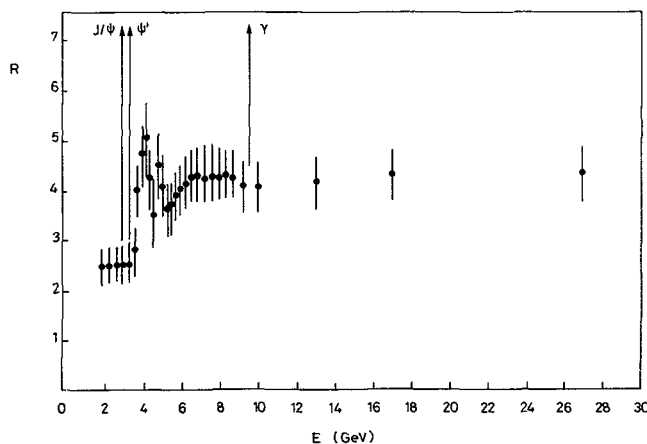


Fig. 9 Rapport R avec les mesures récentes.

$$\Delta R = 3 \left(\frac{2}{3}\right)^2 = 1.3$$

et un tel saut devrait pouvoir être expérimentalement assez facile à mettre en évidence quoiqu'il ne soit pas aussi spectaculaire que le saut associé au charme. Les présents résultats semblent montrer que le seuil $t\bar{t}$ se situe au-delà de 27 GeV.

9. Conclusion. — D'autres faits expérimentaux, non discutés ici, en particulier la production de jets, les diffusions hautement inélastiques, la production hadronique de paires de leptons, donnent un puissant support au modèle des quarks, et par là à l'existence d'un nouveau niveau de structure de la matière.

Les données présentes nécessitent probablement six quarks et un modèle à six quarks a l'avantage de pouvoir inclure naturellement la violation de CP restée jusqu'ici sans explication convaincante. Comme il a été montré, chaque quark doit exister en trois couleurs différentes et c'est donc un total de 18 quarks qui semble aujourd'hui nécessaire.

De son côté, la famille des leptons s'est aussi augmentée de deux nouveaux participants: le lepton lourd τ et son neutrino ν_τ .

Ainsi la physique des hautes énergies a multiplié ses blocs de construction: six quarks et six leptons que l'on classe en trois familles:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \\ u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \\ c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \\ t \\ b \end{pmatrix}$$

En comptant la couleur cela fait déjà 24 constituants élémentaires et les deuxième et troisième familles peuvent être considérées comme superflues puisqu'elles ne semblent avoir d'intérêt évident que pour les physiciens qui les étudient. Il est alors tentant d'imaginer une nouvelle étape où ces quarks et leptons sont eux-mêmes composés de constituants plus fondamentaux. Un exemple¹⁰⁾ de structure conçoit les quarks et leptons engendrés par deuxrishons T et V de spin $\frac{1}{2}$ et charges $+\frac{1}{3}$ et 0. Dans ce modèle

$$\begin{aligned} e^+ &\equiv TTT \\ u &\equiv TTV, TVT, VTT \\ \bar{d} &\equiv TVV, VTV, VVT \\ \nu_e &\equiv VVV \end{aligned}$$

Ainsi la couleur naît de divers arrangements internes, et matière et antimatière reprennent un pied d'égalité. Cette structure devrait apparaître dynamiquement pour des distances de l'ordre de 10^{-3} fm et donc le modèle restera une intéressante construction mathématique pour un certain nombre d'années. En tout cas cet essai est bienvenu puisque le désordre s'est créé au niveau des particules élémentaires et il est à nouveau temps de penser à une grande simplification.

Bibliographie

- [1] AUBERT, J.J. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974), 1404.
- [2] AUGUSTIN, J.E. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974), 1406.
- [3] OKUBO, S., *Phys. Lett.* 5 (1963), 105.
ZWEIG, G., *CERN TH401*, 412 (1964).
- [4] GLASHOW, S.L., ILIOPOULOS, J. and MAIANI, L., *Phys. Rev.* D2 (1970), 1285.
- [5] BIDDICK, C.J. *et al.*, *Phys. Rev.* 38 (1977), 1324.
- [6] FELDMAN, G.J. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975), 821.
- [7] GOLDBABER, G. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 37 (1976), 255.
PERUZZI, I. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 37 (1976), 569.
- [8] AUGUSTIN, J.E. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 34 (1975), 764.
- [9] BARDER, D. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 17 (1979), 1113.
BERGER, Ch. *et al.*, *Phys. Lett.* 81B (1979), 410.
- [10] HARARI, H., *SLAC Pub* 2310 (1979).