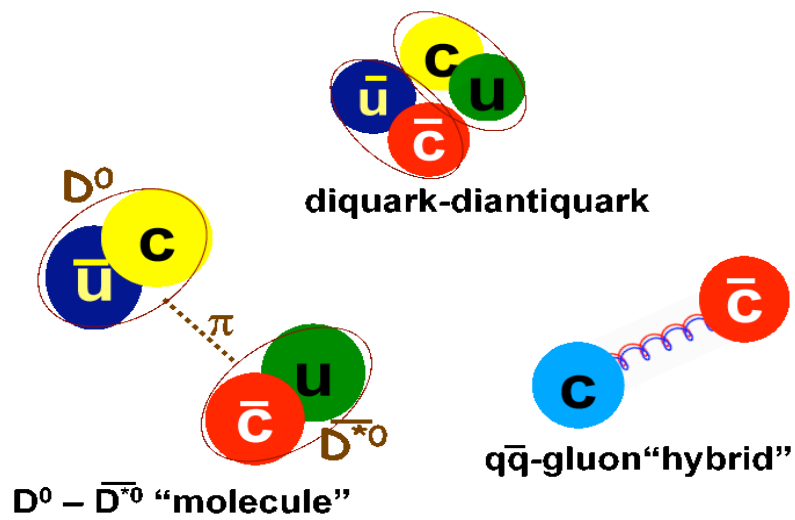


UNIVERSITÉ DE LIÈGE  
FACULTÉ DES SCIENCES



# Les Hadrons Exotiques



Gilles Colin

Année académique 2007-2008

Mémoire présenté en vue de l'obtention du  
grade de licencié en Sciences Physiques

Promoteur : Fl. Stancu



# Remerciements

Avant tout, je tiens à exprimer toute ma gratitude à mon promoteur, Madame Floarea Stancu. Tout d'abord, pour m'avoir guidé lors du commencement du travail et ensuite, pour toutes ses corrections apportées lors de la lecture. Puisse ce mémoire ne pas se situer aux antipodes de ses attentes et surtout, de sa connaissance sur le sujet.

Outre Madame Stancu, j'ai eu la chance de pouvoir compter sur l'accessibilité et les conseils d'un autre spécialiste, Monsieur Jean-Marc Richard. Sa gentillesse me force à le citer explicitement dans cette section.

Je finirai par un remerciement plus général envers tous ceux qui ont permis à ce travail de voir le jour. En particulier à mes parents, mais également à tous mes professeurs (et/ou tuteurs) qui m'ont permis de mener à bien mes études parallèlement au "métier" de footballeur, ainsi qu'à Cédric Lorcé pour avoir toujours répondu à mes questions.



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Introduction</b>	<b>7</b>
<b>1</b>	<b>Motivation et objectifs</b>	<b>9</b>
1.1	Motivation . . . . .	9
1.2	Une brève histoire du temps . . . . .	11
1.3	Objectifs et plan . . . . .	12
<b>II</b>	<b>La base théorique</b>	<b>15</b>
<b>2</b>	<b>Le modèle en quarks constituants</b>	<b>17</b>
2.1	Les particules fondamentales . . . . .	17
2.2	Les quarks . . . . .	17
2.3	Classification des hadrons . . . . .	18
2.3.1	Les baryons . . . . .	19
2.3.2	Les mésons . . . . .	23
2.4	Applications du modèle en quarks constituants . . . . .	26
2.4.1	Moment magnétique . . . . .	26
2.4.2	Masse des quarks et des hadrons . . . . .	27
2.5	Conclusion : Succès et limites du modèle des quarks original . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Introduction à l'interaction forte</b>	<b>31</b>
3.1	La liberté asymptotique . . . . .	31
3.2	Le confinement . . . . .	33
3.3	La symétrie chirale . . . . .	34
3.4	Conclusion . . . . .	37
<b>4</b>	<b>La dynamique des quarks</b>	<b>39</b>
4.1	Quelques modèles . . . . .	39
4.1.1	Les modèles de potentiel basé sur l'échange de gluons (OGE) . . . . .	39
4.1.2	Applications simples du modèle de potentiel . . . . .	41
4.1.3	Le modèle chiral (Goldstone boson exchange) . . . . .	45
4.1.4	Les modèles de sac . . . . .	46
4.1.5	Applications du modèle de sac . . . . .	47
4.1.6	La QCD sur réseau . . . . .	49
4.1.7	Autres modèles inspirés de QCD . . . . .	49
4.2	Spectroscopie hadronique . . . . .	50
4.2.1	Spectroscopie du nucléon . . . . .	50
4.2.2	Les niveaux du charmonium . . . . .	54
4.2.3	Spectroscopie exotique . . . . .	57
4.2.4	Remarques sur l'importance des diquarks . . . . .	61
4.3	Conclusion . . . . .	62

<b>III</b>	<b>Les nouvelles résonances</b>	<b>63</b>
<b>5</b>	<b>Les nouvelles résonances</b>	<b>65</b>
5.1	Les nouveaux états charmés . . . . .	66
5.1.1	Open Charm résonances . . . . .	66
5.1.2	Hidden Charm résonances . . . . .	71
5.2	Les mésons légers . . . . .	72
5.2.1	Les mésons scalaires . . . . .	72
5.2.2	Autres mésons légers . . . . .	72
5.3	Les baryons . . . . .	73
5.3.1	Baryons charmés . . . . .	73
5.3.2	Baryons à caractère exotique . . . . .	73
5.4	Conclusion . . . . .	73
<b>6</b>	<b>Etude de quelques nouvelles résonances</b>	<b>75</b>
6.1	$\Theta^+$ . . . . .	75
6.1.1	Aspect expérimental . . . . .	75
6.1.2	Théorie . . . . .	75
6.1.3	Situation actuelle et conclusion . . . . .	80
6.2	$D_s(2317)$ et $D_s(2460)$ . . . . .	80
6.2.1	Aspect expérimental . . . . .	80
6.2.2	Théorie . . . . .	81
6.2.3	Conclusion . . . . .	83
6.3	$X(3872)$ . . . . .	84
6.3.1	Aspect expérimental . . . . .	84
6.3.2	Théorie . . . . .	84
6.3.3	Conclusion . . . . .	88
6.4	$Z(4430)$ . . . . .	89
6.4.1	Aspect expérimental . . . . .	89
6.4.2	Théorie . . . . .	89
6.4.3	Conclusion . . . . .	91
<b>IV</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>93</b>
<b>A</b>	<b>Appendice A : Symétries unitaires</b>	<b>99</b>
<b>B</b>	<b>Appendice B : Propriétés et fonctions d'onde de saveur des hadrons</b>	<b>107</b>
<b>C</b>	<b>Appendice C : Nomenclature des hadrons</b>	<b>111</b>
<b>D</b>	<b>Appendice D : Lieux et collaborations de la physique des particules</b>	<b>113</b>
<b>E</b>	<b>Bibliographie</b>	<b>115</b>

Première partie

Introduction





# 1

## Motivation et objectifs

### 1.1 Motivation

L'histoire de la physique des particules a maintenant plus d'un siècle d'existence. Durant cette période, elle n'a cessé de repousser les limites de l'infiniment petit à l'aide de technologies et de théories toujours plus puissantes les unes que les autres. La notion de particule élémentaire a considérablement changé au cours de cette période. En 1950, E. Fermi écrivait d'ailleurs à ce sujet [1] :

"The term elementary particle rather reflects the level of our knowledge"

A l'heure actuelle, le modèle standard semble être la théorie adéquate pour décrire les particules (quarks, leptons, bosons de jauge) et leurs interactions (électrofaible et forte (QCD)). Même si ce modèle a toujours été confirmé par les expériences jusqu'à ce jour, il est une certitude qu'il n'est pas la théorie ultime, ne serait-ce que par le fait qu'il n'incorpore pas la quatrième force fondamentale, la gravitation. C'est d'ailleurs là un grand défi des physiciens que de réunifier toutes ces forces<sup>1</sup>.

Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, notre histoire commencera au début des années soixante quand Gell-Mann et Ne'eman instaurèrent à l'aide du groupe  $SU(3)$  une classification des particules interagissant fortement, les hadrons. En 1964, Gell-Mann et Zweig décrivent ces hadrons comme constitués de particules "hypothétiques", appelés quarks. Les hadrons ordinaires sont composés d'une paire quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ) pour les mésons et de trois quarks ( $qqq$ ) pour les baryons. Le pion est un exemple de méson, il existe selon trois charges  $\pi^+, \pi^-, \pi^0$ , par exemple le contenu en quarks de  $\pi^+$  est  $u\bar{d}$  où  $u$  et  $d$  sont deux quarks de saveur différente. Le proton et le neutron sont les baryons les plus connus car ce sont eux qui constituent la matière à l'état fondamental, leur contenu en quarks étant respectivement  $uud$  et  $ddu$ . N'importe quel hadron avec un contenu en quarks différent de  $q\bar{q}$  et  $qqq$  est appelé exotique au sens du modèle proposé par Gell-Mann et Ne'eman appelé le modèle en quarks constituants (CQM) ou encore modèle naïf de quarks.

### Les hadrons exotiques

Cela étant, alors qu'on peut combiner par dizaines des protons et des neutrons afin de former les noyaux des atomes, les quarks se combinent uniquement par deux ou par trois pour former, comme nous venons de le dire, les hadrons ordinaires. Quand nous disons uniquement, il s'agit d'un point de vue du CQM. Comme nous le verrons, ce dernier est

---

<sup>1</sup>A noter que durant la rédaction de ce mémoire, Garrett Lisi publia un article sur une telle unification qui fait l'objet de nombreux débats[2].

un modèle phénoménologique non établi via QCD qui elle, permet d'envisager d'autres formes hadroniques. Ainsi une propriété de QCD, le confinement, oblige les hadrons à être de couleurs neutres. Afin de comprendre la simple règle qui va suivre, signalons juste que chaque quark (comme u et d) existe sous trois couleurs différentes (bleu, rouge et vert, il s'agit d'un degré de liberté). La couleur neutre peut s'obtenir de deux façons :

- L'addition de trois couleurs différentes
- L'addition d'une couleur avec son anticouleur (portée par les antiquarks)

Ceci nous mène à la règle suivante dite règle de triarité qui régit le nombre de quarks et d'antiquarks dans les hadrons<sup>2</sup>

$$p - q = 3n \quad (1.1)$$

avec p le nombre de quarks, q celui d'antiquarks et n un entier. La Table 1.1 regroupe quelques-unes de ces possibilités.

n	p	q	nom donné à l'hadron
0	1	1	méson
0	2	2	tétraquark ou diquonium
1	3	0	baryon
1	0	3	antibaryon
1	4	1	pentaquark ou mésobaryonium
2	6	0	hexaquark ou dibayron
...	...	...	...

TAB. 1.1 – Hadrons définis par la règle de triarité (1.1)

La question concernant les hadrons exotiques est de savoir s'ils sont stables sous l'interaction forte, c-à-d s'ils peuvent être liés par échange de gluons (médiateur de l'interaction). D'un point de vue historique, les tétraquarks et hexaquarks ont été mentionnés pour la première fois par Jaffe en 1977 [3] tandis que le pentaquark est dix ans plus jeune [4] [5]. Nous verrons également que la QCD permet d'envisager des états hybrides ainsi que des états appelés glueballs.

Pendant 30 ans, les physiciens ont proposé des modèles décrivant ces particules, comme d'abord les tétraquarks, les hexaquarks et ensuite les pentaquarks, afin de savoir comment les observer. Mais le fait qu'aucune expérience ne trouvait de telle structure commençait à rendre la communauté scientifique sceptique et la tournait vers d'autres centres d'intérêts. En 1986, Le Particle Data Group (PDG) annonça :

"The general prejudice against baryons not made of three quarks and the lack of any experimental activity in this area make it likely that it will be another 15 years before this issue is decided."

Dans le cadre du modèle de sac (MIT bag model), Jaffe a suggéré [3] en 1977 l'existence d'un hexaquark appelé le dibaryon  $H$  avec le contenu en quarks  $uuddss$ . Pendant deux décennies, les expérimentateurs ont cherché cette particule dans une vingtaine d'expériences. En restant optimiste, on peut dire qu'il n'y a pas de conclusion définitive au sujet du dibaryon [6].

### 2003 : Renaissance de la spectroscopie hadronique

En 1986+15 $\approx$ 2003, des recherches faisant suite à un article de Diakonov, Petrov et Poliakov (lesquels prédisaient une particule nommée  $Z^+$  avec une masse de 1530 MeV, une

<sup>2</sup>Cette règle ne s'applique qu'aux états multiquarks qui ne sont qu'une partie des formes exotiques possibles. Nous verrons que le médiateur de l'interaction forte, le gluon, est lui-même coloré, ce qui permet d'envisager des états hybrides (quarks + gluons) ou glueballs ("amas" de gluons).

largeur de pic très étroite et un contenu minimal en quarks ( $udud\bar{s}$ ), aboutirent à la détection d'une résonance de nombre baryonique égal à un et d'étrangeté +1. Ce baryon renommé  $\Theta^+$  ne semblait être rien d'autre que le  $Z^+$ . De nombreuses expériences ont ensuite confirmé l'observation de ce baryon exotique si bien qu'en 2004, le statut de ce hadron était de trois étoiles dans la revue de PDG<sup>3</sup>. A ce pentaquark, il faut également ajouter d'autres états ayant des propriétés inattendues, comme la découverte d'autres résonances telles que les mésons charmés  $D_s$  et les mésons X, Y et Z de type charmonium. Ces états charmés (contenant un quark c) sont pratiques à étudier car le spectre du charmonium est un des mieux connus. Le secteur des mésons scalaires offre aussi son lot de questions et des états hybrides et glueballs sont envisagés.

### Un mythe ou une réalité

La situation des hadrons exotiques n'est pourtant pas aussi claire que ce qu'elle laisse paraître. En effet,

- Un bon nombre d'expériences ont cherché après le  $\Theta^+$  sans le trouver. Le pourquoi et le comment du fait que ce baryon exotique soit tantôt détectable, tantôt absent sont sujets à polémique, ils dépendraient de la méthode de production (photoproduction, électroproduction, hadroproduction). De plus, les expériences l'ayant observé lui donnent des masses différentes de façon significative par rapport à l'étroitesse de la résonance et une statistique assez faible. Ces points seront discutés dans les chapitres suivants. Notons simplement que le statut du  $\Theta^+$  est passé dans le PDG de 3 étoiles à ... aucune.
- Le méson  $D_s(2317)$  observé récemment a également donné lieu à des interprétations exotiques afin d'expliquer ses caractéristiques. Cependant, nous verrons qu'une interprétation classique en terme de méson  $q\bar{q}$  reste valable.

On voit à travers ces deux exemples que, bien que l'évidence théorique et expérimentale des états exotiques semble, depuis 2003, avoir fait un pas immense, il n'y a aucune certitude actuellement sur l'existence de  $\theta^+$  et sur la structure en quarks des mésons  $D_s$  et X, Y, Z (dont l'existence est, elle, confirmée).

### L'importance des hadrons exotiques

Malgré le fait que leur existence soit contestée, les hadrons exotiques restent et resteront jusqu'à la preuve certaine de leur mort, laquelle devra pouvoir répondre aux modèles les prédisant, un sujet important en physique hadronique. Comme nous allons le voir, la spectroscopie hadronique est un laboratoire géant pour tester QCD et tout autre modèle phénoménologique de basse et moyenne énergie (modèle des quarks constituants, théorie chirale, ...), la présence d'exotique permettrait d'agrandir ce laboratoire. Des questions en rapport à la physique des quarks et gluons dans le hadron pourraient trouver des réponses. Par exemple, la découverte de systèmes multiquarks pourrait apporter de nouvelles informations et poser de nouvelles contraintes sur les forces interquark.

## 1.2 Une brève histoire du temps

En guise de complément à cette introduction, nous allons donner une chronologie des faits importants qui seront repris dans ce travail. Elle pourrait commencer à diverses dates qui ont marqué la physique nucléaire et la physique des particules. Ainsi, certains choisiraient comme origine, le concept d'atome de l'antiquité, la découverte de la radioactivité de l'uranium par Becquerel (1896), la découverte de l'électron par Thomson (1897), le début de l'ère quantique avec Planck (1900), la preuve de l'existence du noyau atomique

<sup>3</sup>Classement instauré par le PDG en fonction de la qualité et de la quantité des informations expérimentales disponibles. Il va de une étoile, faible indication d'existence, à quatre étoiles, existence certaine et propriétés au moins assez bien explorées.

par Rutherford (1911) ou encore les travaux d'imminents physiciens tels que Dirac, Pauli, Heisenberg, Yukawa, Fermi, Feynman, Lee et Yang,...

L'instant zéro de ce mémoire sera, quant à lui, autour des années 1961-1962, date à laquelle Y. Ne'eman et M. Gell-Mann trouvèrent (de façon indépendante) le sentier de la voie octuple<sup>4</sup>. Cette voie octuple permet alors une classification des particules connues à l'époque à l'aide du groupe de symétrie SU(3).

Voici donc la liste des événements que nous développerons tout au long de ce travail :

- 1961-1962 : La voie octuple fondée sur le groupe de symétrie SU(3) (de saveur) par Y. Ne'eman et M. Gell-Mann.
- 1964 : Le modèle des quarks proposé indépendamment par M. Gell-Mann et G. Zweig, c'est une réalisation explicite de la symétrie SU(3) de saveur.
- 1965 : Greenberg, Han et Nambu introduisent le nombre quantique de couleur pour satisfaire la statistique de Fermi-Dirac des quarks. Les particules observées sont de couleur neutre.
- 1968-1969 : SLAC détecte une structure ponctuelle du nucléon, les partons, en particulier les quarks u et d.
- 1970 : Glashow, Iliopoulos et Maiani introduisent la symétrie quark/lepton et proposent le quark charme ainsi qu'une classification des particules fondée sur le groupe SU(4) (quatre saveurs différentes :  $u$ ,  $d$ ,  $s$  et  $c$ ).
- 1971-1973 : Naissance de la théorie des interactions fortes, la Chromodynamique Quantique ou QCD comme théorie de jauge non-abélienne conduisant à la liberté asymptotique à très courte distance et au confinement à l'échelle du hadron.
- 1974 : Découverte à Brookhaven et au SLAC de  $J/\psi$  ( $c\bar{c}$ )<sup>5</sup>.
- 1974 : Développement du MIT Bag Model.
- **1977 : Jaffe propose, dans le cadre du MIT Bag Model, l'hexaquark et le tetraquark.**
- 1978 : Découverte de  $Y$  ( $b\bar{b}$ ) au Fermilab.
- **1987 : Proposition du pentaquark charme par Gignoux, Silvestre-Brac et Richard et indépendamment par Lipkin comme particule "stable", c'est-à-dire située sous le seuil de désintégration forte baryon/méson grâce à l'interaction chromomagnétique.**
- 1995 : Observation de la production du quark top  $t$ .
- **1997 : Diakonov, Petrov et Poliakov prédisent le pentaquark léger  $\Theta^+$  dans le cadre du modèle de soliton chirale.**
- **2003 : LEP à SPring-8 annonce la découverte de  $\Theta^+$ .**
- **2003 : BaBar annonce la découverte de  $D_s(2317)$ .**
- **2003 : Belle annonce la découverte de  $X(3872)$ .**
- **2007 : Belle annonce la découverte de  $Z^+(4430)$ .**

### 1.3 Objectifs et plan

Il est clair qu'un développement précis des différents modèles théoriques et aspects expérimentaux s'avérerait une tâche trop ardue pour un mémoire de fin de second cycle. Par contre, une initiation aux modèles des quarks compatibles avec la chromodynamique quantique permettant un lien avec les hadrons exotiques est quant à elle envisageable et c'est ce à quoi nous allons travailler. Les hadrons exotiques sont des sujets idéaux pour se faire une idée sur la physique des hadrons en général et sur tout ce qui touche aux interactions fortes. Nous nous focaliserons essentiellement sur les systèmes multiquarks laissant les systèmes à "degré gluonique de liberté", les hybrides et glueballs, de côté.

Dans la deuxième partie, le chapitre 2 se verra être un passage obligatoire vers une définition des hadrons. Par conséquent, on étudiera le CQM, avec ses avantages et réussites,

<sup>4</sup>Nom donné par Gell-Mann en référence aux bouddhistes, pour qui il s'agit d'un noble chemin menant à la cessation de la souffrance.

<sup>5</sup>Cette période est également appelée par les physiciens "la Révolution de Novembre".

mais aussi ses inconvénients et limites. Nous présenterons les propriétés des hadrons et comment elles peuvent s'expliquer en termes de quarks.

Le chapitre suivant sera consacré à la QCD, théorie de l'interaction forte, et à ses propriétés. Nous expliquerons d'où vient la nécessité de considérer des modèles phénoménologiques pour décrire les hadrons.

Nous analyserons ensuite la dynamique des quarks (chapitre 4) au sein des hadrons au travers de quelques-uns de ces différents modèles. Quelques spectres de hadrons seront alors un peu détaillés avant d'aborder la spectroscopie exotique.

Nous aborderons dans la troisième partie (chapitre 5) les observations des nouvelles particules ayant des propriétés incompatibles avec la structure habituelle des hadrons (comme le  $\Theta^+$  qui possède une étrangeté +1 nécessitant un antiquark  $s$  incompatible avec la structure à trois quarks des baryons et le  $Z^+(4430)$  qui, étant chargé, ne peut être un simple méson  $c\bar{c}$ ).

Sur base de ces découvertes expérimentales, nous introduirons les modèles théoriques permettant une interprétation de ces particules (chapitre 6). Quatre particules confirmées expérimentalement seront alors abordées un peu plus en détail, le  $D_s(2317)$ , le  $X(3872)$ , le  $Z(4430)$  ainsi que le  $\Theta^+(1540)$  dont l'existence est très controversée.



Deuxième partie

La base théorique

Cette deuxième partie reprend quelques concepts généraux de la physique des particules et de leurs interactions. Nous nous attacherons essentiellement aux hadrons, à la manière de les classer et de les décrire. Ne perdant pas de vue qu'il s'agit d'un travail sur les hadrons exotiques, nous essayerons de relier un maximum ces bases théoriques avec les formes exotiques.

Ce mémoire étant essentiellement un travail de synthèse, les références utilisées seront mentionnées avant chaque partie ou chapitre sauf lorsque le lecteur sera invité à consulter des articles ou quand nous citerons explicitement un auteur.

Pour cette première partie, nous nous sommes basés sur les ouvrages [7] [8] [9] [10] [11] [12] [13]

En particulier, nous avons utilisé pour le chapitre 1, les références [14] [15] [16] [17].

En ce qui concerne le chapitre 2, les références qui ont été d'une grande utilité sont

- pour la partie QCD [18] [19]
- pour les modèles [20]
- pour la spectroscopie
  - du nucléon [21] [22]
  - du charmonium [23] [24] [25] [26]



*A true perspective requires distinguishing between dogma, phenomenology that contradicts established dogma but works, and phenomenology which contradicts established dogma but does not really worked and is nonsense. The quark model really worked and pointed the way toward future new ideas and a new and better understanding of the structure of matter.*

Harry J. Lipkin

# 2

## Le modèle en quarks constituants

Nous allons commencer par décrire le modèle classique des quarks, introduit indépendamment par Gell-Mann et par Zweig en 1964 comme mentionné dans l'introduction. Il est une suite "logique" d'un premier article paru en 1962 concernant la classification des hadrons, particules soumises à l'interaction forte, à l'aide du groupe de symétrie SU(3). Cette classification s'établit en considérant l'Hamiltonien de l'interaction forte comme invariant sous transformation SU(3) dans l'espace des saveurs des quarks. Ce modèle a permis de comprendre bon nombre d'éléments concernant les baryons et les mésons comme nous allons le voir dans ce chapitre. Il est intéressant de noter qu'avant d'être des constituants physiques de la matière, les quarks ont été introduits en tant que "simples" objets mathématiques.

### 2.1 Les particules fondamentales

A l'heure actuelle, les constituants fondamentaux de la matière, ou particules élémentaires, sont les leptons et les quarks. Ce sont tous les deux des fermions de spin  $\frac{1}{2}$ . Tout comme les leptons ( $e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau$ ), les quarks sont au nombre de six (notés  $d, u, s, c, b, t$ ). Dans la nature, ces particules élémentaires peuvent interagir à travers les quatre types de forces connues : gravitationnelle, faible, électromagnétique et forte. Dans le cadre de la théorie quantique des champs, les interactions se font via l'échange de boson de jauge<sup>1</sup> (par exemple le photon, médiateur de l'interaction électromagnétique). Dans la suite de ce travail, seule l'interaction forte et ses bosons de jauge, les gluons, seront considérés. La gravitation est négligée dans l'étude des particules élémentaires. Les deux dernières forces, se groupant sous le nom d'interactions électro-faibles, et bien qu'importantes en physique des particules (désintégration, règle de sélection, ...), ne feront pas partie de ce travail.

### 2.2 Les quarks

Nous avons regroupé les propriétés (nombres quantiques) des quarks dans la Table 2.1 . La convention veut que la saveur d'un quark ( $I_z, S, C, B, T$ ) soit de même signe que sa charge électrique et que le quark ait une parité +1. La charge  $Q$  s'exprime en unité de la charge de l'électron et est reliée aux autres nombres quantiques par la formule de Gell-Mann-Nishijima où  $Y$  est l'hypercharge

$$Q = I_z + \frac{Y}{2} \text{ avec } Y = B + S + C + B + T \quad (2.1)$$

---

<sup>1</sup>Notons cependant la difficulté de décrire la gravitation dans le cadre d'une théorie de jauge.

Propriétés Quark	d	u	s	c	b	t
Q (charge électrique)	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
B (nombre baryonique)	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
I (isospin)	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0
$I_z$ (ou $I_3$ ) (projection de l'isospin)	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0
S (étrangereté)	0	0	-1	0	0	0
C (charme)	0	0	0	1	0	0
B (bottomness)	0	0	0	0	-1	0
T (topness)	0	0	0	0	0	1

TAB. 2.1 – Quarks et leurs nombres quantiques

Comme nous le verrons par la suite, les quarks portent également un nouveau type de charge relié à l'interaction forte, la couleur, existant sous trois variantes, bleu, rouge et vert (les antiquarks portant, eux, une anticouleur).

Les quarks sont groupés en trois générations comme les leptons <sup>2</sup>

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Les quarks les plus légers sont ceux de la première génération, u et d, ils constituent entre autres les protons (combinaison uud) et les neutrons (udd) formant notre monde environnant. Les autres familles sont constituées de quarks plus lourds et se combinent pour former des particules plus lourdes instables. Pour les observer, il faut se placer à haute énergie, c-à-d dans les rayons cosmiques ou dans les accélérateurs.

Les trois quarks légers (u, d et s) forment les vecteurs de base de la représentation fondamentale du groupe SU(3) notée (1,0)<sup>3</sup> ou **3** si on utilise sa dimension comme "label" de la représentation. Son diagramme de poids est représenté dans la Fig. 2.1 ainsi que celle du diagramme conjugué (0,1) ou  $\bar{\mathbf{3}}$ . Cette symétrie est dite de saveur et notée SU(3)<sub>f</sub> (flavour), chaque quark correspond à une saveur. Dans un diagramme de poids SU(3), l'abscisse donne la projection  $I_z$  (notée aussi  $I_3$ ) de l'isospin et l'ordonnée l'hypercharge de chaque point du diagramme<sup>4</sup>. Ce diagramme est à deux dimensions car le groupe SU(3) est un groupe de rang 2, ce qui signifie que l'on peut trouver parmi les générateurs du groupe SU(3), au maximum deux qui commutent. Les axes de la Fig. 2.1 représentent les valeurs propres de ces deux générateurs commutants. Du point de vue de la mécanique quantique, cela correspond à deux grandeurs mesurables simultanément.

Notons que d'un point de vue mathématique, l'introduction des quarks  $u, d, s$  et de leurs antiparticules a été une conséquence naturelle de la théorie des groupes, en particulier de SU(3) où les représentations octet ou décuplet utilisées par Gell-Mann et Ne'eman peuvent se construire par produits directs à partir de la représentation fondamentale. D'une façon logique, les baryons sont formés de trois quarks (ce sont des fermions et ont un nombre baryonique égal à un) et les mésons d'une paire quark antiquark. C'est le modèle des quarks constituants (CQM).

## 2.3 Classification des hadrons

Nous venons de voir que les hadrons sont des particules composites constituées dans un modèle statique de 2 ou 3 quarks. Ces quarks sont appelés quarks de valence et donnent aux hadrons leurs propriétés<sup>5</sup>. La structure des hadrons est en fait plus complexe que ses

<sup>2</sup>Cette symétrie entre familles de quarks et de leptons n'a pas d'explication dans le cadre du modèle standard.

<sup>3</sup>On comprendra cette notation ultérieurement.

<sup>4</sup>cfr appendice A.

<sup>5</sup>cfr les propriétés des atomes donnés par électron de valence.

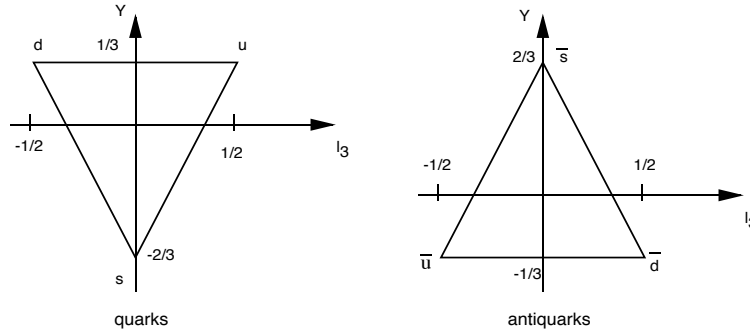


FIG. 2.1 – Diagrammes de poids de la représentation fondamentale et sa conjuguée de SU(3)

seuls quarks de valence (paires quark-antiquark, gluons supplémentaires) comme on peut le montrer par diffusion profondément inélastique (grand  $Q^2$ ). Ce nuage de quark-antiquark gluons est appelé couramment une mer et il est nécessaire de la considérer afin de décrire la distribution spatiale de certaines propriétés du hadron telles que la charge électrique ou le moment magnétique.

### 2.3.1 Les baryons

Les baryons sont des hadrons de nombre baryonique égal à l'unité<sup>6</sup>. L'observation suggère de les classer dans un octet (1,1) et un décuplet (3,0)<sup>7</sup> de SU(3) (voir Fig. 2.2).

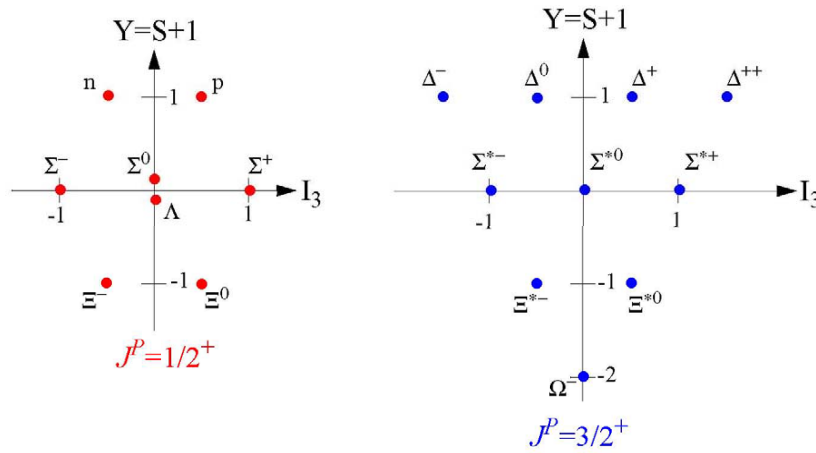


FIG. 2.2 – diagrammes de poids SU(3) de la représentation (1,1) et (3,0)

On voit que les éléments (ou baryons) d'un multiplet ont le même "spin-parité"  $J^P$ . Si la symétrie SU(3) était exacte, tous les éléments d'une représentation auraient la même masse. On dit que SU(3) est une symétrie approchée. Cela vient du fait que le quark  $s$  a une masse plus élevée que celle des quarks  $u$  et  $d$ , ce qui brise la symétrie. On a donc une augmentation de la masse d'un élément du multiplet quand son nombre de quarks  $s$  augmente. Le fait que les éléments d'un multiplet de même isospin aient presque<sup>8</sup> la même masse vient du fait que la masse de  $u$  et celle de  $d$  sont relativement identiques, ce qui se

<sup>6</sup>Ce nombre quantique, conservé dans les interactions, associé aux baryons est nécessaire pour expliquer la stabilité du proton et du neutron.

<sup>7</sup>Cette classification des hadrons à l'aide de SU(3) s'est fait avant d'imaginer les quarks comme les constituants. Une grande réussite de ce modèle fut la prédiction du  $\Omega^-$  en 1961 avant sa découverte en 1964.

<sup>8</sup>L'écart vient d'un "splitting" électromagnétique.

traduit par une symétrie  $SU(2)$  (que l'on appelle symétrie d'isospin) presque exacte<sup>9</sup>.

Notons qu'ici, nous n'avons considéré que les baryons formés de quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$ . Pour inclure le quark  $c$ , il faudrait passer à  $SU(4)$  et on aurait un diagramme à trois dimensions (groupe de rang 3) dont un exemple est donné par la Fig. 2.3. Idem pour le quark  $b$  où il faut alors passer au groupe  $SU(5)$ . La masse des quarks  $c$  et  $b$  étant beaucoup plus élevée que celle des constituants du triplet  $SU(3)$ <sup>10</sup>, ces deux symétries de plus haute dimension sont fortement brisées. Pour ce qui est des baryons contenant un quark  $t$ , sa durée de vie est tellement courte qu'un baryon top ne peut se former.

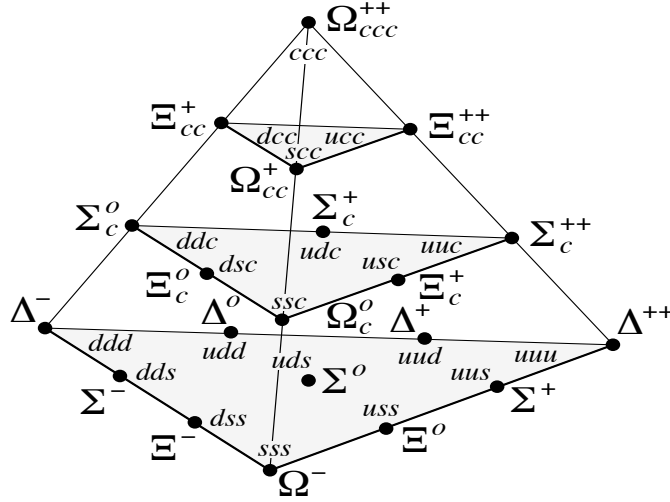


FIG. 2.3 – diagramme de poids de la représentation symétrique  $(3,0,0)$  de dimension 20 de  $SU(4)$

On voit que dans la Fig. 2.3, chaque plan correspond à une représentation du sous-groupe  $SU(3)$  de  $SU(4)$ . Le plan du bas correspond au décuplet de Gell-Mann et Ne'eman.

### Les diagrammes de Young

A ce stade, nous faisons une brève incursion dans la théorie des groupes en introduisant les diagrammes de Young (voir [7]). Il y a une correspondance biunivoque entre une représentation irréductible d'un groupe  $SU(N)$ , où  $N$  est le nombre de saveurs, et un diagramme de Young. Il y a également une correspondance biunivoque entre une représentation irréductible du groupe de permutations  $S_n$  où  $n$  est le nombre de particules, et un diagramme de Young. Cette propriété est connue sous le nom de dualité de Weyl<sup>11</sup>. La simple raison de cette dualité est que les deux groupes agissent dans le même espace tensoriel.

Un diagramme de Young consiste en  $n$  boîtes, avec  $\lambda_1$  boîtes sur la première ligne,  $\lambda_2$  sur la seconde, ...  $\lambda_n$  sur la  $n$ -ème ligne, avec les propriétés

$$n = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_n \quad (2.3)$$

$$\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_n \quad (2.4)$$

Pour  $SU(N)$ , on peut supprimer toute colonne avec  $N$  boîtes pour obtenir les représentations irréductibles, les représentations correspondantes étant équivalentes à celles sans

<sup>9</sup>L'appendice B contient les tableaux avec quelques propriétés des différents multiplets, contenu en quarks, masse des baryons,...

<sup>10</sup>Les quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$  sont appelés les quarks légers.

<sup>11</sup>Cette dualité a lieu plus précisément entre  $S_n$  et  $GL_n$  le groupe des matrices régulières de dimension  $n$ , mais  $SU(n)$  étant un sous groupe de ce dernier, cette dualité s'applique également.

colonnes complètes. Par conséquent, le nombre de lignes d'un diagramme ne peut être que  $k < N$ . On notera une représentation irréductible  $(\mu_1, \dots, \mu_{N-1})$  avec  $\mu_k$  le nombre de colonnes de hauteur  $k$  dans le diagramme de la représentation irréductible.

La dimension d'une représentation irréductible de  $SU(N)$ , notée  $d_{(\mu_1, \dots, \mu_{N-1})}^{SU(N)}$  est donnée par<sup>12</sup>

$$d_{(\mu_1)}^{SU(2)} = \frac{\mu_1 + 1}{1} \tag{2.5}$$

$$d_{(\mu_1, \mu_2)}^{SU(2)} = \frac{\mu_1 + 1}{1} \frac{\mu_2 + 1}{1} \frac{\mu_1 + \mu_2 + 2}{2} \tag{2.6}$$

$$d_{(\mu_1, \mu_2, \mu_3)}^{SU(2)} = \frac{\mu_1 + 1}{1} \frac{\mu_2 + 1}{1} \frac{\mu_3 + 1}{1} \frac{\mu_1 + \mu_2 + 2}{2} \frac{\mu_2 + \mu_3 + 2}{2} \frac{\mu_1 + \mu_2 + \mu_3 + 3}{3} \tag{2.7}$$

Par exemple, on a pour le groupe  $SU(3)$

– La représentation fondamentale  $\square$  notée  $(1,0)$  de dimension 3 et donc également notée  $\mathbf{3}$ .

– Sa représentation conjuguée  $\square$  notée  $(0,1)$  de dimension 3 et notée  $\bar{\mathbf{3}}$ .

Les représentations décrivant les baryons, systèmes de trois quarks, s'obtiennent par le produit direct  $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3}$ . Ce produit se décompose en une somme de représentations irréductibles (série de Clebsch-Gordan). En utilisant la règle de Littlewood, on obtient

$$\square \otimes \square \otimes \square = \square \square \square \oplus 2 \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \\ \hline \end{array} \oplus \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array} \tag{2.8}$$

On peut vérifier la véracité de la relation (2.8) à l'aide de la formule (2.6) donnant la dimension d'une représentation irréductible de  $SU(3)$ . On voit que le couplage de trois quarks amène un décuplet, deux octets et un état singulet. Les diagrammes de Young reflètent la symétrie de la fonction d'onde par rapport aux permutations. Si toutes les boîtes sont sur une seule ligne, la représentation est symétrique ainsi que la fonction d'onde correspondante. Si toutes les boîtes sont sur une seule colonne, la représentation et sa fonction d'onde sont antisymétriques. Toute autre représentation s'appelle mixte. Ainsi le décuplet correspond à un état symétrique de saveur et l'octet à une symétrie mixte, tandis que le singulet est antisymétrique.

Pour satisfaire la statistique de Fermi-Dirac, le singulet doit avoir un moment angulaire non-nul. En effet, la fonction d'onde d'un baryon (et d'un hadron plus généralement) doit contenir tous les degrés de liberté décrivant les quarks et par conséquent, elle prend la forme générale d'un produit de quatre parties distinctes

$$\text{espace} \otimes \text{spin} \otimes \text{saveur} \otimes \text{couleur} \tag{2.9}$$

La fonction d'onde de couleur sera introduite plus bas. Elle est antisymétrique. Si la partie saveur est antisymétrique (singulet de saveur), le produit des fonctions de l'espace et du spin doit donner une fonction antisymétrique. On peut construire une telle fonction de spin 1/2 (symétrie mixte) en la combinant seulement avec une fonction spatiale de symétrie mixte. Or, une telle fonction doit avoir un moment angulaire  $L \neq 0$ .

De façon générale, pour obtenir une fonction d'onde correcte pour les différents baryons, il suffit de tenir compte du contenu en quarks ainsi que de la symétrie sous permutation à l'aide du groupe  $S_3$ <sup>13</sup>.

### La nécessité de la couleur

Le décuplet<sup>14</sup> de spin  $J = \frac{3}{2}$  de la Fig. 2.2 est décrit par une fonction symétrique de spin. Pour  $\Delta^{++}$  on a par exemple  $u \uparrow u \uparrow u \uparrow$ . Comme il est dans son état fondamental,

<sup>12</sup>Pour une généralisation de ces formules, voir [7].

<sup>13</sup>L'appendice B reprend les fonctions d'ondes de saveur pour les baryons de masses les plus basses.

<sup>14</sup>nous notons ici trois façons de l'écrire en précisant que nous sommes dans  $SU(3)$ , à savoir  $(3,0)$ ,  $\mathbf{10}$  et  $\square \square \square$ .

la fonction spatiale est aussi symétrique. On a donc une fonction  $espace \otimes spin \otimes saveur$  symétrique. Or, il s'agit d'un fermion devant posséder une fonction d'onde antisymétrique. Pour résoudre ce "problème", Greenberg a introduit en 1964 un nouveau degré de liberté, la couleur, dont la fonction d'onde est antisymétrique. Pour avoir une telle fonction, le nombre quantique de couleur doit avoir trois valeurs différentes, par exemple rouge, bleu et vert. Ce nouveau degré de liberté entraîne une nouvelle symétrie pour les interactions fortes que l'on note  $SU(3)_C$ <sup>15</sup>. Chaque quark est un triplet de couleur et les hadrons sont de couleur globale blanche ou neutre (la couleur est une symétrie cachée pour les hadrons). Nous verrons plus tard le rôle extrêmement important de la couleur dans les processus d'interaction forte, ce rôle va bien plus loin que celui de faire respecter la symétrie des fonctions d'ondes des baryons.

L'introduction de la couleur fournit la raison pour laquelle on ne trouve pas de configurations de hadrons telles que  $qq$  et  $qqqq$ , en effet il suffit de remarquer que dans la décomposition des produits directs correspondants, on ne trouve pas l'état singulet

$$\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \bar{\mathbf{3}} \oplus \mathbf{6} \quad (2.10)$$

$$\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{3} \oplus \mathbf{3} \oplus \mathbf{3} \oplus \bar{\mathbf{6}} \oplus \bar{\mathbf{6}} \oplus \mathbf{15} \oplus \mathbf{15} \oplus \mathbf{15} \oplus \mathbf{15} \quad (2.11)$$

En terme de diagramme de Young, la relation (2.11) peut s'écrire d'une façon plus claire comme

$$\begin{aligned} \square \otimes \square \otimes \square \otimes \square &= (\square \square \square + 2 \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \square \\ \hline \end{array} + \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array}) \otimes \square \\ &= \square \square \square \square + 3 \begin{array}{|c|c|c|} \hline \square & \square & \square \\ \hline \square & \square & \square \\ \hline \end{array} + 2 \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \square \\ \hline \end{array} + 3 \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \square \\ \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \\ &= (4, 0) + 3(2, 1) + 2(0, 2) + 3(1, 0) \end{aligned} \quad (2.12)$$

car les représentations (4,0) et (2,1) ont la même dimension égale à 15.

La théorie des interactions fortes, la QCD, basée sur la symétrie de jauge  $SU(3)_C$ , explique pourquoi on n'observe pas de quarks libres, à cause du confinement.

Etant donné que le gluon  $g$ , boson de jauge de l'interaction forte, se transforme comme un octet de couleur, on voit également que des états (exotiques) de type  $gg$  (glueballs) ou encore  $q\bar{q}g$  (hybrides) sont, eux, possibles

$$\mathbf{8} \otimes \mathbf{8} = \mathbf{27} \oplus \mathbf{10} \oplus \bar{\mathbf{10}} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{1} \quad (2.13)$$

$$\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} \otimes \mathbf{8} = \mathbf{27} \oplus \mathbf{10} \oplus \bar{\mathbf{10}} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{1} \quad (2.14)$$

En ce qui concerne les fonctions d'onde de couleur des baryons et mésons, on a

$$C_{baryon} = \frac{1}{\sqrt{6}} \epsilon^{abc} q_a q_b q_c \quad (2.15)$$

$$C_{meson} = \frac{1}{\sqrt{3}} \delta^{ab} q_a \bar{q}_b \quad (2.16)$$

où  $a, b$  et  $c$  sont les indices de couleurs.

<sup>15</sup>Il y a de nombreuses preuves de l'existence de ce nombre quantique de couleur, mentionnons par exemple la désintégration du pion neutre  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  où la largeur de désintégration n'est correcte qu'en considérant un nombre de couleurs  $N_C = 3$  ou encore le rapport des sections efficaces  $R_{e^+e^-} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow hadrons)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$  qui n'est en accord avec l'expérience que si l'on prend  $N_C = 3$ .

### Classification SU(6)

Les hadrons considérés comme des états constitués de quarks dépendent, voir (2.9), de degrés de liberté spatiale<sup>16</sup> et interne (spin, saveur, couleur). La partie de couleur des baryons étant antisymétrique, il est utile de les classer à l'aide du groupe spin-flavor SU(6)<sup>17</sup> qui est tel que  $SU(6)_{sf} \supset SU(3)_f \otimes SU(2)_s$ .

Nous avons déjà discuté de  $SU(3)_f$  précédemment. Pour  $SU(2)_s$  la combinaison de trois quarks donne les états permis  $\square\square\square$  de dimension 4 et  $\square$  de dimension 2. La représentation antisymétrique  $\square$  n'existe pas vu que les représentations de  $SU(2)$  n'ont que deux lignes au maximum<sup>18</sup>.

On peut alors obtenir et comprendre la classification SU(6) qui se fait comme suit. En utilisant la notation dimensionnelle des représentations de SU(6) avec les indices S pour symétrique, M pour mixte et A pour antisymétrique, on a

$$\mathbf{6} \otimes \mathbf{6} \otimes \mathbf{6} = \mathbf{56}_S \oplus \mathbf{70}_M \oplus \mathbf{70}_M \oplus \mathbf{20}_A \quad (2.17)$$

Ces multiplets SU(6) se décomposent en multiplets de  $SU(3)_f$  avec l'indice supérieur  $2S+1$  où S est le spin total des quarks pour chaque baryon du multiplet SU(3)

$$\mathbf{56} = \mathbf{410} \oplus \mathbf{28} \quad (2.18)$$

$$\mathbf{70} = \mathbf{210} \oplus \mathbf{48} \oplus \mathbf{28} \oplus \mathbf{21} \quad (2.19)$$

$$\mathbf{20} = \mathbf{28} \oplus \mathbf{41} \quad (2.20)$$

On retrouve dans la représentation symétrique de SU(6),  $\mathbf{56}_S$ , le décuplet de spin  $\frac{3}{2}$  et l'octet du nucléon de spin  $\frac{1}{2}$ , lesquels sont de symétrie spin-flavor souhaitée étant donné leurs fonctions d'ondes spatiales symétriques (L=0).

Les états  $\mathbf{70}$  et  $\mathbf{20}$  entraînent une excitation orbitale de manière à maintenir le produit espace  $\otimes$  spin  $\otimes$  saveur symétrique. Les états avec un moment orbital angulaire différent de zéro sont donc classés en supermultiplets  $SU(6) \otimes O(3)$ , dont seuls les supermultiplets symétriques et mixtes sont réalisés.

Bien entendu, tout comme SU(3), SU(6) est une symétrie approchée brisée par le fait que la masse du quark  $s$  soit plus grande que celle de  $u$  et  $d$ , mais aussi par les interactions spin-spin, spin-orbite que nous verrons plus tard.

#### 2.3.2 Les mésons

Les mésons sont formés d'une paire quark-antiquark, par conséquent on a

$$\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1} \quad (2.21)$$

$$\square \otimes \square = \square \oplus \square \quad (2.22)$$

Le spin total de ce système  $q\bar{q}$  est 0 ou 1. La parité est celle d'un système fermion-antifermion et est  $P = (-1)^{L+1}$  avec L le moment orbital, caractérisant le mouvement relatif entre les deux quarks et valant 0 pour les mésons de plus basse masse. On a donc pour L=0 deux possibilités, soit les mésons pseudoscalaires  $J^P = 0^-$ , soit les mésons vecteurs  $J^P = 1^-$ .

On observe sur la Fig. 2.4 un nonet qui n'est en fait rien d'autre qu'un octet et un singulet, où le singulet s'est couplé avec l'élément de l'octet possédant les mêmes nombres quantiques que lui. Ceci est dû à la brisure de symétrie SU(3) de l'interaction forte qui mélange l'octet et le singulet.

<sup>16</sup>pour lequel les coordonnées de Jacobi sont souvent utilisées.

<sup>17</sup>On se limite aux quarks légers.

<sup>18</sup>Etant donné qu'il n'y a que deux états possibles, up et down.

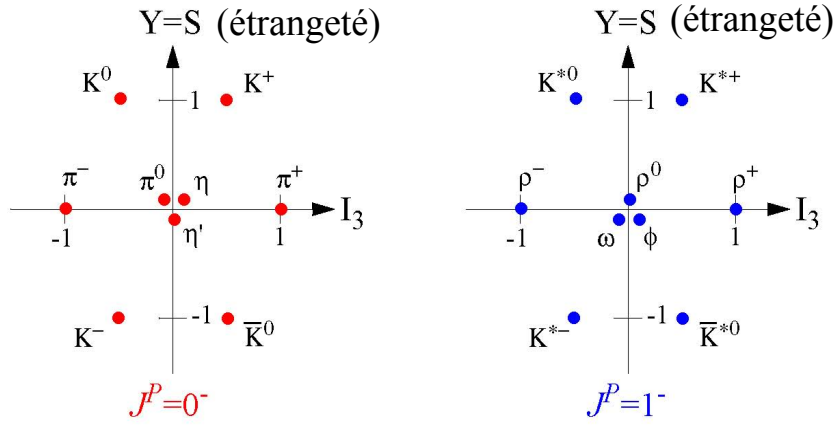


FIG. 2.4 – diagrammes de poids des mésons pseudoscalaires (à gauche) et vecteurs (à droite)

### Les nombres quantiques du méson

A la parité des mésons  $P = (-1)^{L+1}$ , on peut ajouter deux autres nombres quantiques qui lui sont spécifiques, la conjugaison de charge C et la G-parité. Les mésons sont caractérisés par leurs nombres quantiques et la notation  $J^{PC}$ . On a

$$C = (-1)^{L+S} \quad (2.23)$$

où S le spin du méson  $q\bar{q}$  et  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  le moment angulaire total. C est un bon nombre quantique pour les mésons neutres<sup>19</sup>. La G-parité est quand à elle définie par

$$G = (-1)^{L+I+S} \quad (2.24)$$

où I est l'isospin. La G-parité n'est donc conservée que si l'isospin est un bon nombre quantique.

Seules certaines "combinaisons" de ces nombres quantiques sont permises dans un modèle  $q\bar{q}$  pour les mésons. Elles doivent satisfaire aux relations  $C = P = (-1)^J$  ou  $C = P = (-1)^{J+1}$  (avec une exception pour  $J=0$ ) ou  $C = (-1)^J$ ,  $P = (-1)^{J+1}$ . On a donc les formes interdites  $J^{PC} = 0^{--}$ ,  $0^{+-}$ ,  $1^{-+}$ ,  $2^{+-}$ , ..., si elles sont observées, on les considère comme des états exotiques.

### Nomenclature et résonance

L'appendice B contient les baryons de l'octet et du décuplet ainsi que les mésons pseudoscalaires et vectoriels avec certaines de leurs propriétés (nombres quantiques, masse, durée de vie, fonction d'onde). Par exemple, la durée de vie des baryons étranges est de l'ordre de  $10^{-10}$ s car ils se désintègrent faiblement à l'exception de  $\Sigma^0$  qui subit une transition électromagnétique vers  $\Lambda$  ce qui lui donne une durée de vie de l'ordre de  $10^{-20}$ s. L'appendice C reprend quant à lui les règles gouvernant la nomenclature des hadrons.

Une notion non abordée pour le moment et qui sera utilisée largement par la suite est celle de résonance. En effet, il y a une différence entre une particule qui est l'état lié de plus basse énergie et dont la désintégration se fait par désintégration faible ou électromagnétique, ce qui lui donne par conséquent une longue durée de vie, et des états excités qui se désintègrent fortement et par conséquent, ont une courte durée de vie de l'ordre de  $10^{-24}$ s, ce sont ce que l'on appelle des résonances.

### Angles de mélange

Prenons le cas des mésons pseudoscalaires.

<sup>19</sup>Seuls les bosons neutres qui sont leurs propres antiparticules sont des états propres de l'opérateur conjugaison de charge C.



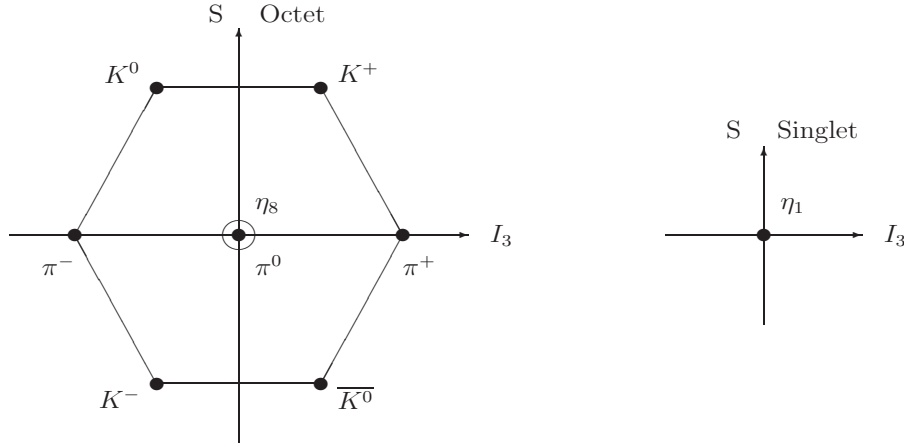


FIG. 2.5 – diagrammes de poids des mésons pseudoscalaires

Les fonctions d'ondes de saveur des mésons se trouvant à l'origine des diagrammes de la Fig. 2.5, représentant la décomposition (2.21), ont la forme

$$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} - u\bar{u}) \quad (2.25)$$

$$\eta_8 = \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) \quad (2.26)$$

$$\eta_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) \quad (2.27)$$

Les états  $\eta_1$  et  $\eta_8$  ayant les mêmes nombres quantiques  $I$ ,  $I_3$  et  $Y$  se mélangent, en réalité à cause de la brisure de symétrie  $SU(3)$ . Les états mélangés s'appellent  $\eta$  et  $\eta'$ <sup>20</sup>. En introduisant  $\theta_{PS}$  (PS pour pseudoscalaire) l'angle de mélange, on retrouve les éléments de la Fig. 2.4

$$\eta = \cos(\theta_{PS})\eta_8 + \sin(\theta_{PS})\eta_1 \quad (2.28)$$

$$\eta' = -\sin(\theta_{PS})\eta_8 + \cos(\theta_{PS})\eta_1 \quad (2.29)$$

Dans la réalité, on a  $\theta_{PS} \approx -24^\circ$ . Pour une certaine valeur de l'angle de mélange appelée  $\theta_{ideal}$  et valant  $35,3^\circ$ , on aurait un découplage étrange/non-étrange pour les fonctions d'ondes de saveur. Ce n'est pas le cas pour les mésons pseudoscalaires. Par contre, à un écart  $\delta_V = 3,7^\circ$  près, l'angle de mélange des mésons vecteurs est proche de  $\theta_{ideal}$ . L'écart à  $\theta_{ideal}$  pour les mésons tenseurs est quant à lui un peu plus grand et vaut  $\delta_T = 6^\circ$  [17].

Ainsi pour les mésons vecteurs du centre de la Fig. 2.4, on a

$$\phi \approx s\bar{s} \quad (2.30)$$

$$\omega \approx n\bar{n} = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) \quad (2.31)$$

Ceci permet de comprendre deux observations essentielles

- la masse du  $\phi$  (1020 MeV) est plus grande que celle de  $\omega$  (783 MeV).
- le mode de désintégration forte de ces deux mésons se fait selon la règle d'OZI (OZI rule<sup>21</sup>) et est illustré par la Fig. 2.6 : elle supprime les processus avec des diagrammes

<sup>20</sup>A noter qu'on pourrait envisager également une composante  $c\bar{c}$  pour ces deux états  $\eta$  et  $\eta'$ , cependant la différence de masse entre  $\eta_c$  et  $\eta$  rend l'angle de mélange très petit. Une composante gluonique peut également être attachée à ces états, et cela a effectivement été montré expérimentalement même si cette quantité est négligeable. La symétrie d'isospin empêche quant à elle, un mixage avec  $\pi^0$ .

<sup>21</sup>Okubo, Zweig et Iizuka.

où l'on peut couper le long d'une ligne de gluons et ainsi avoir deux diagrammes déconnectés (partie droite de la Fig. 2.6). On a

$$\begin{aligned}\phi &\rightarrow KK \text{ 84\%} \\ &\rightarrow \pi\pi\pi \text{ 15\%}\end{aligned}$$

où malgré un espace de phase favorable à la désintégration en pions ( $Q = 1020 - 400 \approx 600 \text{ MeV}$ ) par rapport à celle en kaons ( $1020 - 1000 = 20 \text{ MeV}$ ), la deuxième est favorisée car faisant appel à un diagramme connecté. Il existe cependant une faible désintégration en pions (15%) due à la "non-strict" égalité<sup>22</sup> de l'angle de mixage avec  $\theta_{ideal}$ .

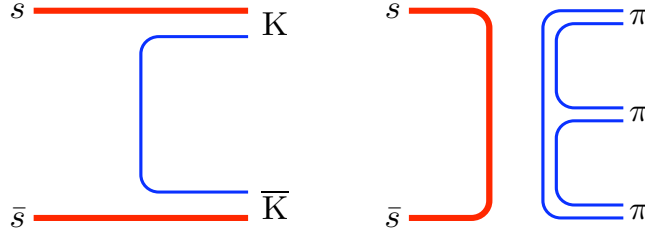


FIG. 2.6 – Diagramme connecté (à gauche) et déconnecté (à droite) de la désintégration du  $\phi$ , le premier sera favorisé par la règle d'OZI

### Les mésons exotiques

D'autres mésons peuvent également exister (d'un point de vue théorique (QCD) tout au moins) avec plus de quarks constituants ou un degré de liberté "gluonique".

- Les "glueballs" qui sont des mésons sans quarks constituants formés de gluons  $g$ .
- Les "hybrides" qui sont de la forme  $q\bar{q}g$ .
- Les multiquarks déjà mentionnés tels que  $qq\bar{q}\bar{q}$ .

## 2.4 Applications du modèle en quarks constituants

### 2.4.1 Moment magnétique

Nous prenons, comme souvent en physique des particules,  $\hbar = c = 1$ . Nous avons vu que la fonction d'onde de couleur des baryons est antisymétrique. Ici, nous considérons les baryons de moment angulaire orbital nul et de spin  $\frac{1}{2}$ . Dans le modèle de quarks, leur fonction d'espace est symétrique. Cela signifie que le produit de la fonction de saveur par celle de spin doit être symétrique pour respecter la statistique de Fermi-Dirac. Ce produit est ce que l'on appelle un produit interne et il est régi par les séries et coefficients de Clebsch-Gordan. La fonction d'onde spin-saveur est du type

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\chi^\rho\phi^\rho + \chi^\lambda\phi^\lambda) \quad (2.32)$$

où  $\chi$  et  $\phi$  sont respectivement les fonctions de spin et de saveur.

On peut à l'aide de cette fonction, par exemple, calculer les rapports des moments magnétiques du proton et neutron.

On doit donc calculer

$$\frac{\langle \Psi_{p\uparrow} | M_z | \Psi_{p\uparrow} \rangle}{\langle \Psi_{n\uparrow} | M_z | \Psi_{n\uparrow} \rangle} \quad (2.33)$$

<sup>22</sup>Etant donné l'écart à l'angle idéal  $\delta_V$ ,  $\phi$  a une composante  $\sin(\delta_V)$  de  $n\bar{n}$ .

La flèche  $\uparrow$  signifie que le proton et le neutron sont pris avec une composante  $S_z = \frac{1}{2}$  tandis que  $M_z$  est la composante z de l'opérateur moment magnétique et vaut

$$M_z = \sum_{i=1}^3 \mu_i q(i) \sigma_z i \quad (2.34)$$

$$\mu_i = \frac{e}{2m_i} \quad (2.35)$$

En se servant des fonctions d'ondes de saveur et de spin de l'appendice B, ainsi qu'en considérant la masse des quarks  $u$  et  $d$  égale ( $\mu_u = \mu_d$ ), on trouve un rapport  $-\frac{3}{2}$  pour (2.33) ce qui est proche de la valeur expérimentale -1,46.

De façon générale, pour un baryon d'isospin  $\frac{1}{2}$  composé de deux quarks identiques  $q$  et d'un troisième  $q'$ , le moment magnétique  $\mu$  vaut

$$\mu = \frac{4}{3} \bar{\mu}_q - \frac{1}{3} \bar{\mu}_{q'} \quad (2.36)$$

où  $\bar{\mu}_u = \frac{2}{3} \mu_u$ ,  $\bar{\mu}_d = -\frac{1}{3} \mu_d$ ,  $\bar{\mu}_s = -\frac{1}{3} \mu_s$  avec  $\mu_i$  (i=u,d,s) donnés par (2.35).

En prenant également en compte des baryons étranges, en faisant une moyenne sur les résultats obtenus et en comparant aux résultats expérimentaux, on peut ainsi trouver les moments magnétiques des quarks [8] en unité du magnéton Bohr  $\mu_N = \frac{e}{2M}$  avec M la masse du nucléon

$$\bar{\mu}_u = 1,852 \mu_N, \bar{\mu}_d = -0,972 \mu_N, \bar{\mu}_s = -0,613 \mu_N \quad (2.37)$$

## 2.4.2 Masse des quarks et des hadrons

### Les quarks

La notion de masse des quarks est loin d'être triviale. D'une part, elle est difficile à déterminer et d'autre part, elle est difficile à comprendre. Etant donné qu'ils n'ont jamais été observés comme particules libres (les quarks sont confinés), on ne peut procéder à une mesure "classique" de leurs masses. La Table 2.2 donne une approximation de la masse constituante et masse courante des quarks.

masse	u	d	s	c	b	t
courante	$\approx 3MeV$	$\approx 6MeV$	$\approx 115MeV$	$\approx 1,2GeV$	$\approx 4,2GeV$	$\approx 174GeV$
constituante	$\approx 340MeV$	$\approx 340MeV$	$\approx 510MeV$	$\approx 1,2GeV$	$\approx 4,2GeV$	$\approx 174GeV$

TAB. 2.2 – Masses des quarks

**La masse constituante** C'est la masse des quarks qui "constitue" les hadrons dans le modèle décrit ci-dessus, elle se détermine par expérience. Par exemple en tenant compte des moments magnétiques calculés ci-dessus, on trouve dans le baryon,  $m_u = 0,338GeV$ ,  $m_d = 0,322GeV$  et  $m_s = 0,510GeV$ .

**La masse courante** C'est la masse prise en compte dans le traitement d'un lagrangien QCD où elle est un paramètre, nous en parlerons par la suite. Elle peut être déterminée tout comme la masse constituante, en accord avec l'expérience.

### Les hadrons

L'appendice B reprend les masses des hadrons des multiplets introduits précédemment. La différence de masse des hadrons ne peut pas se limiter à la différence de leurs quarks constituants. Par exemple, les baryons  $\Sigma^0$  et  $\Lambda$  de l'octet de la Fig. 2.2 ont un même

contenu en quarks ( $uds$ ) mais une masse différente. Nous verrons au chapitre suivant que cette différence vient de termes dépendants de spin dans le potentiel interquark.

### Formule de Gell-Mann Okubo et trajectoire de Regge

**Formule de Gell-Mann Okubo** Comme nous l'avons déjà remarqué, une symétrie exacte de l'interaction forte sous  $SU(3)_f$  (qui nous a permis de classer les hadrons) impliquerait que les masses des éléments d'un multiplet soient identiques. L'observation expérimentale nous enseigne que cette symétrie est brisée.

La classification précédente basée sur l'invariance sous  $SU(3)_f$  a été basée sur deux hypothèses

1. L'interaction forte est indépendante des saveurs.
2. Les masses des quarks u, d et s sont identiques.

Or, les gluons, les bosons d'échange de l'interaction forte, ne distinguent pas le goût des quarks. Par conséquent, la première hypothèse semble être en accord avec cette propriété. La brisure de  $SU(3)_f$  s'exprime alors par une différence de masse entre les quarks sous la forme

$$m_s > m_u \approx m_d \quad (2.38)$$

On peut écrire l'Hamiltonien de l'interaction forte comme une somme d'un opérateur  $H_0$  invariant sous  $SU(3)$  et d'un terme brisant la symétrie

$$H_{strong} = H_0 + H' \quad (2.39)$$

En considérant que la masse des éléments d'un multiplet d'un même isospin est la même, on a la condition que  $H'$  commute avec  $I_3$ . Le seul générateur de  $SU(3)$  qui commute avec  $I_3$  est  $\lambda_8$  qui est défini dans l'appendice A. En fait, la forme la plus générale de  $H'$  est

$$H' = x \frac{\lambda_8}{2} + y d_{8ab} \frac{\lambda_a \lambda_b}{2} \quad (2.40)$$

où  $x$  et  $y$  sont des paramètres à fixer tandis que les  $\lambda_i$  et  $d_{abc}$  sont définis dans l'appendice A.

A l'aide de la théorie des groupes de  $SU(3)$ , le second terme de  $H'$  peut s'écrire

$$d_{8ab} \frac{\lambda_a \lambda_b}{2} = \frac{\sqrt{3}}{2} (I^2 - \frac{1}{4} Y^2 - \frac{1}{3} F^2) \quad (2.41)$$

où  $F^2$  est l'opérateur invariant quadratique en les générateurs appelés opérateur de Casimir (cfr appendice A).

Pour un baryon  $B$  d'un  $Y$  et  $I$  donnés appartenant au multiplet  $(\mu_1, \mu_2)$ , la théorie des perturbations au premier ordre donne la formule de Gell-Mann-Okubo

$$m_B = \langle B | H_{strong} | B \rangle = m_0 + \delta m_1 Y + \delta m_2 [I(I+1) - \frac{1}{4} Y^2] \quad (2.42)$$

où  $m_0$  reprend la valeur pour la partie  $SU(3)$  invariante de  $H_{strong}$ , à savoir la partie  $H_0$  et  $F^2$ ,  $\delta m_1 = x$  et  $\delta m_2 = \frac{\sqrt{3}}{2} y$ .

La formule (2.42) est satisfaisante pour les baryons. En ce qui concerne les mésons, il faut également tenir compte du couplage existant entre les octets et singulets.

Ce lien permet de déterminer l'angle de mélange à l'aide de l'observation des masses des mésons. Par exemple, dans le cas des mésons pseudoscalaires, on arrive à la relation

$$\tan^2(\Theta) = \frac{3M_\eta + M_\pi - 4M_K}{4M_K - 3M_{\eta'} - M_\pi} \quad (2.43)$$

et par conséquent un angle  $\Theta_{PS} = -23^\circ$  bien différent de  $\Theta_{ideal}$ .

**Trajectoires de Regge** Le carré de la masse des mésons est linéairement dépendant du moment angulaire  $J$ . Sur un graphique avec en ordonnée la masse au carré et en abscisse  $J$ , on obtient des droites nommées trajectoires de Regge. Idem pour les baryons. Une observation intéressante à ce propos peut se faire en comparant les trajectoires mésoniques et baryoniques. Cela permet de voir que la force agissant entre quark et antiquark est la même qu'entre quark et diquark<sup>23</sup>.

L'étude de ces trajectoires de Regge a donné lieu à la théorie de "flux tube" qui considère entre le quark et l'antiquark du méson, un flux de lignes du champ chromoélectrique concentré dans un tube, une corde en rotation dont la densité en masse est homogène. Cette corde est caractérisée par sa tension et des calculs relatifs à ce modèle permettent de relier des grandeurs telles que la masse, le moment orbital ou le diamètre du méson [27].

## 2.5 Conclusion : Succès et limites du modèle des quarks original

Le modèle en quarks constituants est simple et donne généralement un bon accord avec l'expérience. Mais il n'a pas encore un fondement solide. D'ailleurs au début, ce modèle a difficilement été approuvé. Ainsi, l'article proposant l'existence des quarks a été accepté par Physics Letters seulement car il portait le nom de Gell-Mann. Au sujet de cet article l'éditeur dit [14] :

"The paper looks crazy, but if I accept it and it is nonsense, everyone will blame Gell-Mann and not Physics Letter. If I reject it and it turns out to be right, I will be ridiculed"

Nous allons maintenant reprendre ce que permet de comprendre le modèle des quarks et qui a permis à ce dernier de gagner petit à petit la confiance des physiciens en tant que modèle phénoménologique du comportement des hadrons

1. La multiplicité des multiplets observés et leurs spins sont bien expliqués par le modèle en tenant compte de la symétrie. Il y a en effet toute une infinité de représentations possibles du groupe  $SU(3)$ .
2. Il permet l'introduction du triplet fondamental de  $SU(3)$ , associé aux quarks.
3. En prenant la symétrie  $SU(3)_f$  brisée au niveau des quarks ( $m_s > m_u$ ) le modèle a permis de comprendre la masse des hadrons comme celle prédite pour  $\Omega^-$  par la formule de Gell-Mann-Okubo.
4. La parité des mésons, considérés comme formés d'un quark et d'un antiquark de spin  $\frac{1}{2}$  doit satisfaire les règles d'un système fermion-antifermion, ce qui est le cas.
5. Nous avons vu les prévisions de ce modèle pour les moments magnétiques.
6. Les nombres quantiques additifs des hadrons se font de façon naturelle.
7. Il explique, en partie, le spectre des baryons à l'aide du groupe  $SU(6) \otimes O(3)$  et un potentiel approprié.
8. A l'aide d'un terme d'interaction interquark, il permet de comprendre la structure hyperfine, notamment la différence de masse entre  $\Lambda$  et  $\Sigma$  ou entre  $N$  et  $\Delta$ .

Les deux derniers points seront discutés dans le chapitre suivant, il nécessite de ne plus seulement considérer l'aspect théorie des groupes des hadrons mais d'instaurer également une dynamique pour le système de quarks constituants. Cette dynamique permet d'expliquer les nombreuses résonances hadroniques.

Le modèle possède cependant ses limites, à commencer par le fait qu'il est surprenant et difficilement compréhensible qu'en considérant simplement les hadrons faits d'objets constituants (leurs quarks de valence), on puisse si bien les décrire. Voici d'autres problèmes que "cache" le modèle

<sup>23</sup>Nous reparlerons ultérieurement de la notion de diquark.

1. La diffusion profondément inélastique (on regarde les hadrons avec une grande résolution) traduit la présence d'antiquarks dans le nucléon. C'est ce que l'on appelle la mer de quarks-gluons (paires quark-antiquark et gluons). On voit donc qu'à suffisamment haute énergie, il y a nécessité de "laisser tomber" la vision simpliste de quark de valence. La fonction d'onde d'un baryon ordinaire prendra ainsi la forme "d'une extension dans l'espace de Fock<sup>24</sup>"

$$|B \rangle = (qqq)[\text{Constante} + \text{mer quark-antiquark gluon}] \quad (2.44)$$

$$= (qqq)[a + b(q\bar{q}) + c(qqg) + \dots] \quad (2.45)$$

Alors que celle d'un état exotique, un tetraquark par exemple, sera du type

$$|T \rangle = (qq\bar{q}\bar{q})[\text{Cste} + \text{mer quark-antiquark gluon}] \quad (2.46)$$

Ceci étant dit, on voit apparaître bien plus que 3 quarks dans notre baryon ordinaire. Et en même temps apparaît un problème dans notre définition d'exotisme qui fait dire à certains spécialistes que d'une certaine façon, tous les états sont exotiques. En effet, n'importe quel méson ordinaire  $q\bar{q}$  possède des composantes hybrides ou multiquarks. La question à se poser est : que vaut la valeur de ses composantes (que vaut a, b, c dans l'espace de Fock) ?

2. On sait également par expérience que seule une partie du spin du nucleon est portée par les quarks, d'où la présence de gluons qui n'est pas traitée dans le modèle des quarks de valence. En fait, le CQM n'utilise pas tous les degrés de liberté de la QCD (voir (2.44)) et par conséquent, des hadrons non envisagés par CQM sont possibles.
3. Le modèle ne donne aucune indication "dynamique" sur un éventuel mécanisme de confinement des quarks, le fait qu'il possède une masse élevée, ... Dans le même ordre d'idée, l'introduction de la couleur dans le CQM a permis de contourner certains problèmes (principe de Pauli de  $\Omega^-$ , pourquoi on ne trouve pas de quark isolé ou d'état  $qq, \dots$ ). Mais elle introduit cependant une question bien plus essentielle, pourquoi les particules sont des singulets de couleur ?
4. Il y a aussi le problème des résonances manquantes. Ainsi aucun méson du type  ${}^3D_2$  n'a été observé. Ce sont les états tels que  $\rho_2, \omega_2, \dots$

Une chose est sûre cependant, c'est que ce modèle est de loin le plus efficace en matière de comparaison avec l'expérience, comme le dit Lipkin [28] "the experimental data show it has the right physics". Et de ce fait, il doit servir de base aux approches que l'on voudra faire par rapport aux hadrons. Restera alors à comprendre et expliquer comment ce modèle fonctionne si bien, et peut-être que cette réponse passe par l'étude des formes exotiques.

---

<sup>24</sup>En mécanique quantique, il s'agit de l'espace d'Hilbert utilisé pour décrire les états quantiques avec un nombre inconnu de particules.

*Les théories sont comme des pièces sur un vêtement,  
elles finissent un jour par s'user*

Proverbe tibétain

# 3

## Introduction à l'interaction forte

Dans ce chapitre, nous allons introduire quelques notions fondamentales de l'interaction forte et de la théorie la décrivant, la QCD. Nous resterons sur un plan descriptif sans entrer dans un langage mathématique formel qui prendrait beaucoup de temps et qui ne nous serait pas d'une grande utilité par la suite.

La QCD est la théorie des interactions fortes. C'est une théorie de jauge non abélienne basée sur le groupe de jauge  $SU(3)$  (3 couleurs) contrairement à QED basée sur le groupe de jauge abélien  $U(1)$  (1 charge). Elle introduit une nouvelle charge, la couleur<sup>1</sup>, qui permet aux quarks d'interagir par l'échange de gluons, particules vectorielles de masse nulle, comme le photon. La charge de couleur de l'interaction forte est analogue à la charge électrique pour les interactions électromagnétiques. Le nombre des gluons est égal au nombre des générateurs du groupe  $SU(3)$ , c'est-à-dire 8 (cfr appendice A). Les gluons sont colorés et chacun porte simultanément une couleur et une anticouleur.

	<b>QED</b>	<b>QCD</b>
Charge	électrique	couleur
Nombre de charges	1 (+,-)	3 (r,b,g, $\bar{r},\bar{b},\bar{g}$ )
Boson de jauge	photon	gluon
Nombre de bosons de jauge	1	8
Charge du médiateur	nulle	coloré
Particule chargée libre ?	oui	non (confinement)

TAB. 3.1 – Comparaison des interactions électromagnétique et forte

Historiquement, la théorie de la chromodynamique quantique fait suite à la recherche de théoriciens essayant de développer une théorie quantique des champs compatibles avec la liberté asymptotique ...

### 3.1 La liberté asymptotique

Début des années 70, des expériences de diffusion profondément inélastique  $e^-p$  à haute énergie (voir Fig. 3.1)<sup>2</sup> indiquent que les quarks dans le nucléon ont un comportement ponctuel de particule n'interagissant presque pas. A première vue, ceci est surprenant car

<sup>1</sup>Souvenons-nous du chapitre précédent où la couleur avait été introduit afin "d'antisymétriser" la fonction d'onde des baryons.

<sup>2</sup>Le photon virtuel doit avoir assez d'énergie pour "scruter" le proton.

rappelons qu'à l'époque les quarks étaient supposés confinés dans les hadrons par des forces très intenses venant de la couleur. Ce comportement se comprend grâce à la propriété de liberté asymptotique de l'interaction forte qui veut dire que la constante de couplage de l'interaction  $\alpha_S$  diminue avec l'énergie comme l'indique la Fig. 3.2.

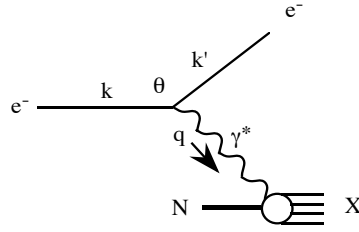


FIG. 3.1 – Diagramme de la diffusion inélastique profonde électron nucléon

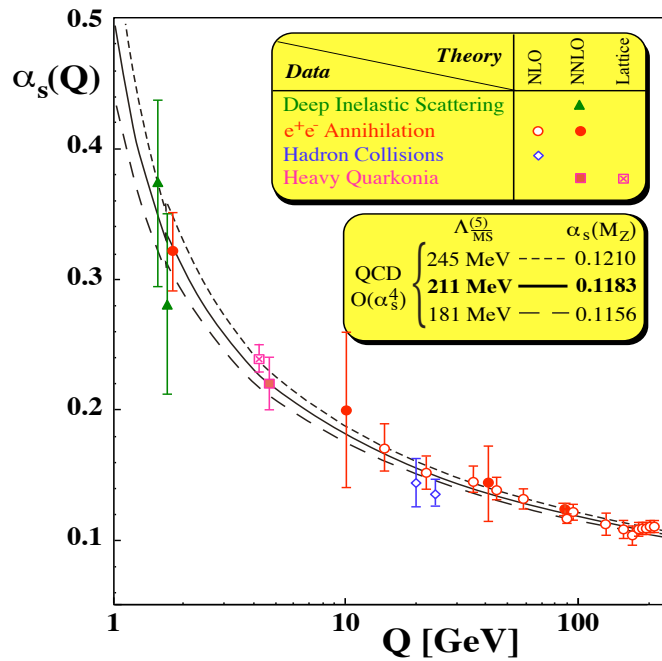


FIG. 3.2 – constante de couplage fort en fonction du transfert d'impulsion  $Q$

En fait, cette propriété n'est compréhensible que dans une théorie de jauge NON abélienne. Une comparaison avec QED, théorie abélienne, peut permettre de comprendre la différence.

**QED** Dans le cas d'une diffusion d'un électron par un autre par exemple, on sait qu'à haute énergie, il faut considérer des diagrammes de plus haut ordre en la constante de couplage électromagnétique. A l'ordre deux (pour  $\alpha$ ), on a en particulier le diagramme de polarisation du vide (Fig. 3.3) dans lequel la ligne du photon comprend une boucle de fermions correspondant à la propagation d'une paire électron-positron virtuelle. Sans entrer dans les processus de renormalisation dus aux divergences de tels diagrammes, nous dirons simplement que l'électron diffusé peut ressentir un effet d'écran dû à la paire électron-positron. Ainsi à haute énergie, donc à faible distance, l'électron diffusé pénétrera cet écran et aura ainsi une charge effective plus grande que celle de départ, ce qui mène directement à une constante de couplage augmentant avec l'énergie.

**QCD** La boucle de fermion est toujours présente (mais cette fois-ci avec une paire quark-antiquark) mais on trouve en plus, à cause du caractère non abélien de la théorie permettant



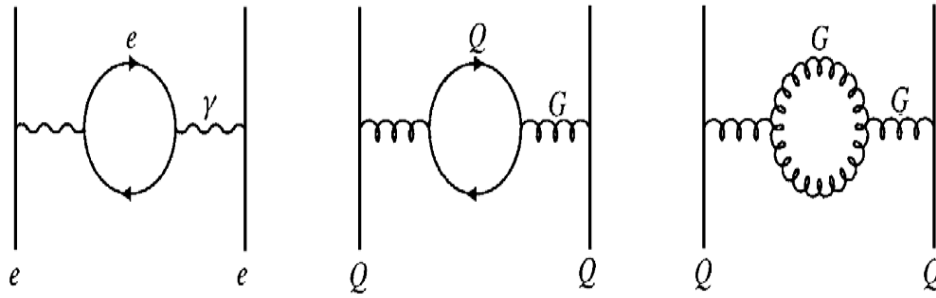


FIG. 3.3 – Diagramme de polarisation du vide. A gauche pour QED où seule une boucle de fermions est présente tandis que pour QCD, on a une boucle de fermions et une de gluons

l'interaction entre les gluons eux-mêmes, des diagrammes avec boucle de bosons. Il est possible de montrer que QCD mène à une constante de couplage ayant un comportement inverse que celle de QED.

En fait, la dépendance entre la quantité de moment transféré ( $Q^2$ ) et la constante de couplage se fait à l'aide de l'équation du groupe de renormalisation dont la forme générale est

$$Q^2 \frac{\partial \alpha}{\partial Q^2} = \beta(\alpha) \quad (3.1)$$

C'est donc le signe de la fonction  $\beta$  qui déterminera le comportement d'une théorie. Il est positif pour QED et négatif pour QCD.

C'est en 1973 que Gross, Wilczek (22 ans à l'époque!!) et Politzer (24ans) proposèrent une théorie de jauge non abélienne basée sur le groupe de jauge  $SU(3)_C$  conduisant à la liberté asymptotique. Ce groupe  $SU(3)_C$  nécessite l'introduction de la couleur déjà mentionnée.

## 3.2 Le confinement

Une autre propriété tout aussi capitale mais malheureusement moins comprise (d'un point de vue théorique) est le confinement. Il se traduit par le fait que toutes les tentatives afin d'observer les quarks libres se sont soldées par un échec. Contrairement aux autres interactions, la force de couleur augmente quand on sépare les quarks ce qui entraîne le confinement de la couleur à l'intérieur des hadrons qui sont donc de couleur blanche. Ceci entraîne la règle de triarité déjà mentionnée précédemment et impose les formes  $q\bar{q}$  et  $qqq$  des hadrons, sans exclure des formes exotiques telles que  $qq\bar{q}\bar{q}$  et  $qqqq\bar{q}$ .

Une façon de voir et comprendre le confinement est de considérer que le fait que la constante de couplage augmente à grande distance est analogue à un milieu dia-électrique<sup>3</sup>. En effet, supposons un milieu dia-électrique (c-à-d de constante diélectrique  $\kappa \ll 1$ ), cela signifie qu'une charge  $\epsilon$  placée dans ce milieu produira un "trou"<sup>4</sup> dans lequel on aura  $\kappa = 1$  comme le montre la Fig. 3.4. Un tel système tendra à minimiser l'énergie de son champ électrique en faisant un trou le plus large possible, cette énergie gagnée sera compensée par l'énergie nécessaire à créer le trou dans le vide.

Le vide QCD peut être vu comme un milieu couleur dia-électrique qui forme des sacs autour des charges de couleurs (quarks et gluons).

Étant un comportement essentiellement non perturbatif (les interactions interquark à longue distance sont essentielles), une explication rigoureuse de ce phénomène n'a toujours pas été trouvée.

Revenons sur la Fig. 3.2 qui nécessite les commentaires suivants

<sup>3</sup>Ce type de raisonnement sera utilisé dans la suite de ce chapitre quand nous aborderons les modèles phénoménologiques nécessaires pour décrire les hadrons légers.

<sup>4</sup>Car la charge induite aurait le même signe que  $\epsilon$ .

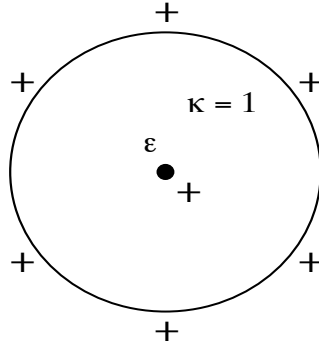


FIG. 3.4 – Comportement d'une charge dans un milieu dia-électrique  $\kappa \ll 1$

- Pour des énergies supérieures à quelques GeV, la constante de couplage  $\alpha_S$  est faible et l'on peut, comme en QED, employer la technique de calcul perturbatif. Cette limite d'énergie permettant d'utiliser ou non la théorie des perturbations est définie par un paramètre d'échelle  $\Lambda \approx 250 MeV$
- Pour de faibles énergies par contre, le calcul perturbatif n'est plus applicable rendant impossible des calculs analytiques, c'est la QCD non-perturbative. Ceci n'est pas sans importance vu que c'est dans ce domaine de QCD non-perturbative que se trouvent la structure et les propriétés des hadrons légers (la physique nucléaire en particulier). D'autres techniques doivent donc être employées pour contourner cette difficulté, soit numérique comme la QCD sur réseau, soit via des théories dites effectives comme la théorie effective des quarks lourds ou encore la théorie des perturbations chirales.

Nous avons cité deux propriétés importantes de QCD, la liberté asymptotique et le confinement. Nous allons ajouter une troisième, la symétrie chirale, qui joue un rôle très important à basse énergie dans le domaine de QCD non perturbatif.

### 3.3 La symétrie chirale

Tout comme les points précédents dans ce chapitre, une étude complète demanderait pas mal de temps, idem en ce qui concernerait même une introduction [29] ou une étude des brisures de symétrie [30] dont il sera sujet dans cette section. Nous allons simplement donner les tenants et aboutissants qui constituent ce phénomène, nous reviendrons plus en détail sur certains points si le besoin s'en fait sentir.

#### Lagrangien et symétrie

Nous allons tout d'abord construire le lagrangien QCD qui nous permettra de voir comment apparaît la symétrie chirale. Pour ce faire, on procède comme suit.

QCD est une interaction de jauge<sup>5</sup> basée sur la symétrie de jauge non abélienne du groupe SU(3). La distinction de ce groupe de symétrie de jauge avec le groupe  $SU(3)_f$  présenté précédemment est son caractère local et non plus global. Ainsi, les paramètres du groupe<sup>6</sup>  $a^\rho$  sont dépendants de l'espace temps et s'écrivent  $a^\rho(x)$ .

On fait agir cette transformation locale sur le champ de quark, champ fermionique libre décrit par le lagrangien de Dirac. Selon le principe d'invariance de jauge, le lagrangien doit rester invariant sous une telle transformation. Or, la dérivée du lagrangien agissant sur les  $a^\rho(x)$  empêche l'invariance. Afin de la récupérer, on introduit un nouveau champ vectoriel dans la théorie, les champs de jauges dont le nombre est égal au nombre de générateurs du groupe de jauge comme déjà annoncé plus haut.

<sup>5</sup>Pour une meilleure compréhension de l'invariance de jauge, une idée géométrique ainsi que des calculs détaillés, voir [10].

<sup>6</sup>voir appendice A.

En procédant de cette façon, on trouve pour QCD, un lagrangien du type

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{f=1}^6 \bar{q}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) q_f - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} \quad (3.2)$$

où

- Les  $q_f$  représentent les spineurs de Dirac correspondant au champ de quark. La somme portant sur la saveur des quarks.
- $D_\mu = \partial_\mu - ig_s A_\mu^a \frac{\lambda^a}{2}$  est appelée la dérivée covariante et apparaît afin de préserver l'invariance de jauge.  $g_s$  est une constante de couplage entre le champ  $q_f$  et le champ  $A_\mu^a$  ( $a=1,\dots,8$  comme le nombre de générateurs) représentant le champ vectoriel discuté ci-dessus. Les  $\lambda^a$  sont les générateurs du groupe SU(3).
- Les  $m_f$  sont les masses des quarks.
- Le second terme est ajouté afin de fournir une dynamique aux champs de jauge  $A_\mu^a$ . Il est bien évidemment invariant de jauge et  $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c$  est un tenseur d'ordre 2.

On voit dans la définition de  $F_{\mu\nu}^a$ , un terme non linéaire en  $A_\mu^a$  faisant apparaître le caractère non abélien de la théorie. Il décrit l'interaction gluon-gluon. Il rend la théorie non linéaire et par conséquent difficile à résoudre. Il permet aussi l'apparition théorique d'une nouvelle matière hadronique comme les glueballs et les hybrides (hadrons formés de quarks et gluons à la fois).

En ne considérant que les quarks  $u$  et  $d$ , la partie du lagrangien peut se réécrire en ne considérant que la partie se rapportant aux champs de quark<sup>7</sup>

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)q \quad (3.3)$$

avec

$$q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

$$M = \begin{pmatrix} m_u & 0 \\ 0 & m_d \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Nous avons déjà mentionné la symétrie d'isospin<sup>8</sup> qui provient du fait que les masses des quarks  $u$  et  $d$  sont proches entraînant une invariance sous la transformation agissant sur le champ des quarks

$$q' = \exp(-i \sum_i \epsilon_i \frac{\tau_i}{2}) q \quad (3.6)$$

où les  $\tau_i$  sont les trois matrices de Pauli. Cette symétrie notée  $SU(2)_V$  est appelée symétrie d'isospin et est exacte dans la limite  $m_u = m_d = 0$ . A cette symétrie correspond un courant conservé (théorème de Noether) du type

$$J_\mu^i = \bar{q} \gamma_\mu \frac{\tau^i}{2} q \quad (3.7)$$

qui est un courant vectoriel d'où l'indice V dans  $SU(2)_V$ . En considérant le quark  $s$  en plus, on revient sur la symétrie  $SU(3)_f$  déjà discutée.

Considérons maintenant  $m_u = m_d = 0$ , la symétrie du lagrangien s'aggrandit<sup>9</sup>. Pour exprimer cette nouvelle symétrie, écrivons le lagrangien sous la forme

$$\mathcal{L} = \bar{q}_L i\gamma^\mu \partial_\mu q_L + \bar{q}_R i\gamma^\mu \partial_\mu q_R \quad (3.8)$$

<sup>7</sup>Par facilité dans l'écriture, nous prenons  $\partial$  au lieu de  $D$  car le champ de gluon  $A_\mu^a$  est un pur champ de couleur et ne sera pas affecté par les transformations faisant intervenir les générateurs de l'espace de saveur ou par l'algèbre de Dirac comme  $\gamma_5$ .

<sup>8</sup>Dans ce qui suit, nous ne mentionnerons pas les deux transformations de phase globale  $U(1)_V$  et de phase chirale  $U(1)_A$ .

<sup>9</sup>Ce type de raisonnement peut s'étendre à toutes particules de spin  $\frac{1}{2}$  et de masse nulle

où l'on a introduit

$$q_L = P_L q = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)q \quad (3.9)$$

$$q_R = P_R q = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)q \quad (3.10)$$

avec  $P_L$  et  $P_R$ , les projecteurs sur les composantes lévogyres et dextrogyres respectivement.

Ce lagrangien est invariant sous des transformations  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$

$$q'_{L/R} = \exp\left(-i \sum_i \epsilon_i^{L/R} \frac{\tau_i}{2}\right) q_{L/R} \quad (3.11)$$

Une symétrie qui agit séparément sur des champs lévogyres ( $q_L$ ) et dextrogyres ( $q_R$ ) est appelée symétrie chirale<sup>10</sup>. On lui associe les courants conservés

$$L(R)_\mu^i = \bar{q} \gamma_\mu P_{L(R)} \frac{\tau^i}{2} q \quad (3.13)$$

desquels on peut construire les courants conservés vectoriel et axial ( $SU(2)_V$  et  $SU(2)_A$ )

$$V_\mu^i = L_\mu^i + R_\mu^i \quad (3.14)$$

$$A_\mu^i = L_\mu^i - R_\mu^i \quad (3.15)$$

Une nouvelle fois, on peut étendre le raisonnement à  $SU(3)$  en négligeant la masse de  $s$ .

### Brisure de symétrie et ses conséquences

**Brisure de symétrie** Mais voilà, cette symétrie est brisée, d'une part explicitement car les masses des quarks ne sont pas nulles, et d'autre part, spontanément<sup>11</sup>. En effet, si cette symétrie n'était pas brisée, à chaque hadron devrait correspondre un autre de même masse et de parité opposée ce qui n'est pas le cas [29]. En fait la symétrie  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$  est spontanément brisée vers  $SU(2)_V$ .

**Conséquences** La première conséquence découle du théorème de Goldstone qui veut qu'à chaque brisure spontanée d'une symétrie globale soit associé un boson de masse nulle. Le nombre de ces bosons est égal aux nombres de générateurs brisés spontanément. Dans notre cas où la symétrie chirale  $SU(2)$  est brisée vers  $SU(2)_V$ , trois générateurs sont brisés et laissent place à trois bosons de Goldstone que l'on associe aux pions. Une autre conséquence du théorème de Goldstone est que les quarks acquièrent une masse. L'extension à  $SU(3)$  se fait tout naturellement où l'on a alors huit bosons associés aux huit mésons pseudoscalaires.

La brisure spontanée de symétrie chirale amène aux bosons de Goldstone une masse non nulle dépendant de ce que l'on appelle le condensat chirale. On sait qu'une brisure

<sup>10</sup>On peut aussi écrire la loi de transformation chirale agissant sur directement sur le champ  $q$

$$q' = \exp\left(-\frac{i}{2} \epsilon \cdot \tau \gamma_5\right) q. \quad (3.12)$$

La démonstration de l'invariance du lagrangien sous les transformations mentionnées est relativement aisée. Par exemple, dans le cas de la transformation chirale infinitésimale ((3.12) s'écrit  $(1 - \frac{i}{2} \epsilon \cdot \tau \gamma_5) q$ ) que l'on insère dans le lagrangien (3.3) dans la limite  $m_u = m_d = 0$ , on a

$$\begin{aligned} \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu)q &= q^\dagger \left(1 + \frac{i}{2} \epsilon \cdot \tau \gamma^5\right) \gamma^0 (i\gamma^\mu \partial_\mu) \left(1 - \frac{i}{2} \epsilon \cdot \tau \gamma^5\right) q \\ &= i(q^\dagger \gamma^0 \gamma^\mu \partial_\mu q + q^\dagger \frac{i}{2} \epsilon \cdot \tau \gamma^5 \gamma^0 \gamma^\mu \partial_\mu q - q^\dagger \frac{i}{2} \epsilon \cdot \tau \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^5 \partial_\mu q + O(\epsilon^2)) \\ &= i(q^\dagger \gamma^0 \gamma^\mu \partial_\mu q + q^\dagger \frac{i}{2} \epsilon \cdot \tau \gamma^5 \gamma^0 \gamma^\mu \partial_\mu q - q^\dagger \frac{i}{2} \epsilon \cdot \tau \gamma^5 \gamma^0 \gamma^\mu \partial_\mu q + O(\epsilon^2)) \\ &= q^\dagger \gamma^0 (i\gamma^\mu \partial_\mu) q \end{aligned}$$

où l'on a utilisé à deux reprises la propriété  $\{\gamma^5, \gamma^\mu\} = 0$  à la troisième égalité.

<sup>11</sup>La conservation seulement (partielle) du courant axial conduit à la brisure de symétrie chirale.

spontanée de symétrie a lieu si l'état fondamental (le vide) de la théorie n'est pas invariant sous tout le groupe de symétrie de cette théorie. En QCD, on pense que la valeur moyenne de la densité de quarks sur le vide (le condensat) a une valeur différente de zéro

$$\langle 0|\bar{q}q|0 \rangle = \langle 0|\bar{u}u + \bar{d}d|0 \rangle \approx -(250\text{MeV})^3 \quad (3.16)$$

Ceci entraîne que la propagation d'un quark de masse nulle est modifiée par la présence de ce condensat, ce qui a pour conséquence de lui conférer une masse dynamique<sup>12</sup>. Ceci nous fournit une justification de la masse constituante des quarks.

### 3.4 Conclusion

Finallement, tout ce que nous venons de dire à propos de QCD peut se résumer par la Fig. 3.5.

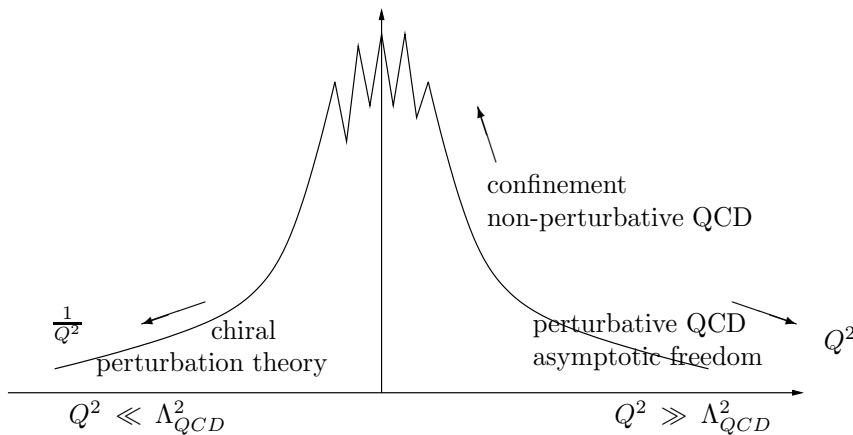


FIG. 3.5 – Observable de QCD en fonction de  $Q^2$

Cela ne fait aucun doute que QCD est la théorie de l'interaction forte, elle a en effet été testée de nombreuses fois dans le domaine de la théorie des perturbations. Ainsi, à courte distance, QCD est une théorie perturbative de quarks et de gluons ponctuels. A très basse énergie, l'utilisation de la théorie des perturbations chirales permet aussi de bonnes estimations. Reste la région centrale de la figure, région importante pour les propriétés des hadrons légers, où des modèles phénoménologiques inspirés de QCD doivent être utilisés. C'est cette région qui constitue un grand défi pour les scientifiques afin d'expliquer et de prévoir le comportement de QCD dans des régimes non-perturbatifs intermédiaires comme

- Le confinement, son origine et sa dynamique.
- La brisure de symétrie et l'origine de la masse.
- Le rôle joué par les gluons dans ce domaine d'énergie et par conséquent la possibilité de formes exotiques telles que les hybrides.

A noter qu'un lien doit encore être fait entre cette théorie de l'interaction forte et le CQM qui a fait ses preuves en spectroscopie hadronique.

<sup>12</sup>On étudie cela dans la théorie de l'instanton.



*The keys to a qualitative understanding of strong QCD are to identify the appropriate degrees of freedom and the effective forces between them*

N. Isgur

# 4

## La dynamique des quarks

Nous venons de voir les difficultés rencontrées en QCD à basse énergie. Il est par conséquent difficile de définir réellement l'état d'un hadron dans ce régime non-perturbatif. Afin de contourner ce problème, les processus à basse énergie sont souvent décrits par des modèles phénoménologiques dont le plus connu est le modèle des quarks. Ceux-ci ont pour but d'expliquer les régularités observées dans les spectres des hadrons à partir des Hamiltoniens construits sur les symétries, la dynamique de la QCD et le concept de confinement.

Utiliser un modèle est une stratégie souvent utilisée en physique qui consiste à simplifier une situation tout en conservant ses principales caractéristiques. Un modèle doit donc être un compromis entre les deux exigences suivantes

- Obtenir des équations pouvant être résolues analytiquement ou au moins numériquement.
- Conserver les propriétés physiques du phénomène qu'il décrit.

De nombreux modèles afin d'expliquer le comportement des hadrons ont été introduits, ils contiennent des "ingrédients" tels que les quarks, les gluons, les mésons (vus comme bosons de Goldstone) et tentent de respecter les propriétés de QCD. Nous allons décrire brièvement dans la suite les modèles de potentiel et de sacs. D'autres, tels que la théorie des perturbations chirales, la règle de somme QCD, le modèle de tube de flux sont souvent utilisés par les spécialistes suivant l'utilisation qu'ils veulent en faire.

Dans le chapitre 2, nous avons présenté brièvement le modèle des quarks révélant ses qualités et ses faiblesses. Nous verrons au fil des modèles et de la suite de ce mémoire que la simplicité et la beauté apparentes du modèle des quarks décrit dans le chapitre 1 vont laisser place à des situations de plus en plus compliquées.

### 4.1 Quelques modèles

#### 4.1.1 Les modèles de potentiel basé sur l'échange de gluons (OGE)

Cette catégorie de modèles est la plus ancienne et se rapproche du modèle du noyau. Elle est la suite logique du CQM du chapitre 2. Cette approche non relativiste<sup>1</sup> consiste à introduire un potentiel entre les quarks de valence et à résoudre l'équation de Schroedinger.

---

<sup>1</sup>A noter cependant que ce modèle a été mis sous forme relativiste sans apporter d'améliorations significatives au spectre. Dans [34], on peut retrouver une comparaison entre différentes approches de ce modèle de potentiel ainsi qu'un modèle sur réseau. On trouve ainsi que le meilleur rapport avec l'expérience est celui d'un modèle de potentiel non relativiste. Pourtant, les effets relativistes sont importants sur les facteurs de forme électromagnétique, axiale, etc.

Cette approche est fort utilisée pour traiter les systèmes quarkonia ( $c\bar{c}$  et  $b\bar{b}$ ). Par exemple l'Hamiltonien du système prendra la forme

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H^{hyp} \\ &= T + V^{s.i.}(r_1, r_2, \dots, r_n) + H^{hyp} \\ &= T + \sum_{i < j}^N V_{ij}^{s.i.} + \sum_{i < j}^N V_{ij}^{hyp} \end{aligned} \quad (4.1)$$

où  $T$  représente l'énergie cinétique des quarks,  $V^{s.i.}$  un potentiel central de confinement indépendant des spins (s.i.) que l'on exprime comme somme d'opérateur à deux corps (terme chromoélectrique), et  $V^{hyp}$  un potentiel hyperfin qui fait intervenir les effets chromomagnétiques et qui dépend du spin des quarks en interaction.

### Quels potentiels ?

De nombreux potentiels ont été proposés, notons en particulier la version de Karl et Isgur qui ont été les premiers à développer ce modèle sur base simple. Ils ont ainsi utilisé un potentiel harmonique permettant le confinement des quarks et une interaction hyperfine de type  $\delta$  pour le terme spin-spin plus une interaction de type tenseur. Ils ont ensuite appliqué ce modèle aux baryons légers avec une certaine réussite [31].

L'interaction hyperfine phénoménologique de Karl et Isgur a été justifiée de façon plus fondamentale par de Rujula, Georgi et Glashow [32]. Par analogie avec QED où deux électrons échangent un photon, ils ont étudié cette interaction comme étant due à l'échange d'un gluon entre deux quarks. Comme en QED, cette interaction porte le nom d'interaction de type Breit-Fermi. Elle comporte plusieurs termes, entre autres le terme spin-spin et le terme tenseur, mais également un terme spin-orbite. Ce dernier est important dans les spectres des mésons mais négligeable pour les baryons, ce qui justifie bien les hypothèses de Karl et Isgur.

**Pour  $V^{s.i.}$**  Ce potentiel doit confiner les quarks. La QCD sur réseaux a permis de montrer que l'énergie d'un système quark-antiquark était asymptotiquement proportionnelle à la distance  $r$  entre ses deux composantes. Il est donc réaliste de supposer que  $V^{s.i.}$  soit linéaire en  $r$ . A courte distance, le potentiel  $V^{s.i.}$  est de type Coulombien et est dû à l'échange d'un gluon (OGE one gluon exchange<sup>2</sup>). Voici la forme générale du potentiel central utilisé, par exemple, pour étudier le spectre des mésons lourds (charmonium, bottonium, ...) [7]

$$V_{ij}^{s.i.} = -\left(-\frac{\alpha_S}{r} + \frac{3}{4}c + \frac{3}{4}\sqrt{\sigma}r\right)C_i.C_j \quad (4.2)$$

où  $r$  est la distance relative entre le quark  $i$  et le (anti)quark  $j$ ,  $\sqrt{\sigma}$  la constante de "string-tension" et  $c$  une constante à déterminer expérimentalement. Le facteur

$$C_i.C_j = \sum_{c=1}^8 \frac{\lambda_i^c \lambda_j^c}{2} \quad (4.3)$$

est l'opérateur de couleur exprimé en termes de matrice de Gell-Mann  $\lambda_i^c$  de l'algèbre  $SU(3)$ . Pour le méson (quark-antiquark), la valeur moyenne de (4.3) est de  $-\frac{4}{3}$  et pour le hadron (quark-quark dans un état antisymétrique<sup>3</sup>)  $-\frac{2}{3}$ .  $\alpha_S$ , la constante de couplage

<sup>2</sup>cfr QED où l'interaction entre un électron et un positron à l'ordre le plus bas est due, dans la limite où ces fermions ont de faibles vitesses, à l'échange d'un photon, ceci donne le potentiel de Coulomb. Comme nous l'avons déjà mentionné, c'est par analogie avec QED que de Rujula, Georgi et Glashow ont déterminé ce potentiel pour QCD.

<sup>3</sup>Pour un système à deux quarks  $i$  et  $j$ , les générateurs  $C^c$  ( $c=1, \dots, 8$ ) de l'algèbre de couleur  $SU(3)_c$  sont  $C^c = C_i^c + C_j^c$ . On a par conséquent la relation

$$C_i.C_j = \frac{1}{2}(C^2 - C_i^2 - C_j^2)$$



dépend du système étudié vu sa dépendance à l'énergie.

**Pour  $V^{hyp}$**  Un terme assez général pour ce potentiel peut être trouvé dans [7] [23] [33] [34], il comprend des termes d'interaction spin-spin, tensorielle, spin-orbite. Le terme dominant dans  $V^{hyp}$  reste toujours le terme spin-spin. Si on suppose sa partie radiale indépendante de  $i$  et de  $j$ , ce potentiel prend la forme

$$H_{hyp} \propto - \sum_{i \neq j} \lambda_i \cdot \lambda_j \sigma_i \cdot \sigma_j \quad (4.4)$$

Dans la suite, nous allons montrer certains résultats obtenus avec le modèle décrit ci-dessus, communément appelé le modèle OGE. En particulier, nous présenterons en détail le spectre du charmonium dans la section 3.2.2. Pour l'instant, nous voulons simplement expliquer les différences de masse déjà mentionnées dans le chapitre précédent entre des hadrons ayant un même contenu en quarks et en particulier la différence de masse  $\Delta - N$ .

### 4.1.2 Applications simples du modèle de potentiel

#### La différence $m_{\Delta^+} - m_p$

La question est comment expliquer la différence de masse entre ces deux états  $uud$  (voir appendice B) où le membre du décuplet est plus lourd que son homologue de l'octet. Voyons comment l'interaction hyperfine (4.4) nous permet de comprendre cette différence.

Rappelons qu'un baryon est composé de trois quarks identiques (de spin  $\frac{1}{2}$ ) et qu'il est décrit par une fonction d'onde  $\Psi$ , totalement antisymétrique, contenant tous les degrés de liberté : coordonnées, saveur, spin et couleur. La partie couleur est antisymétrique car le baryon est un singulet de couleur. L'obtention du singulet de couleur  $\begin{bmatrix} \square \\ \square \\ \square \end{bmatrix}$  d'un système de trois quarks se fait via  $\begin{bmatrix} \square \\ \square \end{bmatrix} \otimes \square$  comme illustré ci-dessous.

$$\begin{bmatrix} \square \\ \square \end{bmatrix} \otimes \square \otimes \square = \left( \begin{bmatrix} \square & \square \\ \square & \square \end{bmatrix} \oplus \begin{bmatrix} \square \\ \square \end{bmatrix} \right) \otimes \square \quad (4.5)$$

$$= \begin{bmatrix} \square & \square & \square \\ \square & \square & \square \end{bmatrix} \oplus \begin{bmatrix} \square & \square \\ \square & \square \end{bmatrix} \oplus \begin{bmatrix} \square & \square \\ \square & \square \end{bmatrix} \oplus \begin{bmatrix} \square \\ \square \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

Il est donc nécessaire que chaque paire de quarks au sein du hadron soit dans la représentation antisymétrique  $\begin{bmatrix} \square \\ \square \end{bmatrix}$ .

où  $C^2$ ,  $C_i^2$  sont les opérateurs de Casimir reliés au système à deux quarks et au quark seul respectivement. L'opérateur de Casimir est un opérateur invariant quadratique en les générateurs  $X^\alpha$  (cfr appendice A, la relation (A.24)). Pour une représentation irréductible de  $SU(3)$   $(\mu_1, \mu_2)$ , la théorie des groupes [7] permet d'écrire l'équation aux valeurs propres suivante

$$C^2 \psi_{(\mu_1, \mu_2)} = \frac{1}{3} (\mu_1^2 + \mu_2^2 + \mu_1 \mu_2 + 3\mu_1 + 3\mu_2) \psi_{(\mu_1, \mu_2)}$$

Or dans l'espace de couleur, un quark est dans la représentation  $(1,0)$  et donc de valeur propre de son opérateur de Casimir  $\frac{4}{3}$ . L'antiquark est lui dans la représentation conjuguée  $(0,1)$  de valeur propre égale à  $\frac{4}{3}$ . En ce qui concerne un système de deux quarks, on a  $\square \otimes \square = \begin{bmatrix} \square & \square \\ \square & \square \end{bmatrix} \oplus \begin{bmatrix} \square \\ \square \end{bmatrix}$ , c-à-d soit un état symétrique, soit un antisymétrique. Pour l'antisymétrique, sa représentation irréductible s'écrit  $(0,1)$  et donc de valeur propre  $\frac{4}{3}$ . On a donc pour deux quarks dans un état antisymétrique de couleur une valeur moyenne de l'opérateur  $C_i \cdot C_j$  valant

$$\frac{1}{2} \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3} - \frac{4}{3} \right) = -\frac{2}{3}$$

Pour le méson, le quark et l'antiquark sont dans un singulet de couleur pour lequel la valeur propre de l'opérateur de Casimir est nulle. On a donc pour un méson la valeur moyenne de  $C_i \cdot C_j$

$$\frac{1}{2} \left( 0 - \frac{4}{3} - \frac{4}{3} \right) = -\frac{4}{3}$$

Considérons un baryon dans l'état fondamental, sa partie dépendant des coordonnées est symétrique. Ce qui compte est la partie de saveur  $\phi$  et de spin  $\chi$  (donnée dans l'appendice B). Le calcul de la valeur moyenne de  $H^{hyp}$  pour un baryon dans un état  $\Psi$  peut se simplifier en utilisant l'identité

$$\langle \Psi | H^{hyp} | \Psi \rangle = 3 \langle \Psi | \lambda_i \cdot \lambda_j \sigma_i \cdot \sigma_j | \Psi \rangle \quad (4.7)$$

Donc, il suffit de connaître les éléments de la matrice de l'interaction entre les quarks  $i$  et  $j$  uniquement. Pour faciliter la discussion, prenons par exemple  $i=1, j=2$ . Le terme  $H_{12}^{hyp}$  peut s'écrire [35]

$$H_{12}^{hyp} = 4P_{12}^F + \frac{4}{3}P_{12}^S + 2P_{12}^C - \frac{2}{3} \quad (4.8)$$

où les  $P_{12}^{F,S,C}$  sont les opérateurs de projections relatifs au degré de liberté respectivement de goût, de spin et de couleur. Les valeurs propres de ces opérateurs sont  $+1$  pour les états symétriques et  $-1$  pour les états antisymétriques. Ceci donne lieu au tableau 4.1.2 donnant la valeur moyenne de  $H_{12}^{hyp}$ , notée  $\Delta E$  suivant l'état dans lequel se trouvent les deux quarks  $i=1$  et  $j=2$ .

Saveur	Spin	Couleur	$\Delta E$
			-8
			$-\frac{4}{3}$
			$+\frac{8}{3}$
			+4

On voit que la configuration la plus favorable est celle antisymétrique à la fois sur la saveur, le spin et la couleur, nous en reparlerons quand nous aborderons la notion de diquark.

Ceci étant, pour un baryon du décuplet, le spin des particules est  $\frac{3}{2}$ . Chaque paire dans le baryon est dans un état de spin 1, c'est-à-dire un état symétrique  $\square\square$ . L'état de saveur est, lui aussi, dans un état symétrique et la contribution de  $H^{hyp}$  est donnée par la ligne 3 du Tableau 4.1.2. Cette énergie d'interaction est positive et vaut vu la relation (4.7) :  $3 \times \frac{8}{3} = +8$ .

Pour un baryon de l'octet de spin  $\frac{1}{2}$ , en introduisant la fonction d'onde (2.32) dans la relation (4.7) on obtient après calcul :  $\frac{3}{2} \times (-8 + \frac{8}{3}) = -8$ .

On conclut que la partie spin-spin de l'interaction chromomagnétique peut expliquer que le proton (neutron) soit plus léger que  $\Delta^+$  ( $\Delta^0$ ).

### La différence $m_\Lambda - m_\Sigma$

On considère que l'interaction hyperfine entraîne un écart entre les niveaux d'énergie de la forme

$$\Delta E \text{ proportionnelle à } \frac{\sigma_i \cdot \sigma_j}{m_i m_j} \quad (4.9)$$

Nous sommes amenés à calculer les quantités  $\langle \Lambda | \sum_{i \neq j} \frac{\sigma_i \cdot \sigma_j}{m_i m_j} | \Lambda \rangle$  et  $\langle \Sigma | \sum_{i \neq j} \frac{\sigma_i \cdot \sigma_j}{m_i m_j} | \Sigma \rangle$ .

Pour ce faire, on calcule la fonction d'onde spin-flavor qui doit être du type 2.32 vu l'appartenance à l'octet de symétrie mixte des deux hadrons considérés. Seul l'état de spin attaché à chaque quark  $u, d$  et  $s$  nous intéresse, on aura par exemple pour  $\Lambda$  la fonction

$$|\Lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{96}} (12u \uparrow d \downarrow s \uparrow - 12u \downarrow d \uparrow s \uparrow) \quad (4.10)$$

Par conséquent, on peut calculer en notant  $m_u = m_d = m$

$$\begin{aligned}
\langle \Lambda | \sum_{i \neq j} \frac{\sigma_i \cdot \sigma_j}{m_i m_j} | \Lambda \rangle &= \langle \Lambda | \frac{\sigma_u \cdot \sigma_d}{m^2} | \Lambda \rangle + \langle \Lambda | \frac{\sigma_s \cdot (\sigma_u + \sigma_d)}{m_s m} | \Lambda \rangle \\
&= \frac{1}{96m^2} \langle 12u \uparrow d \downarrow s \uparrow - 12u \downarrow d \uparrow s \uparrow | - 12u \uparrow d \downarrow s \uparrow + 12u \downarrow d \uparrow s \uparrow \rangle \\
&= \frac{1}{96m^2} (-288) \\
&= -\frac{3}{m^2}
\end{aligned}$$

et de la même façon, on peut trouver

$$\langle \Sigma | \sum_{i \neq j} \frac{\sigma_i \cdot \sigma_j}{m_i m_j} | \Sigma \rangle = \frac{1}{m^2} - \frac{4}{m_s m}$$

On trouve par conséquent  $m_\Sigma > m_\Lambda$  étant donné

$$E_\Sigma - E_\Lambda = \frac{4}{m} \left( \frac{1}{m} - \frac{1}{m_s} \right) > 0 \text{ vu } m_s > m$$

Pour confirmer ceci, nous pouvons procéder aussi de la même manière que dans le cas du proton et de la résonance  $\Delta$ . La différence entre  $\Sigma$  et  $\Lambda$ , tous deux de la forme  $uds$  est que le premier fait partie d'un triplet d'isospin  $I=1$  tandis que le second est un singulet  $I=0$ . L'isospin étant porté par les quarks  $u$  et  $d$ , cela signifie que dans le premier, on a la paire de quarks  $ud$  à  $I=1$  et l'autre  $ud$  avec  $I=0$ . En terme de représentation dans l'espace des saveurs, on a  $\square$  pour la paire  $ud$  de  $\Sigma$  et  $\square$  pour  $\Delta$ . Une observation dans la table 4.1.2 confirme ainsi que  $m_\Sigma > m_\Lambda$ .

### Le caractère particulier des mésons scalaires

Nous nous permettons ici une légère "digression". En effet, dans la suite de ce travail, en abordant les possibilités d'état exotique observées expérimentalement, nous allons voir que les mésons scalaires ( $0^+$ ) sont particuliers ( $f_0$ ,  $a_0(980)$ ). Ils ont été un des centres d'intérêts principaux durant des dizaines d'années. Ils sont plus compliqués car ils portent les nombres quantiques du vide et peuvent avoir une composante gluonique. A l'époque, on les a interprétés aussi comme paire  $K\bar{K}$  (Weinstein et Isgur) ou tétraquark (Jaffe). A l'heure actuelle, la situation est incertaine.

### Mésons, baryons et multiquarks

**Les mésons** Ce modèle s'applique remarquablement pour la description des états charmonium ( $c\bar{c}$ ) et upsilon ( $b\bar{b}$ ) pour lesquels l'hypothèse non relativiste se justifie par la grande masse des quarks  $c$  et  $b$  et permet l'utilisation de l'équation de Schroedinger. Plus surprenant, l'approximation non-relativiste rend également compte des spectres des états  $s\bar{s}$  et  $c\bar{s}$  pourtant plus légers. Il est remarquable de voir que l'on peut décrire les mésons à l'aide du même potentiel central, ce qui traduit l'indépendance de saveur de l'interaction forte.

**Les baryons** L'application aux baryons est légèrement plus compliquée étant donné que l'on passe à un système à trois corps (les coordonnées de Jacobi sont souvent utilisées). Les résultats pour les spectres sont généralement bons avec une exception pour les baryons légers dans la partie basse du spectre. Dans cette région, on observe expérimentalement une inversion dans l'ordre des états de parités positives et négatives par rapport à des modèles contenant l'interaction chromomagnétique. Ainsi, on observe par expérience une

succession d'états de parité +, +, - alors que la théorie prédit +, -, +. Ce défaut du modèle sera comblé par le modèle de Goldstone Boson Exchange (GBE) décrit ci-dessous.

Un autre "problème" est celui des résonances manquantes. Il provient du fait que le spectre dynamique d'un système à 3 corps est très riche (cfr les modes d'excitations d'un oscillateur harmonique). Une multitude de résonances baryoniques sont donc attendues. Expérimentalement, le nombre de résonances observées est inférieur au nombre attendu. Cependant, on ne sait pas si elles sont vraiment de trop<sup>4</sup> ou si on ne les a pas encore observées (car elles se désintègrent trop vite ou à cause d'"overlap" des résonances). Il pèse donc un doute sur la validité du modèle aux énergies élevées.

**Les multiquarks** Pour les systèmes multiquarks, on peut se demander ce que donnerait un traitement à l'aide de ce modèle pour un système de multiquark lourd et comparer sa masse à celle de son seuil de désintégration en hadrons ordinaires. C'est un problème de stabilité caractérisé par [36]

$$\Delta E = E_{\text{multiquark}} - E_{\text{seuil}} \quad (4.11)$$

où  $E_{\text{seuil}}$  est le seuil d'énergie pour une dissociation en deux hadrons. Une valeur négative de  $\Delta E$  entraîne la possibilité que le multiquark soit stable.

Leurs fonctions d'onde sont toujours du type (2.9), avec cependant une différence importante en ce qui concerne la fonction d'onde de couleur, ainsi pour un système de deux quarks et deux antiquarks, il y a deux façons de former un singulet de couleur comme nous le verrons par la suite.

Si on note  $q$  les quarks légers et  $Q$  les lourds, le modèle des quarks constituants OGE permet d'envisager les états exotiques suivants [37]

1. Pour les tetraquarks, une asymétrie dans les masses<sup>5</sup> permettrait la stabilité, ce sont des états du type  $QQ\bar{q}\bar{q}$  ou  $qq\bar{Q}\bar{Q}$ <sup>6</sup>. Ces états sont d'autant plus favorisés que le rapport  $\frac{m_Q}{m_q}$  est grand. Cependant, la présence de deux quarks lourds dans ce multiquark (qui par conséquent a une grande masse) le rend difficilement accessible à l'heure actuelle.
2. Pour le pentaquark, des états favorables sont du type  $\bar{Q}qqqq$  requérant un quark  $s$ , leur stabilité provient de l'interaction chromomagnétique [4] [5]. Dans la limite où l'antiquark lourd est de masse infinie et que  $SU(3)_f$  est de symétrie parfaite, on trouve une énergie de 150 MeV en dessous du seuil de  $D + \Lambda$ . Cependant, le fait que l'antiquark est de masse finie, que la présence d'un quark "s" brise  $SU(3)$  et que l'Hamiltonien est incomplet peut rendre cet état moins lié, voir instable.
3. L'hexaquark le plus célèbre est H (*wuddss*) prédit par Jaffe et qui aurait une énergie de 150 MeV en dessous du seuil de deux  $\Lambda$ . Il serait lié par interactions chromomagnétiques. Cependant, il n'a toujours pas été trouvé et des états à 4 ou 5 quarks lui sont préférés à l'heure actuelle.

## Succès et limites

Le principal atout de ce modèle est sa simplicité due à l'utilisation de l'équation de Schroedinger. De plus, on voit qu'il décrit les propriétés statiques des hadrons et rend compte de leurs spectres avec un même potentiel indépendant de saveur. Dans les calculs réalistes, une dépendance explicite de saveur est introduite par les masses des quarks, par exemple le terme  $\frac{1}{m_i m_j}$  dans l'interaction hyperfine.

<sup>4</sup>Une solution à ce problème est la possibilité que deux quarks dans un baryon forment un diquark (voir suite de la section.)

<sup>5</sup> $QQ\bar{Q}\bar{Q}$  n'est pas lié.

<sup>6</sup>Ces états sont préférés à  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  étant donné la relation [38]  $m_{Q\bar{Q}} + m_{q\bar{q}} < 2m_{Q\bar{q}}$  signifiant que le seuil de désintégration de  $Q\bar{Q}q\bar{q}$  est en dessous de celui de  $QQ\bar{q}\bar{q}$ .

Quant aux multiquarks, le problème de la relation (4.11) est que  $\Delta$  est souvent très petit et que suivant les paramètres et les méthodes d'approximation utilisés (masses constituantes, potentiels, ...) dans l'équation, on passe d'un système stable à un instable. Le modèle n'est pas relativiste (contrairement au modèle présenté juste après) et la présence de quarks légers met en doute sa validité. De plus, le modèle ne tient pas compte de la brisure de symétrie chirale et de ses conséquences.

Des interrogations subsistent toujours quant à l'origine de la masse des quarks, la nature du confinement et si nous sommes en présence d'un problème à N-corps. De plus, la question se pose encore de savoir quels sont réellement les degrés de liberté gouvernant les phénomènes hadroniques.

### 4.1.3 Le modèle chiral (Goldstone boson exchange)

Nous venons de voir dans le modèle précédent que la liaison dynamique dans les hadrons était due à l'échange de gluons (OGE). Des résultats intéressants ont été également trouvés en considérant un échange de mésons pseudoscalaires que l'on peut voir comme des bosons de Goldstone<sup>7</sup> (GBE Goldstone Boson Exchange). Glozman et Riska ont considéré que les baryons sont des systèmes de trois quarks constituants avec une interaction de confinement et une interaction chirale dont les médiateurs entre les quarks sont les bosons de Goldstone [39]. Dans ce modèle, l'interaction hyperfine prend la forme

$$\sum_{i \neq j} \lambda_i^F \cdot \lambda_j^F \sigma_i \cdot \sigma_j V_F(r_{ij}) \quad (4.12)$$

où les matrices  $\lambda_i$  de Gell-Mann portent le superindice F car elles agissent maintenant dans l'espace de saveur (flavour).

La stabilité des systèmes multiquarks a également été étudiée avec une telle interaction hyperfine pour

- **Les tétraquarks** [40]

L'interaction hyperfine due à GBE lie les systèmes de tétraquarks lourds  $QQ\bar{q}\bar{q}$  où  $Q = c, b$  et  $q = u, d$ .

- **Les pentaquarks** [41]

On trouve que des états  $uuds\bar{Q}$  et  $udss\bar{Q}$  sont instables même pour  $Q = t$  bien que  $\Delta E$  de (4.11) décroît quand  $m_Q$  augmente. Par contre, le pentaquark de parité positive  $uudd\bar{Q}$  est lié, et ce, d'autant plus que  $m_Q$  est grand. Ceci est contraire aux modèles OGE où la présence d'un quark  $s$  est nécessaire à la stabilité. Cela provient du fait que l'interaction GBE est plus forte quand il n'y a pas de quark  $s$  car elle est proportionnelle<sup>8</sup> à  $\frac{1}{m_i m_j}$ .

- **Les hexaquarks** [42]

Les résultats obtenus contrastent de nouveau avec les modèles OGE "classiques". En particulier, le modèle GBE rejette l'existence du dibaryon  $H$  de Jaffe [43].

Ainsi, plus généralement, on peut dire que quand une dynamique basée sur OGE stabilise un système, celle basée sur GBE le déstabilise et inversement [36]. Ceci ne fait que renforcer l'idée que la stabilité des multiquarks n'est pas un sujet aisé.

## Le rôle de l'instanton

Dans cette approche, l'interaction résiduelle est due à l'instanton. Il s'agit d'un modèle de plus en plus étudié et dont les résultats sont d'un bon accord avec la spectroscopie des hadrons légers. Par exemple, il fournit une valeur de la différence de masse entre  $N$  et  $\Delta$  aussi bonne qu'un modèle OGE.

<sup>7</sup>cfr notre discussion sur la symétrie chirale, à noter aussi que cela ne rend pas pour autant l'Hamiltonien chiralement invariant.

<sup>8</sup>Dans le modèle de Glozman et Riska, il n'y a pas d'échange de méson pseudoscalaire entre un quark et un antiquark. Par conséquent, la masse de l'antiquark peut quant à elle être lourde.

L'instanton se devait d'être cité dans un mémoire parlant de spectroscopie hadronique mais il ne sera pas plus détaillé par la suite. Le lecteur désireux d'en savoir plus pourra lire les références [44] [45].

#### 4.1.4 Les modèles de sac

Dans les modèles de sac (bag models en anglais)<sup>9</sup>, le vide QCD empêche la propagation des quarks et gluons mais crée des bulles de taille hadronique où ils peuvent se déplacer conformément à notre discussion sur le confinement. Les quarks considérés comme des particules relativistes sont donc comme confinés dans une région de l'espace et des conditions limites sont imposées à ses frontières.

A l'intérieur du sac, les quarks sont considérés comme des particules libres de masse  $m$  (que l'on prend souvent comme nulle dans le cas des quarks légers) décrites par l'équation de Dirac. Des conditions limites sont définies afin de ne pas avoir de quarks quittant le sac. Pour ce faire, il faut que le flux de quarks traversant la surface du sac soit nul. Pour chaque degré de liberté, il y a une équation de mouvement dans le sac et une condition limite à la surface. Comme dans le modèle précédent, les degrés de liberté sont les quarks de valence, les gluons sont traités de façon perturbative.

Il est donc d'abord intéressant de considérer une particule de Dirac de masse  $m$  (le quark) pouvant se mouvoir librement dans une sphère de rayon  $R$ . En dehors de la sphère, la masse de la particule devient infinie (confinement). Ce problème s'exprime comme un problème aux valeurs propres

$$H\Psi = (\alpha \cdot \mathbf{p} + \beta m(r))\Psi = E\Psi \quad (4.13)$$

avec  $m(r)$  valant  $m$  pour  $r < R$ , l'infini sinon. La résolution de cette équation est faite en détail dans les références [9] [20] et fait appel à un formalisme "classique" de mécanique relativiste. Comme on a l'habitude de trouver en mécanique quantique, les conditions aux limites amènent une discrétisation des niveaux d'énergies du quark dans la sphère. Pour des quarks sans masse, on trouve les niveaux d'énergies de la forme

$$E = \frac{\Omega_{nk}}{R} \quad (4.14)$$

où  $n$  et  $k$  sont des nombres quantiques. On peut ainsi trouver numériquement  $\Omega$  pour les différents états, on a par exemple l'état  $1S_{\frac{1}{2}}$  tel que  $\Omega_{1-1} = 2,04$ ,  $2S_{\frac{1}{2}}$  tel que  $\Omega_{2-1} = 5,50$ ,  $1P_{\frac{1}{2}}$  tel que  $\Omega_{11} = 3,81$ .  $E$  est la masse effective d'un quark confiné dans le sac et joue le rôle de la masse constituante dans les modèles non relativistes discutés plus haut.

Cependant un tel modèle n'apporterait pas de confinement vu que minimiser l'énergie reviendrait à augmenter le rayon du sac. Le confinement des quarks dans le sac vient de l'équilibre existant entre la pression qui s'exerce en dehors du sac (on a vu dans notre discussion sur le confinement que créer un sac coûtait de l'énergie au vide QCD) et dans le sac (terme d'énergie cinétique). L'énergie potentielle nécessaire pour stabiliser le sac provient d'une pression extérieure exercée sur le sac et est donnée par

$$E_{pot} = \frac{4}{3}\pi R^3 B \quad (4.15)$$

où  $B$  est ce que l'on appelle la constante de sac et caractérise la pression exercée.

Après cette très brève description du modèle de sac, nous allons maintenant voir ses applications.

---

<sup>9</sup>On parle souvent de MIT bag en relation avec le premier modèle de sac réalisé au Massachusetts Institute of Technology.

### 4.1.5 Applications du modèle de sac

#### Masse et rayon des hadrons

Pour un système à  $n$  quarks sans masse (qui forme l'hadron) occupant l'état  $k=1$  (pour les hadrons dans l'état fondamental) et sans interaction, l'énergie totale à minimiser est la somme de  $n E$  où  $E$  est donnée par l'expression (4.14), qui représente l'énergie cinétique du sac, et de l'énergie potentielle donnée par (4.15). On a donc

$$E(R) = n \frac{2,04}{R} + \frac{4}{3} \pi R^3 B \quad (4.16)$$

On obtient ainsi la valeur de  $R$  minimisant l'énergie

$$R = \left( \frac{1}{4\pi} \right)^{\frac{1}{4}} (2,04n)^{\frac{1}{4}} \quad (4.17)$$

correspondant à une énergie

$$E = \frac{4}{3} (4\pi B)^{\frac{1}{4}} (2,04n)^{\frac{3}{4}} \quad (4.18)$$

Dans cette simple version du modèle de sac, le seul paramètre est  $B$ . Il est fixé de façon à donner le meilleur "fit" avec l'expérience. Ainsi, pour une masse du nucléon valant 939 MeV, on trouve un rayon de 1,7 fm. Cette valeur n'est bien sûr pas la bonne car elle est trop grande et d'autres contributions à l'énergie (4.16) doivent être prises en compte.

De plus, en faisant l'hypothèse que  $B$  est la même pour tous les hadrons, on peut estimer le rapport entre la masse des mésons ( $n=2$ ) et la masse des baryons ( $n=3$ )

$$\frac{M_m}{M_b} = \left( \frac{2}{3} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (4.19)$$

Ce rapport est satisfaisant pour le rapport entre le méson  $\rho$  et le nucléon mais pas du tout en ce qui concerne le rapport pion/nucléon. On peut voir dans ce désaccord (plus grand que ce à quoi on pourrait s'attendre après correction de l'énergie) le rôle particulier des mésons pseudoscalaires en tant que bosons de Goldstone.

#### Vers un modèle de sac plus réaliste

Tout comme on fait pour les modèles de potentiels, on ajoute quelques ingrédients à l'énergie (4.16) du modèle de sac afin de le rendre plus réaliste et en meilleur accord avec l'expérience.

**One Gluon Exchange** Nous n'avons pas encore considéré l'énergie d'interaction entre quarks due à leur couplage avec les gluons colorés. Cette interaction est traitée de façon perturbative et est souvent calculée à l'ordre le plus bas en  $\alpha_S$ . Elle apportera à l'énergie un terme chromoélectrique et un terme chromomagnétique qui dépendent des spins (voir [9] [46] pour un développement explicite de ces termes<sup>10</sup>).

Une bonne question à se poser et à laquelle nous n'avons pas encore répondu est de savoir comment un traitement perturbatif (OGE) peut donner de bons résultats dans un phénomène à basse énergie où nous avons vu que  $\alpha_S$  devenait important, et où par conséquent, une théorie de perturbations n'aurait aucun sens. La réponse provient du fait que tous les effets non-perturbatifs ont lieu en dehors du sac et sont contenus dans la constante  $B$ . L'interaction dans le sac est une interaction résiduelle petite. En ce qui concerne le modèle de potentiel précédent, les effets non-perturbatifs se trouvent dans le potentiel de confinement.

<sup>10</sup>L'idée principale des calculs est relativement pareille à celle utilisée dans les modèles de potentiels.

**Terme de Casimir** Il s'agit en fait d'un terme relatif à l'énergie point-zéro associé au mode quantique des quarks dans le sac [46]. Elle est du type

$$E_0 = -\frac{Z_0}{R} \quad (4.20)$$

**Et la symétrie chirale ...** On en revient une nouvelle fois à une formulation lagrangienne du modèle de façon à montrer les invariants de la théorie effective. Dans l'approximation de la cavité statique, on a sans tenir compte des gluons

$$\mathcal{L}_{cav} = [\bar{q}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)q - B]\Theta_V - \frac{1}{2}\bar{q}q\delta_S \quad (4.21)$$

où  $\Theta_V = 1$  dans le sac et 0 en dehors.  $\delta_S$  est défini par la relation  $\frac{\partial\Theta_V}{\partial x_\mu} = n^\mu\delta_S$  avec  $n^\mu$  un vecteur normalisé à l'unité perpendiculaire à la surface.

Ce lagrangien permet de retrouver les équations de mouvements, conditions limites ainsi que la forme de l'énergie donnée par (4.16) [20].

Il permet également de voir les symétries de la théorie, par exemple en prenant  $q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$  on montre qu'il est invariant sous les transformations

$$q \rightarrow q + i\epsilon q, \quad \bar{q} \rightarrow \bar{q} - i\epsilon\bar{q} \quad (4.22)$$

$$q \rightarrow q + i\frac{\tau \cdot \epsilon}{2}q, \quad \bar{q} \rightarrow \bar{q} - i\bar{q}\frac{\tau \cdot \epsilon}{2} \quad (4.23)$$

$$(4.24)$$

menant à la conservation des courants nombre baryonique et isospin conformément au théorème de Noether, on a respectivement

$$j^\mu = \bar{q}\gamma^\mu q\Theta_V \quad (4.25)$$

$$j^\mu = \bar{q}\gamma^\mu\frac{\tau}{2}q\Theta_V \quad (4.26)$$

Cependant, le terme en  $\bar{q}q\delta_S$  empêche l'invariance sous symétrie chirale du lagrangien dans la limite de masse nulle. La symétrie chirale est explicitement brisée à la surface du sac comme le montre la Fig. 4.1. C'est une conséquence des conditions limites qui ont lieu à la surface. En effet, la quantité de mouvement de la particule change de direction quand elle est réfléchiée par la surface du sac. L'hélicité (projection du spin de la particule sur la quantité de mouvement) et par conséquent la chiralité (pour des particules sans masse hélicité=chiralité) ne sont pas conservées.

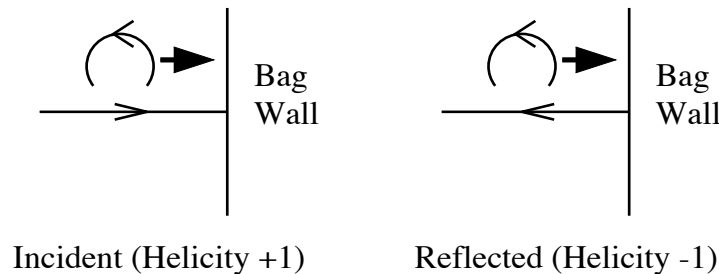


FIG. 4.1 – Brisure de la symétrie chirale à la surface du sac

Des modèles, tel que le modèle CBM (Cloudy Bag Model), restaurent la symétrie chirale en ajoutant un terme contenant un champ pionique dans le lagrangien. On peut voir ce champ comme un nuage (cloud) de pions entourant le sac à sa surface.



### Application aux hadrons

Sans tenir compte de la variante chirale fraîchement discutée, l'énergie peut s'écrire sous la forme

$$E(R) = E_{cin} - \frac{Z_0}{R} + \frac{4}{3}\pi R^3 B + E_{elec} + E_{magn} \quad (4.27)$$

où  $E_{cin}$  est l'énergie cinétique et dépend de la masse des quarks mis en jeu ainsi que de leur énergie dans le sac donnée par (4.14). Cette énergie a été calculée pour des quarks de masse nulle et n'est donc valable que pour les quarks u et d. Il est cependant possible de la déterminer dans le cas de quark de masse non-nulle.

**hadrons légers** Les résultats de ce modèle sont en très bon accord avec l'expérience [46] dans le cas des états fondamentaux de l'octet et du décuplet de baryons ainsi que pour les mésons vecteur. Il n'est pas surprenant que son application aux mésons pseudoscalaires soit plus limitée étant donné qu'il n'est pas sous forme "chirale". Il comprend trois paramètres ( $B, Z_0, \alpha_S$ ) plus la masse du quark s (on prend  $m_u = m_d = 0$ ).

**multiquarks** C'est dans ce modèle de sac que Jaffe a émis pour la première fois l'idée d'états exotiques [3]. Il s'agissait alors de l'hexaquark (ou dibaryon  $H$  interprété comme un système  $\Lambda\Lambda$  stable et déjà mentionné plus haut). Le tetraquark a lui aussi été étudié dans ce modèle à la même époque (1977-1978). On trouvait ainsi les mésons scalaires tels que  $f_0(975)$  et  $a_0(980)$  comme étant des systèmes tétraquarks. Mais le nombre de tétraquarks stables donnés par le modèle de MIT étaient infinis (tower of states). Il a fallu reconsidérer les tétraquarks  $f_0$  et  $a_0$  dans un modèle de potentiel [47].

#### 4.1.6 La QCD sur réseau

C'est la méthode qui devrait permettre de combler les difficultés dues au caractère non-perturbatif de la QCD pour des énergies à l'échelle du hadron. Elle consiste à discrétiser l'espace-temps, placer les quarks sur les noeuds du réseau et représenter les champs de gluons comme le lien connectant les sites voisins par des transformations de  $SU(3)_c$ . Cependant, elle est purement numérique et par conséquent, ne fournit pas facilement d'information quant à la physique qui se cache derrière car celle-ci correspond à la limite du continu, impossible à atteindre dans un calcul numérique par discrétisation.

Concernant les exotiques, la QCD sur réseau prédit que les glueballs de plus basse masse seront des scalaires de masse comprise entre 1,6 et 1,8 GeV suivis d'un tenseur et d'un pseudoscalaire. Les états hybrides de plus basse masse sont quant à eux prédits avec des nombres quantiques  $1^{-+}$  autour de 2 GeV tandis que le premier état hybride charmonium  $c\bar{c}g$  est prédit aux alentours de 4,2 GeV.

#### 4.1.7 Autres modèles inspirés de QCD

D'autres modèles phénoménologiques, habituellement appelés modèles inspirés de QCD, existent parmi lesquels [33]

- **La théorie des perturbations chirales**

On réalise un développement en série en terme de la masse du pion.

- **La théorie effective de quark lourd et symétrie correspondante**

On réalise un développement en terme de l'inverse de la masse du quark lourd.

Un hadron avec un quark lourd est vu comme un atome de la QCD, le quark lourd jouant le rôle du noyau tandis que les quarks légers prennent la place de l'électron.

On observe une symétrie sous l'échange du quark lourd  $c$  par  $b$  et inversément connu sous le nom de "heavy quark symmetry".

- **Le modèle de diquark**

Nous discuterons de ce modèle par la suite, après avoir vu ses applications en ce qui concerne les trajectoires de Regge du nucléon et la spectroscopie d'états multiquarks.

- **QCD sum rules**

– **Les modèles de soliton**

Ce type de modèle est basé, comme son nom l'indique, sur la notion de soliton qui est une solution des équations non linéaires du mouvement de champs dont l'énergie est non-nulle uniquement dans une région finie de l'espace.

## 4.2 Spectroscopie hadronique

Il serait maintenant intéressant de considérer un ou deux exemples concrets. Nous allons d'abord regarder le spectre du système de quarks le plus connu : le nucléon. Ensuite, nous regarderons le spectre du charmonium avant de donner un aperçu de ce que devrait être la spectroscopie des formes exotiques en termes de théorie des groupes.

### 4.2.1 Spectroscopie du nucléon

Un petit regard sur la spectroscopie du nucléon me semble un passage obligé dans un mémoire traitant des hadrons. D'une part, ce sont les nucléons qui représentent le monde réel et stable dans lequel nous vivons, d'autre part, c'est le système baryonique le plus simple permettant de mettre en évidence des propriétés de la QCD qui le sont nettement moins. En effet, trouver une façon systématique d'obtenir la masse des baryons permettrait de comprendre les interactions entre quarks dans la région de confinement.

La Fig. 4.2 nous donne l'ensemble des états connus à ce jour et est extraite du Particle Data Group [16]. Nous ne reviendrons pas sur les méthodes d'observations de ces résonances (analyse en ondes partielles, diagrammes d'Argand, ...) et nous nous contenterons des résultats.

### Commentaires et remarques sur le statut et propriétés des résonances observées dans la liste

- Il existe deux grandes catégories dans le tableau, les résonances  $N^*$  et  $\Delta^*$  d'isospins respectifs  $\frac{1}{2}$  et  $\frac{3}{2}$ . La première colonne donne le type de résonance et leur énergie, on peut voir des énergies d'excitation allant jusqu'à 2 GeV. La deuxième colonne fournit les nombres quantiques L, I et J. La "cote" des résonances est faite à l'aide d'une échelle déjà discutée allant de une à quatre étoiles et se fait dans la troisième colonne. Les colonnes suivantes donnent les différentes voies où l'on trouve la résonance toujours suivant l'échelle étoilée.
- On peut voir que sur les 44 états présents, seuls 18 d'entre eux sont 4 étoiles et doivent généralement leur statut aux voies  $N - \pi$  et  $N - \gamma$ . Les autres voies avec présence d'étrangeté ou de pion plus lourd sont moins connues. On voit que le spectre du nucléon et son étude sont loin d'être complets d'autant plus que même certaines propriétés de résonances 4 étoiles prêtent encore à confusion.
- On peut interpréter ces états en termes de multiplets SU(6) mentionnés au chapitre précédent. On a par exemple pour  $\mathbf{70} = \mathbf{210} \oplus \mathbf{48} \oplus \mathbf{28} \oplus \mathbf{21}$ 
  1.  $\mathbf{28}$  comprend les états N(1520) et N(1535).
  2.  $\mathbf{48}$  avec les états N(1650), N(1675), N(1700).
  3.  $\mathbf{210}$  avec  $\Delta(1620)$ ,  $\Delta(1700)$ .
- On voit que l'utilisation de différentes voies permet de réaliser une sorte de filtrage des résonances que l'on souhaite observer. Par exemple, une voie avec la production d'un méson isoscalaire (I=0,  $\eta$  et K) ne permet pas d'observer des particules avec un isospin  $\frac{3}{2}$ , en d'autres mots, il élimine les résonances  $\Delta$ . Un autre exemple est la voie  $N\eta$  dont on voit dans le tableau qu'il privilégie l'état N(1535).
- Regarder le spectre des états excités sur un diagramme d'énergie est également très intéressant. La Fig. 4.3 tirée de [21] illustre un tel diagramme en ne reprenant que les résonances à 3 ou 4 étoiles. Ce diagramme nécessite également quelques remarques

			Status as seen in —						
Particle	$L_{2I,2J}$	Overall	$N\pi$	$N\eta$	$\Lambda K$	$\Sigma K$	$\Delta\pi$	$N\rho$	$N\gamma$
		status							
$N(939)$	$P_{11}$	****							
$N(1440)$	$P_{11}$	****	****	*			***	*	***
$N(1520)$	$D_{13}$	****	****	***			****	****	****
$N(1535)$	$S_{11}$	****	****	****			*	**	***
$N(1650)$	$S_{11}$	****	****	*	***	**	***	**	***
$N(1675)$	$D_{15}$	****	****	*	*		****	*	****
$N(1680)$	$F_{15}$	****	****	*			****	****	****
$N(1700)$	$D_{13}$	***	***	*	**	*	**	*	**
$N(1710)$	$P_{11}$	***	***	**	**	*	**	*	***
$N(1720)$	$P_{13}$	****	****	*	**	*	*	**	**
$N(1900)$	$P_{13}$	**	**					*	
$N(1990)$	$F_{17}$	**	**	*	*	*			*
$N(2000)$	$F_{15}$	**	**	*	*	*	*	**	
$N(2080)$	$D_{13}$	**	**	*	*				*
$N(2090)$	$S_{11}$	*	*						
$N(2100)$	$P_{11}$	*	*	*					
$N(2190)$	$G_{17}$	****	****	*	*	*		*	*
$N(2200)$	$D_{15}$	**	**	*	*				
$N(2220)$	$H_{19}$	****	****	*					
$N(2250)$	$G_{19}$	****	****	*					
$N(2600)$	$I_{1,11}$	***	***						
$N(2700)$	$K_{1,13}$	**	**						
$\Delta(1232)$	$P_{33}$	****	****	F					****
$\Delta(1600)$	$P_{33}$	***	***	o			***	*	**
$\Delta(1620)$	$S_{31}$	****	****	r			****	****	***
$\Delta(1700)$	$D_{33}$	****	****	b	*		***	**	***
$\Delta(1750)$	$P_{31}$	*	*	i					
$\Delta(1900)$	$S_{31}$	**	**	d	*	*	*	**	*
$\Delta(1905)$	$F_{35}$	****	****	d	*	**	**	**	***
$\Delta(1910)$	$P_{31}$	****	****	e	*	*	*	*	*
$\Delta(1920)$	$P_{33}$	***	***	n	*	**			*
$\Delta(1930)$	$D_{35}$	***	***		*				**
$\Delta(1940)$	$D_{33}$	*	*	F					
$\Delta(1950)$	$F_{37}$	****	****	o	*	****	*	*	****
$\Delta(2000)$	$F_{35}$	**		r		**			
$\Delta(2150)$	$S_{31}$	*	*	b					
$\Delta(2200)$	$G_{37}$	*	*	i					
$\Delta(2300)$	$H_{39}$	**	**	d					
$\Delta(2350)$	$D_{35}$	*	*	d					
$\Delta(2390)$	$F_{37}$	*	*	e					
$\Delta(2400)$	$G_{39}$	**	**	n					
$\Delta(2420)$	$H_{3,11}$	****	****						*
$\Delta(2750)$	$I_{3,13}$	**	**						
$\Delta(2950)$	$K_{3,15}$	**	**						

FIG. 4.2 – Statut et propriétés des résonances  $N^*$  et  $\Delta^*$

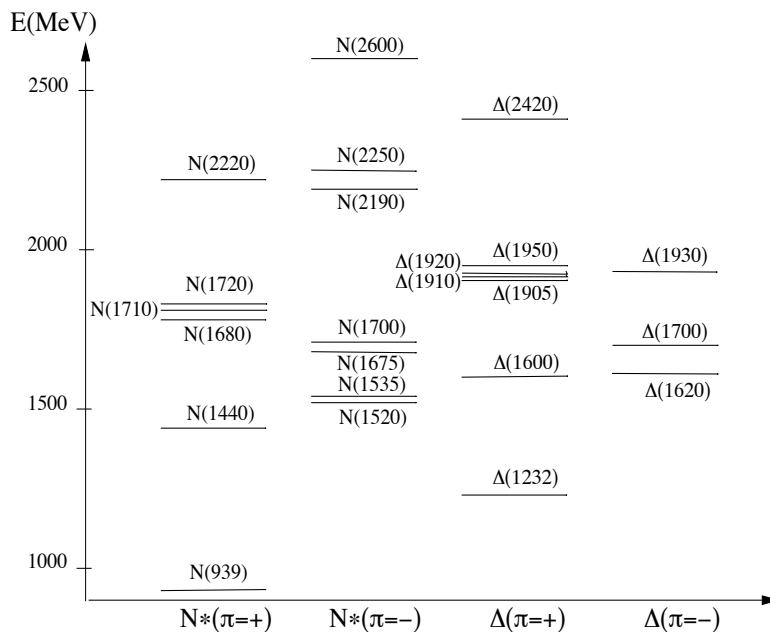


FIG. 4.3 – Diagramme d'énergie des résonances N\* et Δ\*

- La faible densité à haute énergie est due au fait que seuls les états les mieux "connus" sont représentés (3 et 4 étoiles).
  - La structure du diagramme ressemble à celle d'un spectre à un nombre de corps assez restreint, il n'y a pas un continuum d'états excités.
  - Le seul état "isolé" est le Δ(1232), pour les autres, on observe des recouvrements d'états dus à la largeur des pics (entre 100 et 300 MeV<sup>11</sup>) et au faible écart entre les résonances.
- Il est également intéressant de regarder à quoi ressemble un graphique de sections efficaces, par exemple pour l'un des processus privilégiés dans l'étude du spectre du nucléon, la diffusion pion proton<sup>12</sup> illustrée par la Fig. 4.4 [8]. Quelques observations à partir de la Fig. 4.4
1. On observe un pic principal à une énergie de 1230 MeV correspondant au Δ(1232) d'une largeur d'environ 120 MeV.
  2. La section efficace diffère selon que le pion est chargé positivement ou négativement, autrement dit selon son isospin. Ceci se comprend aisément à l'aide du chapitre 2 de ce mémoire : L'isospin du pion est 1, du nucléon  $\frac{1}{2}$ , l'isospin étant une quantité conservée dans les interactions fortes, deux états d'isospin seront possibles, à savoir  $\frac{1}{2}$  menant au N, N\* et  $\frac{3}{2}$  menant au Δ, Δ\*. Pour la diffusion  $\pi^+p$ , on a toujours un isospin  $\frac{3}{2}$  vu que  $I_3 = \frac{3}{2}$  ce qui explique que l'on n'observe que des résonances Δ, tandis que pour  $\pi^-p$ , on a I valant soit  $\frac{3}{2}$ , soit  $\frac{1}{2}$ . Mieux encore, le rapport de ces différentes sections efficaces est proportionnel au rapport des coefficients de Clebsch-Gordan de l'isospin (de SU(2)).

### Trajectoires de Regge

Afin de pas inutilement surcharger cette partie du travail et vu qu'elles ont juste été mentionnées brièvement dans le chapitre 2, nous nous limiterons simplement aux conclusions relatives aux trajectoires de Regge (dont un exemple est donné par la Fig. 4.5). La référence [22] reprend de façon plus complète ce phénomène.

<sup>11</sup>Largeur typique d'un processus d'interaction forte dont le temps caractéristique est de l'ordre de  $10^{-23}$ s.

<sup>12</sup>L'autre processus souvent utilisé est la photoproduction  $N\gamma$ .

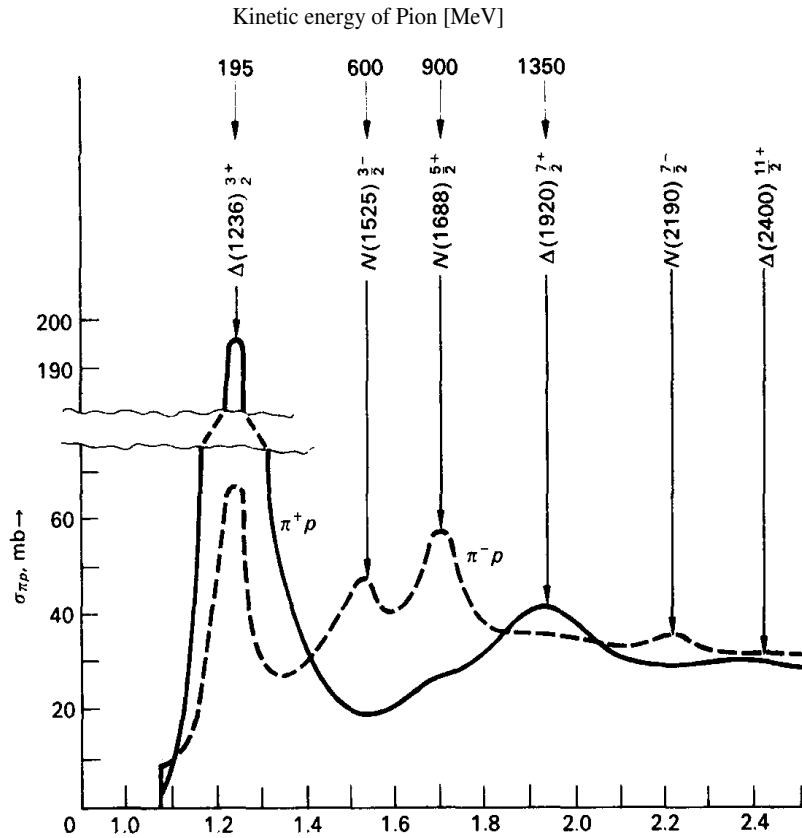


FIG. 4.4 – Section efficace  $\pi^+ p$  et  $\pi^- p$ . Les 4 nombres du dessus représentent l'énergie cinétique du pion

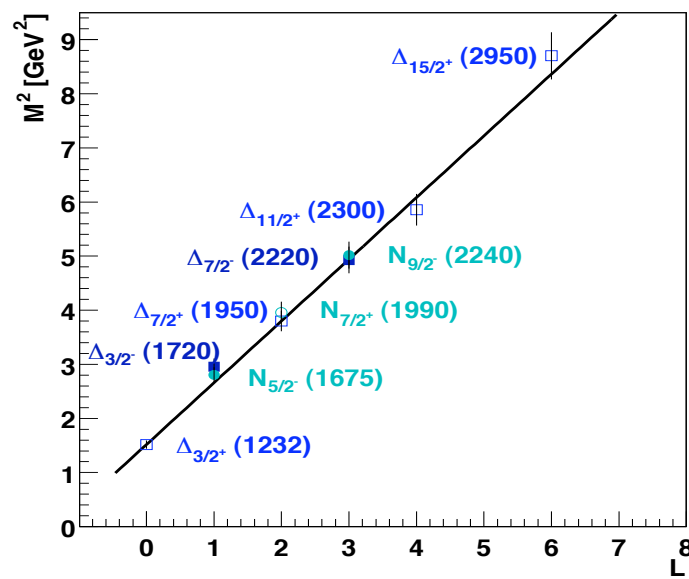


FIG. 4.5 – Trajectoire de Regge

- La pente des trajectoires pour les mésons et les excitations de  $\Delta$  est la même, cela permet de voir les résonances baryoniques comme des excitations quark-diquark.
- Il n'y également pas de "splitting" significatif dans l'interaction spin-orbite. Cela indique que le terme spin-orbite est petit<sup>13</sup>.

## Conclusion

Le fait important que la spectroscopie du nucléon (et autres baryons) nous permet d'avancer est l'évidence d'une sous-structure des hadrons ainsi que la preuve indirecte des quarks comme degré de liberté dans le hadron.

### 4.2.2 Les niveaux du charmonium

La découverte du quark charme (dans l'état charmonium  $c\bar{c}$  noté  $\psi$  ou  $J/\psi$ ) date de novembre 1974 et son impact sur la spectroscopie hadronique est tel que les scientifiques parlent de révolution de novembre quand ils abordent cette période. En effet, le charme a renforcé l'idée de quark (constituant) et grâce à sa masse élevée, a permis des études basées sur des modèles simples dont le rapport avec l'expérience est d'excellente qualité

- Modèle de potentiel.
- Théorie effective de quarks lourds.
- Calculs sur réseau.

De plus, comme nous l'avons signalé précédemment, si système multiquark il y a, la présence de quarks lourds (c ou b) semble avantager sa stabilité. Tout comme la spectroscopie du nucléon était un passage obligé dans un mémoire relatif aux hadrons, celle des états charmés en est un autre lorsque l'on s'attaque à comprendre les états exotiques.

La Fig. 4.6 tirée de [48] représente le spectre du charmonium. Il est intéressant de remarquer qu'à présent, on en connaît plus sur le charmonium que sur son homologue de la QED, le positronium.

Quelques remarques à propos de ce diagramme

- La notation spectroscopique des mésons est de la forme  $n^{2S+1}L_J$ , par exemple les états (où la seconde parenthèse donne la masse)  $\eta_C(1S)(2981)$ ,  $\psi(1S)(3097)$ ,  $\psi(2S)(3686)$  et  $\chi_0(1P)(3415)$  correspondent respectivement aux notations  $1^1S_0$ ,  $1^3S_1$ ,  $2^3S_1$  et  $1^3P_0$ .
- On voit les différents seuils en "open charm" dont le plus bas, situé aux alentours de 3,7 GeV représente le seuil pour la production d'une paire  $D\bar{D}$  (où les mésons  $D$  sont  $c\bar{u}$  ou  $u\bar{c}$  où un d peut remplacer un u).
- Historiquement, le premier<sup>14</sup> état de ce spectre à avoir été observé est  $J/\psi(3097)$ , il s'agit d'un méson vecteur car un de ces modes de désintégration se fait via un photon virtuel en une paire de leptons<sup>15</sup>. Il a apporté la preuve de l'existence d'un nouveau quark c prédit quelques années plus tôt par Glashow, Illiopoulos et Maiani (1970). En effet sa longue durée de vie (sa largeur étroite), conjuguée à la règle d'OZI, demande la présence du quark charme pour être comprise.
- L'état charmonium le plus léger est l'état  $\eta_c(1S)$  ou encore  $1^1S_0$ .
- Le modèle OGE s'applique particulièrement bien à l'étude des états du diagramme 4.6 en dessous du seuil  $D\bar{D}$ . Par exemple, l'interaction spin-spin explique la différence de masse entre états singulet et triplet de spin ( $\psi$  et  $\eta_c$ ) tandis que l'interaction spin-orbite entraîne l'écart entre les états  $\chi_{0,1,2}$ .

<sup>13</sup>Ce problème n'est pas encore résolu, par exemple certains auteurs pensent qu'un phénomène de précession (la précession de Thomas) compenserait le terme spin-orbite.

<sup>14</sup>D'autres états charmés avaient été observés précédemment mais pas clairement identifiés.

<sup>15</sup> $J/\psi$  doit avoir les mêmes nombres quantiques que le photon. En ce qui concerne l'isospin, il vaut 0 et se détermine en analysant la désintégration en hadron de  $J/\psi$ . Comme nous le verrons par la suite, c'est l'étude des différents modes de désintégration d'une particule qui permet de déterminer un grand nombre de ces propriétés.

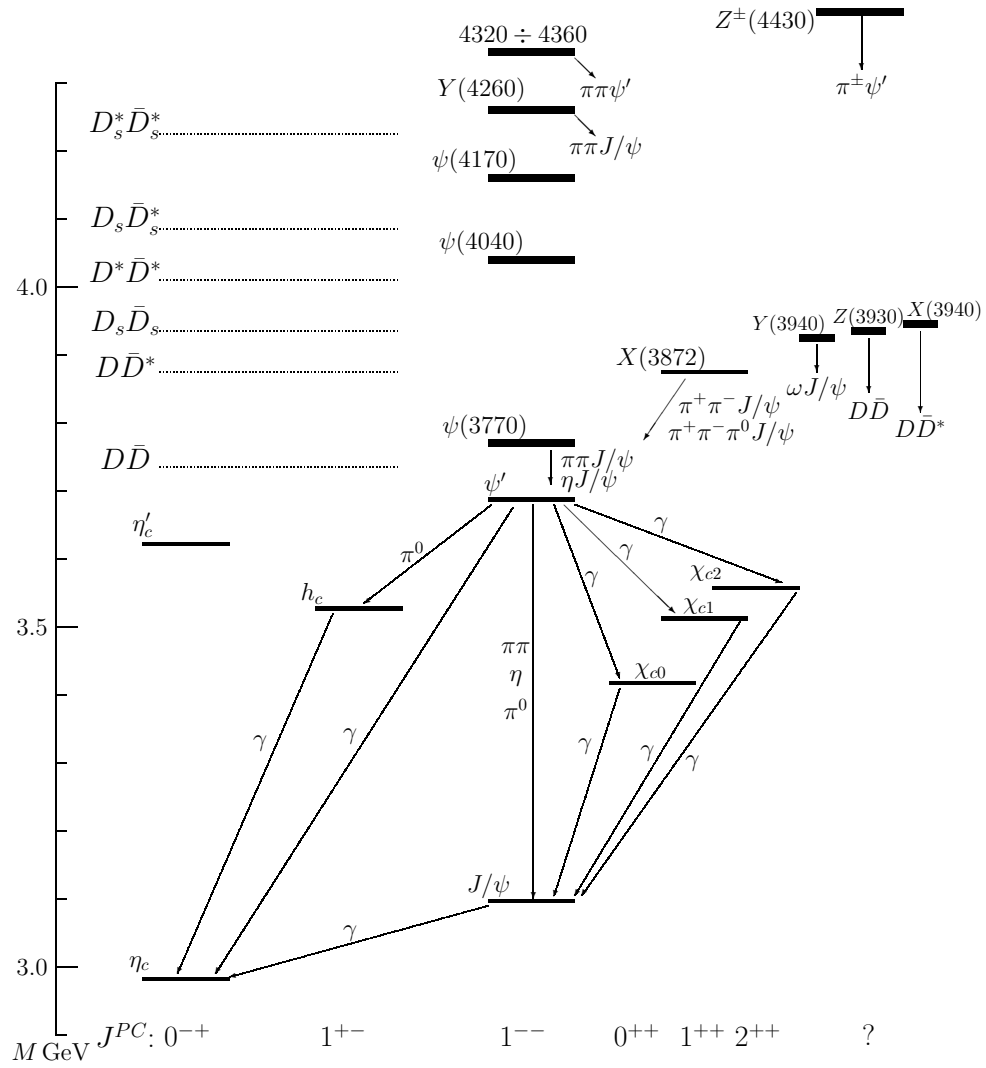


FIG. 4.6 – Le spectre du charmonium. Les différents seuils en "open charm" sont également indiqués.

### Les modèles théoriques du charmonium

**Le modèle OGE** Il est le plus utilisé pour les systèmes quarkonia. On décrit ainsi le charmonium comme des quarks  $c$  et  $\bar{c}$  liés par un potentiel interquark dont la forme a déjà été discutée. Des calculs récents réalisés ainsi peuvent se trouver, par exemple dans [49]. De façon qualitative, nous allons maintenant observer les effets du potentiel hyperfin (encore appelé potentiel dépendant du spin) introduit plus haut.

Soit un potentiel du type  $V^{hyp} = \text{OGE spin-spin} + \text{OGE tenseur} + \text{spin-orbit}$ . On a comme effet pour chaque terme :

- OGE spin-spin

Il est proportionnel à

$$\frac{\alpha_S}{m_c^2} \mathbf{S}_c \cdot \mathbf{S}_{\bar{c}} \delta(\mathbf{x}) \quad (4.28)$$

Dans la forme simple (4.28), il s'agit d'une interaction de contact<sup>16</sup>, ce qui par conséquent entraînera un splitting uniquement dans le cas des états S où la fonction d'onde ne s'annule pas à l'origine. Elle entraîne ainsi un écart d'énergie entre les états L=0 vecteur  $^3S_1$  de spin S=1 et pseudoscalaire  $^1S_0$  de spin S=0. Etant donné  $S^2 = (\mathbf{s}_q + \mathbf{s}_{\bar{q}})^2 = s_q^2 + s_{\bar{q}}^2 + 2\mathbf{s}_q \cdot \mathbf{s}_{\bar{q}}$ , on a

$$\mathbf{s}_q \cdot \mathbf{s}_{\bar{q}} = \frac{1}{2}(S(S+1) - \frac{3}{2}) \quad (4.29)$$

qui vaut  $-\frac{3}{4}$  pour S=0 et  $\frac{1}{4}$  pour S=1.

Cela entraîne un écart de l'ordre de 110 MeV qui est plus faible qu'entre les mésons  $\rho$  et  $\pi$  conformément au caractère inversement proportionnel à la masse de l'interaction.

- Spin orbite

Cette interaction possède deux composantes de signes opposés, une OGE et une scalaire, la première dominant pour L petit (jusque 3). On peut trouver les éléments de matrice de cette interaction pour les états  $^3P_J$  ( $\chi_{cJ}$ ) et  $^1P_J$  ( $h_c$ ). Etant donné  $J^2 = (\mathbf{L} + \mathbf{S})^2 = L^2 + S^2 - 2\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ , on a

$$\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = \frac{1}{2}(J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)) \quad (4.30)$$

égale à 0 pour L=0 ou S=0. On trouve par conséquent pour les états P (L=1)

$$\langle P | \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} | P \rangle = +1 \text{ pour } ^3P_2 \quad (4.31)$$

$$= 0 \text{ pour } ^1P_1 \quad (4.32)$$

$$= -1 \text{ pour } ^3P_1 \quad (4.33)$$

$$= -2 \text{ pour } ^3P_0 \quad (4.34)$$

Ce qui va bien qualitativement dans le sens de ce que l'on observe sur le spectre.

Pour des L plus grands, la composante scalaire spin-orbite devient plus grande.

- OGE tenseur

Cette interaction a pour effet de mélanger les états spin triplets (vecteur) qui ont un  $\Delta L \leq 2$ . On peut voir son effet entre les états  $\chi_J$  [26]. On a

$$\langle P | \mathbf{T} | P \rangle = -\frac{1}{30} \text{ pour } ^3P_2 \quad (4.35)$$

$$= 0 \text{ pour } ^1P_1 \quad (4.36)$$

$$= +\frac{1}{6} \text{ pour } ^3P_1 \quad (4.37)$$

$$= -\frac{1}{3} \text{ pour } ^3P_0 \quad (4.38)$$

<sup>16</sup>Rappelons que nous sommes dans une approche non relativiste.



**Autres modèles** On trouve par exemple la QCD sur réseau qui est un des outils les plus puissants à l'heure actuelle mais qui est limitée par la puissance des ordinateurs. Nous n'en parlerons pas plus ici.

De nombreuses théories ont pu être vérifiées via l'étude du spectre  $c\bar{c}$  et des modes de désintégration de ces différents états (par exemple concernant les transitions électromagnétiques). Nous n'en dirons pas plus pour l'instant mais insistons déjà sur le fait que certains états situés au dessus du seuil  $D\bar{D}$  du diagramme (4.6) nous intéresseront plus tard. Ils représentent de nouveaux états dont certains ne s'expliquent pas avec une approche conventionnelle du spectre  $c\bar{c}$ .

### 4.2.3 Spectroscopie exotique

Il s'agit dans cette section de classer les états multiquarks suivant le même schéma utilisé par exemple pour le nucléon, via la théorie des groupes. Etant donné l'approche systématique de cette démarche, nous limiterons les cas abordés, un travail complet sur les états tétra et pentaquarks peut être trouvé dans [50] et [51].

#### Tetraquarks

Comme tout hadron (vu comme un système multiquark), le tétraquark possède une fonction d'onde du type (2.9). On va considérer un état de type  $qq\bar{q}\bar{q}$ , dans l'hypothèse que le tétraquark est composé d'un diquark et d'un antidiquark<sup>17</sup>, chacun considéré comme un degré de liberté. On se limitera au quark u, d et s et par conséquent au groupe  $SU(3)_f$ , on a

##### 1. Pour la fonction d'onde de saveur

Selon le formalisme donné précédemment, pour le diquark

$$\begin{aligned} \square \otimes \square &= \square\square \oplus \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \end{array} \\ &= (2, 0) \oplus (0, 1) \\ &= \mathbf{6} \oplus \bar{\mathbf{3}} \end{aligned} \quad (4.39)$$

Et pour l'antidiquark également en  $SU(3)$

$$\begin{aligned} \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \end{array} \otimes \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \end{array} &= \square \oplus \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \\ &= \mathbf{3} \oplus \bar{\mathbf{6}} \end{aligned} \quad (4.40)$$

Les états possibles d'isospin pour le diquark et l'antidiquark sont 0,  $\frac{1}{2}$  ou 1 tandis que l'étrangeté peut valoir 0, -1, -2 pour le diquark, 0, 1 ou 2 pour l'antidiquark. On voit que des états exotiques pourront apparaître lorsque qu'on combinera le diquark et l'antidiquark. Par exemple, il sera possible d'avoir un tétraquark d'étrangeté  $\pm 2$  interdit pour un méson  $q\bar{q}$ , idem pour des états d'isospin égal à 2.

##### 2. Pour le groupe $SU(3)$ de couleur

On obtient les mêmes représentations que ci-dessus. Etant donné l'hypothèse déjà discutée que seules les particules de couleur blanche sont observées, on trouve deux représentations de couleur pour le tétraquark alors qu'une seule existe pour un méson ordinaire, soit la combinaison  $\bar{\mathbf{3}}$  pour l'antidiquark et  $\mathbf{3}$  pour le diquark, soit  $\mathbf{6}$  et

<sup>17</sup>Un diquark est une paire de quarks fortement liés par l'interaction forte. Vu qu'il ne peut être singulet de couleur, il doit être confiné à l'intérieur de l'hadron. Nous considérerons les quarks composant le diquark sans excitation spatiale interne. Nous l'avons déjà mentionné lors de l'observation des trajectoires de Regge du nucléon qui met en avant l'existence effective de diquark dans le baryon. Il fait actuellement l'objet de beaucoup d'études que ce soit en théorie sur réseau ou en théorie de l'instanton. Il sera développé dans la section suivante.

**6.** Cependant la première possibilité est privilégiée dans la littérature, le sextet de couleur étant attendu comme étant de plus haute énergie que son homologue triplet, voir peut-être même non lié.

### 3. Pour le groupe SU(6) spin-saveur

Tout d'abord, on a en ce qui concerne le groupe de spin à proprement parlé, SU(2), pour le diquark et l'antidiquark<sup>18</sup>

$$\begin{aligned} \square \otimes \square &= \square \oplus \square\square \\ &= \mathbf{1} \oplus \mathbf{3} \end{aligned} \quad (4.41)$$

Pour le groupe SU(6), on trouve pour le diquark<sup>19</sup>

$$\square \otimes \square = \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array} \oplus \square\square \quad (4.42)$$

$$= \mathbf{15}_A \oplus \mathbf{21}_S \quad (4.43)$$

avec une décomposition SU(3)  $\otimes$  SU(2) de la forme

$$\mathbf{15}_A = {}^3 \mathbf{3} \oplus {}^1 \mathbf{6} \quad (4.44)$$

$$\mathbf{21}_S = {}^1 \mathbf{3} \oplus {}^3 \mathbf{6} \quad (4.45)$$

### 4. Pour la fonction d'onde globale

Etant donné que la fonction d'espace du diquark est symétrique et qu'il est composé de deux fermions identiques entraînant une fonction d'onde globale antisymétrique, on a pour le diquark les possibilités suivantes

- la couleur dans la représentation  $\bar{\mathbf{3}}_A$  et le spin-saveur dans  $\mathbf{21}_S$
- la couleur dans la représentation  $\mathbf{6}_S$  et le spin-saveur dans  $\mathbf{15}_A$

A l'aide de ces considérations, il a été possible de construire les Tables 4.7 et 4.8 [50]. Dans la Table 4.7, la fonction d'onde du diquark s'écrit de la forme | saveur, couleur, spin > tandis que celle du système diquark-antidiquark est  $|I, I_3, Y \rangle$  où Y est l'hypercharge<sup>20</sup>. Les états non accessibles pour les mésons ordinaires sont labellés par un indice Ex. pour exotique, n=u ou d et  $n_S$  désigne le nombre de quarks étranges (s et  $\bar{s}$ ) présents dans le système et ce, dans l'hypothèse d'un mélange idéal<sup>21</sup>. Les crochets et accolades autour de la composition des diquarks sont là pour donner respectivement le caractère scalaire ou vectorielle du diquark. Ainsi la première ligne de ce tableau représente les 9 états formés de deux diquarks scalaires.

La Table 4.8 donne les nombres quantiques  $J^{PC}$  pour un moment orbital L=1<sup>22</sup> entre le diquark et l'antidiquark. Les combinaisons exotiques sont toujours avec l'indice Ex. On peut ainsi voir qu'un état exotique  $1^{-+}$  est permis pour un tétraquark contenant des diquarks vecteur.

Il existe des candidats mésons scalaires observés (Fig. 4.9) expérimentalement en ce qui concerne le nonet tétraquark formé d'un diquark et d'un antidiquark scalaire mentionnés ci-dessus. Ils ont été étudiés, entre autre par Jaffe, avec un tel modèle avec une certaine réussite notamment au niveau de la prédiction de leur masse. Cependant le nombre d'états prédit par le modèle est plus nombreux que ceux observés, il reste donc à résoudre ce nouveau problème de résonances manquantes. En effet, le doute autour des mésons  $f_0(600)$ <sup>23</sup> et

<sup>18</sup>On a les mêmes représentations étant donné que dans SU(2), la représentation du quark et de l'antiquark est la même.

<sup>19</sup>Voir par exemple [7] pour trouver les tables des dimensions des représentations de SU(N) pour N allant jusque 12.

<sup>20</sup>Pour les systèmes  $q\bar{q}$ ,  $qq\bar{q}\bar{q}$  de SU(3), l'hypercharge est égale à l'étrangeté. Dans la littérature on trouve préférentiellement Y au lieu de S.

<sup>21</sup>cfr angle de mélange vu précédemment.

<sup>22</sup>Nous avons choisi les états L=1 afin de montrer la possibilité de nombres quantique  $1^{-+}$ .

<sup>23</sup>A noter que ce  $f_0(600)$  correspond au célèbre  $\sigma$  du modèle utilisé pour décrire les forces nucléaires.

Diquark and antiquark type	Total flavor	Flavor diquark-antidiquark states with defined $n_s (n_s = 0, 1, 2, 3, 4)$			
		0	1	2	3
$ \bar{3}_f, \bar{3}_c, 0\rangle  3_f, 3_c, 0\rangle$	$[1] \oplus [8]$	$ 0, 0, 0\rangle$ $[n, n][\bar{n}, \bar{n}]$	$ \frac{1}{2}, I_3, -1\rangle$ $[n, s][\bar{n}, \bar{n}]$ $ \frac{1}{2}, I_3, +1\rangle$ $[n, n][\bar{n}, \bar{s}]$	$ 0, 0, 0\rangle$ $[n, s][\bar{n}, \bar{s}]$ $ 1, I_3, 0\rangle$ $[n, s][\bar{n}, \bar{s}]$	
$ \bar{3}_f, \bar{3}_c, 0\rangle  6_f, 3_c, 1\rangle$	$[8] \oplus [\bar{10}]$	$ 1, I_3, 0\rangle$ $[n, n][\bar{n}, \bar{n}]$	$ \frac{1}{2}, I_3, -1\rangle$ $[n, s][\bar{n}, \bar{n}]$ $ \frac{1}{2}, I_3, +1\rangle$ $[n, n][\bar{n}, \bar{s}]$ $ \frac{3}{2}, I_3, -1\rangle_{Ex}$ $[n, s][\bar{n}, \bar{n}]_{Ex}$	$ 0, 0, 0\rangle$ $[n, s][\bar{n}, \bar{s}]$ $ 1, I_3, 0\rangle$ $[n, s][\bar{n}, \bar{s}]$ $ 0, 0, +2\rangle_{Ex}$ $[n, n][\bar{s}, \bar{s}]_{Ex}$	$ \frac{1}{2}, I_3, +1\rangle$ $[n, s][\bar{s}, \bar{s}]$
$ \bar{6}_f, \bar{3}_c, 1\rangle  3_f, 3_c, 0\rangle$	$[8] \oplus [10]$	$ 1, I_3, 0\rangle$ $[n, n][\bar{n}, \bar{n}]$	$ \frac{1}{2}, I_3, -1\rangle$ $[n, s][\bar{n}, \bar{n}]$ $ \frac{1}{2}, I_3, +1\rangle$ $[n, n][\bar{n}, \bar{s}]$ $ \frac{3}{2}, I_3, +1\rangle_{Ex}$ $[n, n][\bar{n}, \bar{s}]_{Ex}$	$ 0, 0, 0\rangle$ $[n, s][\bar{n}, \bar{s}]$ $ 1, I_3, 0\rangle$ $[n, s][\bar{n}, \bar{s}]$ $ 0, 0, -2\rangle_{Ex}$ $[s, s][\bar{n}, \bar{n}]_{Ex}$	$ \frac{1}{2}, I_3, -1\rangle$ $[s, s][\bar{n}, \bar{s}]$
$ \bar{6}_f, \bar{3}_c, 1\rangle  6_f, 3_c, 1\rangle$	$[1] \oplus [8] \oplus [27]$	$ 1, I_3, 0\rangle$ $[n, n][\bar{n}, \bar{n}]$ $ 0, 0, 0\rangle$ $[n, n][\bar{n}, \bar{n}]$ $ 2, I_3, 0\rangle_{Ex}$ $[n, n][\bar{n}, \bar{n}]_{Ex}$	$ \frac{1}{2}, I_3, -1\rangle$ $[n, s][\bar{n}, \bar{n}]$ $ \frac{1}{2}, I_3, +1\rangle$ $[n, n][\bar{n}, \bar{s}]$ $ \frac{3}{2}, I_3, +1\rangle_{Ex}$ $[n, n][\bar{n}, \bar{s}]_{Ex}$ $ \frac{3}{2}, I_3, -1\rangle_{Ex}$ $[n, s][\bar{n}, \bar{n}]_{Ex}$	$ 0, 0, 0\rangle$ $[n, s][\bar{n}, \bar{s}]$ $ 1, I_3, 0\rangle$ $[n, s][\bar{n}, \bar{s}]$ $ 1, I_3, +2\rangle_{Ex}$ $[n, n][\bar{s}, \bar{s}]_{Ex}$ $ 1, I_3, -2\rangle_{Ex}$ $[s, s][\bar{n}, \bar{n}]_{Ex}$	$ 0, 0, 0\rangle$ $[s, s][\bar{s}, \bar{s}]$ $ \frac{1}{2}, I_3, +1\rangle$ $[n, s][\bar{s}, \bar{s}]$

FIG. 4.7 – Fonction d'onde des systèmes diquark-antidiquark, commentaire dans le texte

$2S+1 L_J (J^{PC})$	Diquark and antiquark type
$^1 P_1 (1^{--})$	$ \bar{3}_f, \bar{3}_c, 0\rangle  3_f, 3_c, 0\rangle$ ; $ \bar{6}_f, \bar{3}_c, 1\rangle  6_f, 3_c, 1\rangle$
$^3 P_2 (2^-)$	$ \bar{3}_f, \bar{3}_c, 0\rangle  6_f, 3_c, 1\rangle$ ; $ \bar{6}_f, \bar{3}_c, 1\rangle  3_f, 3_c, 0\rangle$
$^3 P_2 (2^{++})$	$ \bar{6}_f, \bar{3}_c, 1\rangle  6_f, 3_c, 1\rangle$
$^3 P_1 (1^-)_{Ex}$	$ \bar{3}_f, \bar{3}_c, 0\rangle  6_f, 3_c, 1\rangle$ ; $ \bar{6}_f, \bar{3}_c, 1\rangle  3_f, 3_c, 0\rangle$
$^3 P_1 (1^{++})_{Ex}$	$ \bar{6}_f, \bar{3}_c, 1\rangle  6_f, 3_c, 1\rangle$
$^3 P_0 (0^-)$	$ \bar{3}_f, \bar{3}_c, 0\rangle  6_f, 3_c, 1\rangle$ ; $ \bar{6}_f, \bar{3}_c, 1\rangle  3_f, 3_c, 0\rangle$
$^3 P_0 (0^{++})$	$ \bar{6}_f, \bar{3}_c, 1\rangle  6_f, 3_c, 1\rangle$
$^5 P_3 (3^{--})$	$ \bar{6}_f, \bar{3}_c, 1\rangle  6_f, 3_c, 1\rangle$
$^5 P_2 (2^{--})$	$ \bar{6}_f, \bar{3}_c, 1\rangle  6_f, 3_c, 1\rangle$
$^5 P_1 (1^{--})$	$ \bar{6}_f, \bar{3}_c, 1\rangle  6_f, 3_c, 1\rangle$

FIG. 4.8 – Des états tétraquark de moment angulaire L=1 entre le diquark et l'antidiquark

Meson	Mass (GeV)	Diquark content	$I^G (J^{PC})$
$a_0(980)$	$0.9847 \pm 0.0012$	$[n, s][\bar{n}, \bar{s}]$	$1^-(0^{++})$
$f_0(980)$	$0.980 \pm 0.010$	$[n, s][\bar{n}, \bar{s}]$	$0^+(0^{++})$
$f_0(600)$	$0.478 \pm 0.024$	$[n, n][\bar{n}, \bar{n}]$	$0^+(0^{++})$
$\kappa(800)$	$0.797 \pm 0.019$	$[n, n][\bar{n}, \bar{s}]$	$\frac{1}{2}(0^+)$

FIG. 4.9 – Les masses expérimentales des candidats diquark-antidiquark scalaires

$\kappa(800)$  va dans le sens que  $f_0$  et  $a_0$  sont des états liés  $K - \bar{K}$  plutôt que des tétraquarks au sens "premier" du terme. En effet, dans le cas d'une molécule  $K\bar{K}$ , les mésons scalaires n'ont pas besoin de former un multiplet complet de  $SU(3)$ .

Des confirmations suite à l'existence et aux propriétés de ces particules doivent donc encore être faites.

## Pentaquarks

Nous allons maintenant travailler de la même façon pour le pentaquark qui, comme nous l'avons déjà vu, a la forme  $qqqq\bar{q}$ . Nous avons vu que dans certains modèles, de tels états pouvaient être éventuellement stables via une liaison chromomagnétique par exemple. Une étude plus complète des fonctions d'ondes peut se trouver dans [51] ou [52]. Les deux hypothèses à partir desquelles nous travaillerons sont que le pentaquark est un singulet de couleur et que nous allons le décomposer en deux sous-systèmes (de 2 et 3 quarks, l'antiquark pouvant être dans l'un des deux).

### 1. Pour la saveur

D'une façon générale, pour un système de 4 quarks et d'un antiquark on a

$$\begin{aligned} \square \otimes \square \otimes \square \otimes \square \otimes \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array} &= \begin{array}{|c|c|c|c|} \hline \square & \square & \square & \square \\ \hline \square & & & \\ \hline \end{array} \oplus 3 \begin{array}{|c|c|c|c|} \hline \square & \square & \square & \square \\ \hline \square & & & \\ \hline \end{array} \oplus 4 \begin{array}{|c|c|c|} \hline \square & \square & \square \\ \hline \square & & \\ \hline \end{array} \oplus 2 \begin{array}{|c|c|c|} \hline \square & \square & \square \\ \hline \square & & \\ \hline \end{array} \oplus 8 \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \\ \hline \end{array} \oplus 3 \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \\ \hline \end{array} \\ &= (4, 1) \oplus 3(2, 2) \oplus 4(3, 0) \oplus 2(0, 3) \oplus 8(1, 1) \oplus 3(0) \quad (4.46) \\ &= \mathbf{35} \oplus 3 \mathbf{27} \oplus 4 \mathbf{10} \oplus 2 \mathbf{\bar{10}} \oplus 8 \mathbf{8} \oplus 3 \mathbf{1} \quad (4.47) \end{aligned}$$

On remarque la présence de singulet, qui permet d'obtenir un singulet de couleur pour  $SU(3)_C$ .

En ce qui concerne les blocs, on connaît déjà les représentations pour  $qqq$ (baryon),  $q\bar{q}$ (méson),  $qq$ (diquark), il reste seulement à regarder le dernier bloc possible,  $qq\bar{q}$

$$\square \otimes \square \otimes \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array} = \begin{array}{|c|c|c|} \hline \square & \square & \square \\ \hline \square & & \\ \hline \end{array} \oplus \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \\ \hline \end{array} \oplus 2 \square \quad (4.48)$$

$$= (2, 1) \oplus (0, 2) \oplus 2(1, 0) \quad (4.49)$$

$$= \mathbf{15} \oplus \mathbf{6} \oplus 2 \mathbf{3} \quad (4.50)$$

### 2. Pour la couleur

Les possibilités d'obtenir un pentaquark comme singulet de couleur sont données dans le Tableau 4.1

Sous-système à 3 quarks	Sous-système à 2 quarks	Blanc si
$qqq$	$q\bar{q}$	$\mathbf{1} \otimes \mathbf{1}$
$qqq$	$q\bar{q}$	$\mathbf{8} \otimes \mathbf{8}$
$qq\bar{q}$	$qq$	$\mathbf{6} \otimes \mathbf{6}$
$qq\bar{q}$	$qq$	$\mathbf{3} \otimes \mathbf{\bar{3}}$

TAB. 4.1 – Possibilité pour un pentaquark blanc

Cependant, on s'attend pour la première possibilité donnée par le Tableau 4.1 à ce que le pentaquark se désintègre tellement vite en un baryon et méson déjà présents en son sein que sa largeur de désintégration soit très grande le rendant non-observable.

Nous en resterons ici pour le moment en ce qui concerne cette section, nous en reparlerons quand nous traiterons le  $\Theta^+$  dans la suite de ce travail.

#### 4.2.4 Remarques sur l'importance des diquarks

L'étude des systèmes hadroniques en terme de diquark est très utilisée actuellement en spectroscopie (trajectoires de Regge, ...). Le diquark est une simplification avantageuse en terme de degré de liberté du système mais n'est pas pour autant une réalité physique<sup>24</sup>.

Cependant, il permet des explications qualitatives quant aux questions se posant sur les hadrons exotiques. D'ailleurs, de nombreux spécialistes tels Jaffe, Lipkin, Karliner mettent en avant l'étude des diquarks. Nous allons donc nous attarder un peu plus sur ce modèle qui se trouve de façon plus complète dans [53] ou dans [54]. Nous nous limiterons à ce qui concerne directement les exotiques.

##### Définition

Un diquark est un système composé de deux quarks qui, comme nous l'avons déjà dit, étant coloré, ne peut se trouver isolé (cfr (4.39)). Pour deux quarks dans un état antisymétrique de couleur, on a une force attractive<sup>25</sup> (cfr section 4.1.1.) valant la moitié de celle entre un système  $q\bar{q}$ . Dans le cas du sextet de couleur, cette force est répulsive.

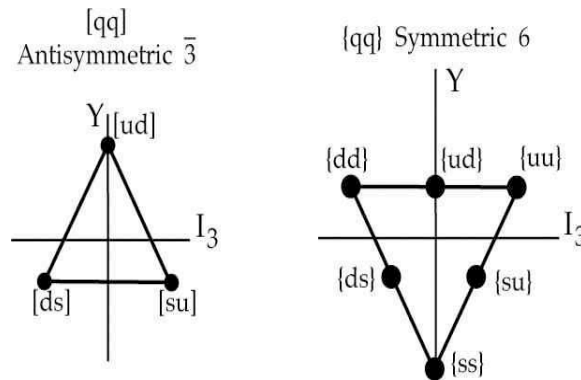


FIG. 4.10 – diagramme de poids des diquarks composés de quarks légers dans ces deux représentations possibles.

Ceci étant, on peut considérer que le diquark dans la représentation antisymétrique de couleur (comme un antiquark) est plus favorable énergétiquement et que par conséquent, en supposant sa partie spatiale comme symétrique, on doit avoir une partie spin  $\otimes$  saveur symétrique. On a donc soit un diquark vecteur noté  $\{q_1, q_2\}$ , soit scalaire  $[q_1, q_2]$  de la décomposition (4.45). En prenant en compte l'interaction hyperfine (cfr modèle de potentiel), on trouve que la masse des diquarks vecteur est supérieure à celle des scalaires d'une valeur valant plus ou moins 200MeV. On appelle "bons" diquarks les diquarks scalaires et "mauvais" diquarks les vecteurs<sup>26</sup>.

Des preuves concernant l'utilisation de diquarks se trouvent dans les références citées ci-dessus.

##### Application aux états exotiques

En partant de l'hypothèse que deux quarks préfèrent former un bon diquark, certaines conclusions qualitatives peuvent être faites. En gardant en tête le caractère "naïf" de cette démarche, on arrive aux prédictions suivantes [54] :

<sup>24</sup>Son utilisation dans les systèmes multiquarks, notamment par Jaffe-Wilczek et Karliner-Lipkin, a fait que beaucoup de gens ont pris le diquark comme "vrai".

<sup>25</sup>Ce potentiel attractif est une des principales raisons validant le concept de diquark dans le baryon par exemple.

<sup>26</sup>Selon l'appellation faite par Jaffe.

1. Il ne devrait pas y avoir de mésons exotiques légers.

En effet, les états exotiques d'un tétraquark sont dans les représentations de saveur **10**,  $\bar{\mathbf{10}}$ , **27**. Dans l'hypothèse de bons diquarks (et antidiquarks), on a les multiplets  $SU(3)_f$

$$\begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array} \otimes \square = \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array} \oplus \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \quad (4.51)$$

$$= \mathbf{1} \oplus \mathbf{8} \quad (4.52)$$

et donc pas de présence des représentations contenant des exotiques (voir tableau 4.7). On en revient au fait, déjà mentionné, que les meilleurs candidats tétraquarks légers sont ceux du nonet.

2. Si pentaquark il y a, ce sera dans une représentation de saveur  $\bar{\mathbf{10}}$ .

De la même façon que ci-dessus, on montre que dans un contexte de pentaquark = diquark-diquark-antiquark on a

$$\begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array} \otimes \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array} \otimes \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array} = \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \square \\ \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \oplus 2 \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \oplus \begin{array}{|c|c|c|} \hline \square & \square & \square \\ \hline \square & \square & \square \\ \hline \end{array} \quad (4.53)$$

$$= \mathbf{1} \oplus 2 \mathbf{8} \oplus \bar{\mathbf{10}} \quad (4.54)$$

Dans ces représentations seul  $\bar{\mathbf{10}}$  contient des exotiques.

3. Le dibaryon perd de son potentiel attractif.

Comme déjà discuté, certains modèles suggèrent l'existence d'un système  $u^2 d^2 s^2$  sans spin et lié par des interactions spin-couleur. Cependant, dans une approche diquark-diquark-diquark, afin d'avoir une fonction d'espace totalement symétrique, correspondant au niveau de plus basse énergie, il faut considérer les diquarks [u,d], [d,s], [s,u]. Ceci entraîne des répulsions, suivant le principe de Pauli, entre chaque bon diquark qui possède des fermions dans un état quantique idem que son voisin.

### 4.3 Conclusion

Cela fait maintenant plus de 30 ans que certains théoriciens n'ont de cesse d'incorporer les états exotiques aux modèles permettant d'expliquer les hadrons ordinaires. Ainsi suivant les modèles utilisés, on a vu que beaucoup de systèmes tétraquarks, pentaquarks, hexaquarks ont été envisagés, et ce, avec un grand nombre de choix de saveurs les composant. Malheureusement, ces études n'ont jamais, à l'heure actuelle, donné lieu à des vérifications expérimentales<sup>27</sup>. Le seul à avoir fait "frémir" la communauté est peut-être la prédiction du  $\Theta^+$  observé en 2003 mais le soufflé est vite retombé. Une chose est donc sûre par rapport aux formes exotiques, si elles existent, elles sont rares.

Il n'est donc pas insensé de penser que des avancées dans ce secteur doivent passer par une observation de nouvelles résonances à l'aide des instruments toujours plus sophistiqués concernant leurs productions. Dans le même sens, dans son article [54] de 2004, Jaffe écrit à propos du  $\Theta^+$  : "The existence of  $\Theta^+$  is a question for experimenters. Theorists simply do not know enough about QCD to predict without doubt whether a light, narrow exotic baryon exists". Une fois les propriétés de ces particules bien connues expérimentalement, il restera aux théoriciens à expliquer si leur caractère est exotique ou pas, et dans le cas d'une réponse positive, trouver un modèle cohérent expliquant tout cela.

<sup>27</sup>Rappelons cependant que dans l'optique de multi-quark doublement charmé, le plus probable d'un point de vue théorique, le domaine d'énergie atteint par les accélérateurs actuels ne permet pas une réelle observation.

Troisième partie

Les nouvelles résonances

Après ce rappel des concepts théoriques relatifs à la compréhension des systèmes hadroniques à relativement basse énergie comme les modèles en quarks inspirés QCD, nous allons passer à une étude des résonances exotiques observées depuis 2003 par plusieurs laboratoires et dont les propriétés sont incompatibles avec des hadrons dits ordinaires. Rappelons que les termes exotiques ou non-conventionnels utilisés pour ces hadrons sont relatifs au CQM qui est un modèle phénoménologique. De tels états sont donc non exclus "chromodynamiquement" parlant. Cependant leur interprétation correcte ne peut trouver réponse que par l'accord maximal avec l'expérience.

Nous commencerons dans cette troisième partie par mentionner ces nouvelles particules en donnant quelques-unes de leurs propriétés observées. Le but de cette section étant d'abord de montrer le nombre croissant de nouveaux signaux observés ainsi que la difficulté à pouvoir les intégrer dans un modèle théorique connu.

Une vision plus complète des propriétés et interprétations de ces nouvelles particules fera l'objet du chapitre suivant. Pour ce faire, nous nous limiterons à 4 résonances, en effet n'importe quel état pourrait faire office d'un travail tout entier lui étant consacré. Pour le choix de ces 4 résonances, nous prendrons celles dont l'exotisme est le plus probable et qui sont les plus étudiées pour cette raison.

Les références de ce chapitre seront les suivantes [16] [17] [34] [55] [56] [57] [58] [59] [60] [61].

A noter que se trouve dans l'appendice D, un petit lexique des différents lieux et collaborations liés aux expériences de physique des particules (Belle, BaBar, SLAC, ...).



*Physicists do not understand how quarks fit together into the particles that make up 99% of the familiar matter in the universe. Looking at these exotic states is one of the ways we can learn the subtleties of the structure of matter*

R.L. Jaffe

# 5

## Les nouvelles résonances

Comme nous avons déjà eu l'occasion de le dire, selon l'exotisme d'une particule, nous avons les possibilités suivantes pour le hadron selon qu'il s'agit de :

1. Un méson (nombre baryonique égal à 0) différent d'un état  $q\bar{q}$  dont les interprétations possibles sont :
  - (a) Glueball composé uniquement de gluons.
  - (b) Hybride du type  $q\bar{q}g$ .
  - (c) Multiquark, en particulier le tétraquark ( $qq\bar{q}\bar{q}$ ).
2. Un baryon (nombre baryonique égal à 1) différent d'un état  $qqq$ 
  - (a) Hybrides ( $qqqg$ ).
  - (b) Multiquark dont le pentaquark  $qqqq\bar{q}$ .

Les états hybrides et glueballs ne seront pas envisagés dans ce travail, bien qu'ils soient des sujets très étudiés à l'heure actuelle, que ce soit via calculs sur réseau, le modèle de tube de flux, le modèle de sac, .... Avec l'idée de systèmes multiquarks, ils constituent les autres possibilités pouvant expliquer le caractère exotique des nouveaux états.

Il reste encore à faire une petite distinction en ce qui concerne les états multiquarks que l'on peut envisager de deux façons :

- En traitant tous les quarks sur un même pied d'égalité et en incluant dans le Hamiltonien l'interaction entre toutes les paires de quarks. Le multiquark forme ainsi un état lié par des forces de couleurs.
- En privilégiant l'interaction entre certaines paires de quarks, ce que l'on appelle les quarks corrélés, qui dans le cas de tétraquarks peut se faire en formant des paires de diquarks ( $qq - \bar{q}\bar{q}$ ) ou des molécules ( $q\bar{q} - q\bar{q}$ ). On étudie ensuite la stabilité de tels états qui peut être due à des interactions (chromomagnétiques par exemple) pouvant exister entre les diquarks colorés ou dans le cas d'état molécule à l'échange de pion. L'interprétation moléculaire dans le cas des mésons exotiques est largement considérée dans la littérature avec un certain succès comme nous le verrons par la suite. Les possibilités de quarks corrélés sont illustrées par la Fig. 5.1 où apparaît également un état hybride.

La possibilité d'états hadroniques de type nucléaire, comme les systèmes méson-méson ou baryon-méson peut-elle réellement être qualifiée d'exotique ? Dans le cas de proton et neutron certainement pas, tous les noyaux atomiques seraient alors autant de particules exotiques. Pour des états méson-méson ou autres faiblement liés par échange de pions, nous les considérerons par la suite comme exotiques même s'ils sont différents des autres formes

multiquarks. Par exemple si on trouvait un état  $\Lambda - \Lambda$  faiblement lié, il serait différent d'un "réel" hexaquark  $u^2 d^2 s^2$  dibaryon calculé par Jaffe dans le modèle de sac. D'ailleurs les propriétés relatives à ces deux états sont différentes.

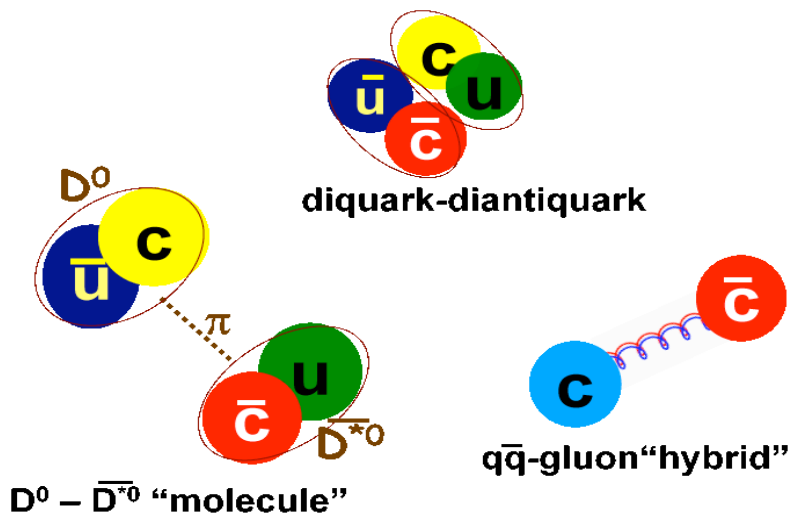


FIG. 5.1 – Représentation diquark-antidiquark, molécule et hybride

La nature de l'exotisme peut être définie de trois façons comme illustré dans la Table 5.1 adaptée de [55] où l'on reprend les différentes façons d'identifier un hadron comme exotique suivant ses propriétés. Suivant le type d'anomalie, nous noterons un exotique de première, seconde ou de troisième sorte.

La Table 5.2 liste les nouvelles résonances observées dont nous allons parler par la suite<sup>1</sup>.

## 5.1 Les nouveaux états charmés

Nous avons déjà mentionné l'importance de la physique du charme. Sa spectroscopie est un laboratoire permettant d'observer les limites du modèle de quarks constituants simple. Le secteur des hadrons charmés possède l'avantage qu'il constitue un environnement plus "propre" dans la recherche d'exotisme par rapport au secteur des hadrons légers où il y a quelques difficultés pour différencier une forme exotique des états ordinaires étant donné la densité d'états présents. Nous allons voir comment ces nouvelles découvertes mettent en évidence la naïveté du CQM tout en testant encore plus loin la spectroscopie des mésons lourds.

Dans le secteur charme, ces résonances peuvent être classées en deux groupes

1. Open Charm
2. Hidden Charm

### 5.1.1 Open Charm résonances

#### Système $D_s$ dans la limite de quark lourd

Pour les mésons de type  $Q\bar{q}$  ou  $\bar{Q}q$ , avec  $Q = c$  ou  $b$  et  $q = u, d$  ou  $s$ , il est d'usage d'utiliser la limite de quark lourd. Dans la limite où  $m_Q$  est infini, le moment angulaire  $J_q$  du quark léger est un bon nombre quantique<sup>2</sup> et on obtient ainsi

<sup>1</sup>Une liste complète des nouvelles résonances observées est impossible à réaliser étant donné que l'on continue encore actuellement à en découvrir. Par exemple, le lecteur pourra trouver dans [62], un certain nombre de résonances X, Y, Z observées durant la rédaction de ce travail.

<sup>2</sup>Le méson est vu comme un "atome" de la QCD, le quark lourd agit comme une source statique de couleur et on peut considérer son spin comme découplé du moment angulaire total du quark léger. En pratique, la masse du quark lourd n'est pas infinie et seul le moment angulaire total  $J_{tot}$  est conservé.

Type de comportement exotique	Les mésons	Les baryons	Exemple observé expérimentalement
Anomalie de charge ou de saveur (première sorte) nécessitant une structure plus complexe des quarks de valence	$ Q  > 1,  S  > 1, I > 1, \dots$ Identification simple	$ Q  > 2, S > 0, I > \frac{3}{2}, \dots$ Identification simple	Le baryon $\Theta^+$ avec l'étrangeté $S=1$ . Le $Z^+(4430)$ dont les propriétés font apparaître une structure $c\bar{c}$ incompatible avec sa charge positive.
Anomalie dans la combinaison des nombres quantiques $J^{PC}$ (seconde sorte)	$0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, \dots$ Identification très complexe nécessitant des outils tels que l'analyse en ondes partielles, ...	Toutes les combinaisons $J^P = \frac{1}{2}^{\pm}, \frac{3}{2}^{\pm}, \frac{5}{2}^{\pm}, \dots$ sont permises dans le modèle en quark constituant	Les mésons $\pi_1(1400)$ (1600) (2000) dont les nombres quantiques seraient $1^{-+}$
Hadron dont le caractère exotique est caché appelé cryptoexotique (troisième sorte). L'anomalie se fait au niveau de propriétés dynamiques (rapport de branchement, largeur de désintégration, surpopulation du spectre, production anormale,...)	Identification difficile	Identification difficile	Surpopulation dans le secteur des mésons scalaires. Masse et largeur anormales de certains états $D_s$ .

TAB. 5.1 – Méthode d'identification des hadrons exotiques

Etat	Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Mode de production/désintégration	Référence
$\Theta^+$	1540 ± 10 1539 ± 2 1542 ± 5 1540 ± 4 ± 2 1555 ± 10 1528 ± 2,6 ± 2,1 1530 ± 5 1540 ± 8 1521,5 ± 1,5 +2,8 -1,7	< 25 < 9 < 21 < 25 < 26 19 ± 5 ± 2 < 18 ± 4 9,2 ± 1,8 6,1 ± 1,6	$\gamma n \rightarrow K^- \Theta^+ \rightarrow K^- K^+ n$ $K^+ X e \rightarrow \Theta^+ X e' \rightarrow K^0 p X e'$ $\gamma d \rightarrow \Theta^+ K^- p \rightarrow K^- K^+ p n$ $\gamma p \rightarrow \Theta^+ K^0 \rightarrow K^+ n \pi^+ \pi^-$ $\gamma p \rightarrow \pi^+ K^- \Theta^+ \rightarrow \pi^+ K^- K^+ n$ $\gamma d \rightarrow \Theta^+ + \dots \rightarrow p K^0 + \dots \rightarrow p \pi^+ \pi^- + \dots$  $pp \rightarrow \Sigma^+ \Theta^+ \rightarrow \Sigma^+ K^0 p$ mode de production $p + C_3H_8$ produit par diffusion inélastique $ep$	[63] [64] [65] [66] [67] [68]  [69] [70] [71]
$\Xi^{--}$	1862 ± 2	< 18	produit par collision $pp$	[72]
$\Theta_c$	3099 ± 3 ± 5	12 ± 3	$ep \rightarrow \Theta_c \dots \rightarrow D^* p \dots$	[73]
X(1576)	1576 <sup>+49 +98</sup> <sub>-55 -91</sub>	409 <sup>+11 +32</sup> <sub>-12 -67</sub>	$J/\psi \rightarrow K^+ K^- \pi^0$	[74]
X(1835)	1830	93	$J/\psi \rightarrow \gamma p \bar{p}$	[75]
Y(2175)	2175 ± 10 ± 15	58 ± 16 ± 20		[76]
$D_0^*$	2308 ± 17 ± 32 2407 ± 21 ± 35	276 ± 21 ± 63 240 ± 55 ± 59		[77] [78]
$D_{sJ}(2317)$	2317,3 ± 0,4 ± 0,8 2319,8 ± 2,1 ± 2	< 10 ≈ 0	$e^+ e^- \rightarrow D_s(2317) \rightarrow D_s \pi^0$ $B \rightarrow D D_s(2317) \rightarrow D D_s \pi^0$	[79] [80]
$D_1^*$	2427 ± 26 ± 25	384 <sup>+107</sup> <sub>-75</sub> ± 74		[78]
$D_{sJ}(2460)$	2459,2 ± 1,6 ± 2	≈ 0	$B \rightarrow D D_s(2460) \rightarrow D D_s^* \pi^0, D D_s \gamma$	[80]
$D_{sJ}(2632)$	2635,4 ± 3,3 2631,5 ± 2,0	< 17 < 17	$D_{sJ}(2632) \rightarrow D_s \eta$ $D_{sJ}(2632) \rightarrow D^0 K^+$	[81] [81]
$D_{sJ}(2700)$	2708 ± 9	108 ± 23	$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{sJ}(2700) \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$	[82]
$D_{sJ}(2860)$	2856 ± 1,5 ± 5,0	48 ± 7 ± 10	$D_s(2860) \rightarrow D^+ K^0 (D^0 K^+)$	[83]
$h_c$	3524,4 ± 0,6 ± 0,4	-	$\psi(2S) \rightarrow \pi^0 h_c \rightarrow (\gamma \gamma)(\gamma \eta_c)$	[84]
$\eta_c(2S)$	3654 ± 6 ± 8	< 55	$B \rightarrow K \eta_c(2S) \rightarrow K K K^- \pi^+$	[85]
X(3872)	moyenne = 3871,4 ± 0,6	< 2,3	$B \rightarrow K X \rightarrow K \pi^+ \pi^- J/\psi$ $X \rightarrow \gamma J/\psi$ $X \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 J/\psi$ $p \bar{p} \rightarrow X \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$	PDG [16] [86] [87] [88] [87] [89] [90]
Z(3930)	3931 ± 4 ± 2	20 ± 8 ± 3	$\gamma \gamma \rightarrow Z \rightarrow D \bar{D}$	[91]
X(3940)	3943 ± 6 ± 6	< 52	$e^+ e^- \rightarrow J/\psi X \rightarrow \psi D \bar{D}^*$	[92]
Y(3940)	3943 ± 11 ± 13	87 ± 22 ± 26	$B \rightarrow K Y \rightarrow K \pi \pi J/\psi$	[93]
Y(4260)	4259 ± 8 ± 4	88 ± 23 ± 5	$e^+ e^- \rightarrow \gamma Y \rightarrow \gamma J/\psi \pi \pi$	[94]
Z(4430)	4433 ± 4 ± 2	45 <sup>+18 +30</sup> <sub>-13 -13</sub>	$B \rightarrow K Z \rightarrow K \pi^\pm \psi'$	[95]

TAB. 5.2 – Les nouvelles résonances. La double ligne sépare les résonances baryoniques (au-dessus) et mésoniques (en-dessous)

$$\mathbf{J}_q = \mathbf{L} + \mathbf{S}_q \quad (5.1)$$

$$\mathbf{J}_{\text{tot}} = \mathbf{J}_q + \mathbf{S}_Q \quad (5.2)$$

Ces mésons forment alors des doublets<sup>3</sup>  $((J_{\text{tot}} = J_q - \frac{1}{2})^P, (J_{\text{tot}} = J_q + \frac{1}{2})^P)$ . Chaque membre du doublet, correspondant à un même L donné, possède la même parité. Ils sont séparés par des forces spin-orbite. A l'intérieur d'un doublet, l'écart d'énergie est proportionnel à  $\frac{1}{m_q m_Q}$  et s'annule donc pour  $m_Q$  tendant vers l'infini.

On a ainsi la Table 5.3 pour les mésons  $Q\bar{q}$  avec  $Q = c$  et  $q = s$

<b>L</b>	<b>J<sub>q</sub></b>	<b>J<sup>P</sup><sub>tot</sub></b>	<b>Nomenclature</b>	<b>commentaire</b>
0	$\frac{1}{2}$	0 <sup>-</sup>	$D_{s0}^+(1960)$	Observé et en accord avec le modèle
0	$\frac{1}{2}$	1 <sup>-</sup>	$D_{s1}^{*+}(2112)$	idem
1	$\frac{1}{2}$	0 <sup>+</sup>	$D_{s0}^+(2317)?$	Nécessite plus d'investigation (cfr ci-dessous)
1	$\frac{1}{2}$	1 <sup>+</sup>	$D_{s1}^+(2460)?$	idem
1	$\frac{3}{2}$	1 <sup>+</sup>	$D_{s1}^+(2536)$	Connu et en accord avec le modèle
1	$\frac{3}{2}$	2 <sup>+</sup>	$D_{s2}^+(2573)$	idem

TAB. 5.3 – Classification des mésons D dans la limite de quark lourd, chaque doublet est séparé par une ligne

Avant 2003, ce tableau se résumait seulement aux 4 mésons appartenant au doublet fondamental  $(0^-, 1^-)$  et au doublet  $(1^+, 2^+)$  et dont les valeurs expérimentales sont d'un bon accord avec les modèles de potentiels. Il y a à l'heure actuelle, avec les états  $D_{sJ}(2317)$  et  $(2460)$ , la possibilité d'avoir découvert les membres du doublet  $(0^+, 1^+)$ .

### Situation expérimentale

Nous reprenons maintenant les nouveaux états D observés depuis 2003 :

#### $D_0(2308)$ et $D_1(2427)$

Nous commençons par ces deux mésons non-étranges qui nous permettront des comparaisons avec les mésons  $D_s$  par la suite. Il s'agirait des états  $0^{+4}$  et  $1^+$  illustrés par la Fig. 5.2. Ils possèdent de très grandes largeurs, ce qui est compatible avec le fait que pour le doublet  $(0^+, 1^+)$  on s'attend, étant donné les règles de conservation, à une désintégration à travers une onde S en un état du doublet  $(0^-, 1^-)$  et un méson pseudoscalaire léger. Par opposition, les états de  $(1^+, 2^+)$  (et donc avec  $j_q = \frac{3}{2}$ ) nécessitent une désintégration via une onde L=1 (P) conférant à ces états une largeur étroite.

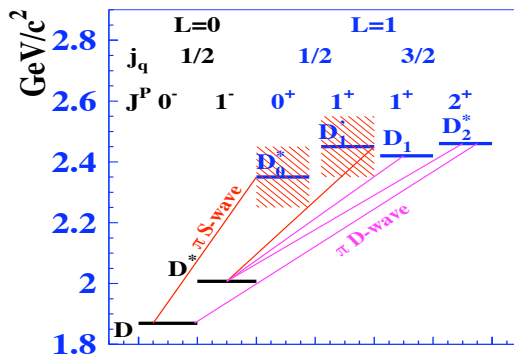
#### $D_{s0}(2317)$

Découvert par BaBar, ce méson lourd est intervenu comme surprenant étant donné sa masse, plus faible que les valeurs théoriques prédites (Quark model et Lattice Theory). Sa largeur est inférieure à 10 MeV, également bien inférieure aux prévisions<sup>5</sup>, et ses nombres quantiques sont probablement  $J^P = 0^+$ . Cette résonance sera étudiée plus en détail par la suite.

<sup>3</sup>A signaler que l'absence de symétrie de conjugaison de charge pour de tels systèmes permet le mixage des états  $1^+$  appartenant à deux doublets différents.

<sup>4</sup>A noter cependant que Belle a observé cet état à 2407 MeV.

<sup>5</sup>Ce qui est normal vu que selon ces prévisions, la masse de ce méson serait supérieur au seuil  $DK$  valant 2359 MeV, par conséquent il devrait se désintégrer en conservant l'isospin par interaction forte à travers une onde S en  $D$  et  $K$  et avoir une grande largeur.

FIG. 5.2 – Spectre du système  $D$  $D_{s1}(2460)$ 

Tout comme le "2317", ce méson est bien connu expérimentalement et possède les nombres quantiques  $J^P = 1^+$ . Et comme le "2317" également, son interprétation théorique est plus compliquée (masse inférieure à celle prédite). Les théoriciens ont donc proposé de nouvelles hypothèses : tétraquark, molécule DK,...

De ces 2 mésons fraîchement discutés, une première "mini-conclusion" peut se faire, à savoir que dans le secteur des mésons de parité positive et donc des états P, certaines difficultés arrivent pouvant montrer une certaine fragilité du CQM dans ce domaine.

De plus, alors que dans le cas des membres du doublet  $(0^-, 1^-)$  et même de  $(1^+, 2^+)$ , on observe une différence de masse entre les mésons étranges et non-étranges de l'ordre de  $m_{D_s} - m_D \approx 100 \text{ MeV}$ , qui peut naïvement s'interpréter comme  $m_s - m_u$ , on voit une "quasi dégénérescence" en ce qui concerne les membres de  $(0^+, 1^+)$ . Cette dégénérescence peut trouver une explication dans un modèle tétraquark comme nous le verrons par la suite.

 $D_{sJ}(2632)$ 

Il s'agit d'un état découvert par SELEX et dont la largeur est étonnamment faible ( $< 17 \text{ MeV}$ ). Des interprétations moléculaires ( $D_s^* \eta$ ,  $D_s^* \omega$ ), tétraquark ( $[cd][\bar{d}\bar{s}]$ ) ou encore excitation radiale d'un état vecteur  $c\bar{s}$  ont été envisagées. Cependant, la recherche de cet état par d'autres collaborations semble mener à la conclusion qu'il ne s'agirait au final, que d'un artefact expérimental<sup>6</sup> (FOCUS, BABAR et CLEO n'ont pas trouvé cette résonance).

 $D_{sJ}(2700)$ 

L'analyse de l'hélicité de cette particule montre que les nombres quantiques favorables pour cet état sont  $1^-$ . D'un point de vue théorique, le modèle de potentiel prédit l'état  $2^3S_1$  de  $c\bar{s}$  à 2720 MeV. La théorie chirale prédit elle, un doublet  $^7 1^+, 1^-$ , prendre  $D_{s1}(2536)$  comme état  $1^+$  permet la prédiction de l'état  $1^-$  à 2710 MeV.

 $D_{sJ}(2860)$ 

Observée par BaBar en 2006, cette résonance devrait être du type<sup>8</sup>  $0^+, 1^-, 2^+, \dots$ . Des efforts théoriques sont à faire à son sujet, par exemple il pourrait s'agir selon Van Beveren

<sup>6</sup>Comme le fait remarquer Klempt [27], cette conclusion est peut être quelque peu hâtive étant donné le mode de production unique utilisé par SELEX.

<sup>7</sup>Cfr discussion sur la symétrie chirale section 2.1.3.

<sup>8</sup>La façon dont on peut déterminer les propriétés des résonances (nombres quantiques et autres) se fait par exemple par observation de ses modes de désintégration. Nous montrerons cela de façon explicite dans le chapitre suivant. Par exemple, ici, c'est le fait qu'il se désintègre en 2 pseudoscalaires qui permet

et Rupp [96] d'une excitation radiale de  $D_s(2317)$ .

### 5.1.2 Hidden Charm résonances

Voir Fig. 4.6. Ces nouveaux états charmonium observés récemment sont cités ci-dessous. Certains sont consistants avec le modèle des quarks et complètent ainsi le spectre du charmonium de façon attendue telle que  $\eta'_c$  ou  $Z(3930)$  vu comme  $\chi_{c2}(2P)$ . D'autres possèdent des propriétés inattendues,  $X(3872)$  ou encore  $Y(4260)$ , et d'autres modèles exotiques ou pas sont envisagés pour les décrire :

- Etats multiquarks de type moléculaire  $(c\bar{q})(\bar{c}q)$  ou diquark( $cq$ )-antidiquark( $\bar{c}\bar{q}$ ).
- Etats hybrides  $c\bar{c}g$ .
- Etats prédits par le modèle de potentiel mais dont un effet de seuil ( $D\bar{D}$ ) fait varier les valeurs attendues.

#### $h_c$ et $\eta'_c$

On peut les observer sur la Fig. 4.6 où  $\eta'_c$  correspond à  $\eta_c(2S)$ . On peut remarquer qu'avec ces deux nouvelles résonances, tous les états du charmonium prédits par le modèle des quarks en dessous du seuil  $D\bar{D}$  ont été trouvés.

Des propriétés telles que la masse, la largeur et le taux de production de ces états charmonium sont encore à améliorer afin de fournir des comparaisons avec la théorie, par exemple avec le calcul sur réseau. Notons simplement que la masse de  $h_c$  correspond à celle du centre de gravité des états triplets charmonium  $\chi_{cJ}(1P)$ , c'est justement ce que CQM prédit avec un potentiel central composé d'un potentiel vecteur Coulombien (en  $\frac{1}{r}$ ) et d'un potentiel de confinement scalaire (en  $r$ ).

#### **X(3872)**

Cet état a été observé par Belle en 2003 dans les expériences de désintégration du méson  $B$  (contenant le quark  $b$ ), ce méson résultant de la collision  $e^-e^+$ . Peu après, il a été confirmé par CDF, par D0 et par BaBar. Du point de vue expérimental, c'est la résonance la plus étudiée et donc est bien confirmée. Sa masse est connue avec une grande précision et ses nombres quantiques  $J^{PC} = 1^{++}$  sont bien déterminés. Par contre, sa structure n'est pas encore claire et il fait l'objet de nombreuses études. Il fera également partie des états étudiés plus en profondeur dans le chapitre suivant.

#### **Z(3930)**

Observés par Belle dans le processus  $\gamma\gamma \rightarrow D\bar{D}$ , ces nombres quantiques sont  $2^{++}$ . Il est probable que cet état corresponde à un niveau du charmonium, le  $\chi_{c2}(2P)$  ( $2^3P_2$ ) prédit par CQM entre 3970 et 4030 MeV. Cependant il nécessite encore un peu d'investigation avant de pouvoir confirmer cette hypothèse mais il serait surprenant qu'il contredise les attentes.

#### **X(3940)**

Cette résonance est probablement de nature pseudoscalaire. Les études concernant un état  $\eta_c(3S)$  ( $3^1S_0$ ) dans le charmonium prédisent une masse d'approximativement 100MeV au dessus de la valeur expérimentale. Cependant, comme le fait remarquer Zhu [58], il semble que 100 MeV soit la précision typique de CQM dans le cadre des états charmonium situés au-dessus du seuil de désintégration en "open charm".

---

d'arriver à ces nombres quantiques.

**Y(3940)**

Cette résonance pourrait être un état charmonium  $\chi_{c1}(2P)$  ( $2^3P_1$ ), elle a néanmoins encore besoin de confirmation.

Les trois dernières résonances citées ayant des masses presque équivalentes, c'est l'étude de leurs modes de désintégration qui permet premièrement de les identifier et deuxièmement de les classer dans le spectre du charmonium. Par exemple, l'observation de  $Z(3930) \rightarrow D\bar{D}$  le rend incompatible avec un état  $\eta_c(3S)(3^1S_0)$ , en effet l'état  $\eta_c$  de spin et moment angulaire nul possède une parité négative incompatible avec un système  $D\bar{D}$  vu la conservation de la parité dans les processus d'interaction forte.

**Y(4260)**

Découvert par BaBar et confirmé ensuite par CLEO, certains voient cette résonance vecteur comme un état charmonium  $\psi(4S)$ , il s'agit en effet d'un état  $1^{--}$ . Cependant sa désintégration (qui pour un tel état devrait se faire avec des "open charm") ne suggère pas cela. Des hypothèses telles qu'un état charmonium hybride ou un tétraquark ( $[cs][\bar{c}\bar{s}]$ ) sont donc avancées à son sujet. Une interprétation relative à l'interférence de deux résonances n'est pas exclue, tout comme un modèle de diquark où Y est vu comme composé de deux diquarks dans une onde P. Il est en tout cas un des états les plus étudiés à ce jour.

**Z(4430)**

Le plus récent d'entre tous, date de 2007, il s'agit d'une résonance "hidden charm" mais ... chargée et par conséquent ne peut appartenir à la famille du charmonium. Il fera également partie des cas vus plus en profondeur au prochain chapitre.

**5.2 Les mésons légers**

Le secteur des mésons légers possède lui aussi quelques questions qui restent toujours sans réponse. Effectivement, il existe des preuves concernant des mésons de nombres quantiques exotiques  $1^{-+}$  mettant en avant la trop grande simplicité, voir naïveté du CQM. Cependant, ce secteur est moins propice et plus difficile à cerner que dans le cas des mésons lourds et ce, de part le fait qu'il y a beaucoup d'états "ordinaires" dans cette échelle de masse.

**5.2.1 Les mésons scalaires**

On a observé par des expériences de diffusion à basse énergie, un "supernumerary" nonet de méson scalaire ( $0^+$ ) non attendu par le CQM. Il s'agit des états  $f_0(600)$ ,  $\kappa(800)$ ,  $f_0(980)$  et  $a_0(980)$  déjà discutés lors de la section concernant la spectroscopie tétraquark. On observe aussi cette surpopulation au dessus de 1 GeV avec les états  $f_0(1370)$ ,  $f_0(1500)$ ,  $f_0(1710)$ ,  $f_0(1790)$  et un plus récent signal  $f_0$  ou X(1810). Des modèles hybrides, glueballs et mixtes ont été mis en place pour expliquer cette surpopulation.

**5.2.2 Autres mésons légers** **$\pi_1(1400)$  (1600) (2000)**

Il s'agit de mésons qui semblent avoir des nombres quantiques exotiques  $1^{-+}$  et qui figurent en tête de liste des candidats hybrides bien que la masse des deux premiers soit inférieure à celle prédite pour de tels états.

**X(1576)**

Observé par la BES collaboration en 2006, il s'agit d'un pic large dans le spectre de masse invariant  $K^+K^-$ . Il s'agit d'un méson vecteur  $1^{--}$  avec  $I^G = 1^+$  ce qui implique



qu'en cas de réelle nouvelle résonance, ces partenaires chargés d'isospin doivent être découverts. En ce qui concerne les tentatives d'explication, sont envisagés

- Une interférence entre les mésons vecteur  $\rho(1450)$  et  $\rho(1700)$ .
- Un état moléculaire.
- Un tétraquark  $n\bar{n}s\bar{s}$ .
- Un état lié diquark-antidiquark.

### X(1835)

Ce signal a été observé par BES dans le spectre de masse invariant de  $p\bar{p}$ . Les voies dans lesquelles il est observé ou non suggèrent de lui conférer les nombres quantiques  $0^{-+}$ . De nombreuses études ont été faites à son sujet et des modèles théoriques tels qu'un effet de seuil  $p\bar{p}$ , un état lié  $p\bar{p}$ , une nouvelle résonance, glueballs pseudoscalaire... ont été proposés.

### Y(2175)

Observé par BaBar en 2006, ce signal serait une résonance  $1^{--}$ . Des interprétations tétraquark étrange, méson hybride étrange ont été avancées. A signaler que le calcul sur réseau prédit un méson hybride étrange  $1^{-+}$  à 2175 MeV. Cependant, un état  $2^3D_1$  ou  $3^3S_1$  dans le cadre de CQM ( $s\bar{s}$ ) n'est pas exclu.

## 5.3 Les baryons

### 5.3.1 Baryons charmés

De nombreux états du spectre (état fondamental et excité) des baryons simplement charmés ( $\Lambda_c$ ,  $\Xi_c$ ,  $\Omega_c$ ) ont été trouvés ces dernières années. SELEX a même reporté le signal d'un baryon doublement charmé, le  $\Xi_{cc}^+$  (3519).

### 5.3.2 Baryons à caractère exotique

$\Theta^+$

En 2003, le LEPS annonce la découverte de ce baryon avec une étrangeté positive, témoignant d'un contenu minimal de cinq quarks de valence. Cette annonce a bouleversé les scientifiques de la spectroscopie hadronique. Cette particule prédite par Diakanov et al. [97] ayant une très petite largeur,  $\Gamma < 15$  MeV par rapport à 100 MeV, ordre de grandeur typique pour une résonance ordinaire, fût ensuite confirmée dans neuf autres expériences annonçant la découverte d'un pic étroit avec une masse comprise entre 1522 et 1555 MeV. Par la suite, de nombreuses autres expériences avec une haute statistique ont cherché  $\Theta^+$  avec des résultats nuls donnant lieu à la conclusion actuelle que le pentaquark n'existe pas. Ce baryon sera étudié par la suite.

$\Xi_{\frac{3}{2}}^{--}$

Il pourrait s'agir d'un pentaquark  $dsds\bar{u}$  compagnon de  $\Theta^+$  dans l'antidécuplet. Cependant, de forts doutes pèsent sur son existence.

## 5.4 Conclusion

L'amélioration des techniques de production et de détection a permis de découvrir toute une nouvelle série de résonances, certaines d'entre elles renforçant et améliorant nos connaissances sur les systèmes hadroniques, d'autres amenant dans une impasse.

L'attente concernant la spectroscopie hadronique est grande et cette fin de décennie devrait encore comporter son lot de surprises.

Les pièces du puzzle ont été apportées par les expérimentateurs, reste maintenant aux théoriciens à les assembler. Mais est-il possible au bout du compte d'arriver à placer ces pièces sur un seul et même support, rien n'est moins sûr...



## Etude de quelques nouvelles résonances

### 6.1 $\Theta^+$

Même si le  $\Theta^+$  s'avère ne pas exister, il est un fait qu'il a permis à l'étude des hadrons exotiques d'avancer. Dans la suite, nous allons le considérer comme bel et bien réel (situation en 2003-2004) et voir quelques interprétations possibles à son sujet. Nous reviendrons à la fin de cette section sur sa situation actuelle. Dans ce qui suit nous nous sommes inspirés des articles [98] [99] donnant une vue d'ensemble de la situation théorique ainsi que de thèses de doctorat réalisées à ce sujet [100] [101] [102] et [103].

#### 6.1.1 Aspect expérimental

Les observations du  $\Theta^+$ , ces modes de production et de désintégration se trouvent dans la Table 5.2. Sa recherche a été motivée par le travail de Diakonov et al. [97] prédisant un tel état exotique avec les nombres quantiques de spin  $s=\frac{1}{2}$ ,  $I=0$  et  $S=1$  ainsi qu'une masse (largeur) de 1530 MeV ( $<15$  MeV). Etant donné que  $\Theta^+$  se désintègre par interaction forte en  $K^+n$ , on a la conservation du nombre baryonique, de l'étrangeté et de la charge impose  $B=1$ ,  $S=1$  et  $Q=1$ . Des relations (2.1), on a  $Y=2$  et  $I_3=0$  tandis que l'absence de désintégration d'un  $\Theta$  en  $pK^+$  à la même masse avec  $I_3=1$  permet de conclure que le  $\Theta^+$  a  $I=0$ . Le fait qu'il n'y ait pas de baryon  $S=1$  en dessous de 1540 MeV permet d'envisager  $\Theta^+$  comme l'état fondamental.

#### 6.1.2 Théorie

Parmi les états étudiés dans ce mémoire, le  $\Theta^+$  est sans doute celui qui a engendré le plus d'articles à son sujet juste après sa découverte. Il est impossible de réunir toutes les pistes théoriques et expérimentales dans ce travail. Parmi les questions qui tournent autour de  $\Theta^+$ , on en pointe trois importantes

1. Quelle est sa parité et son spin ?
2. D'où provient sa masse faible pour un système contenant 5 quarks ?
3. Quelle est l'origine de sa faible largeur de désintégration en KN alors que  $m_K + m_N \approx 1435 < 1540 \text{ MeV}$  ?

La Table 5.2 reprend des références concernant son observation tandis que les Tables 6.1 et 6.2 reprennent quelques références théoriques. La spécificité du modèle GBE par rapport au modèle OGE et les études sur réseau est que le premier prédit un pentaquark de parité positive tandis que les autres trouvent un pentaquark dans l'état fondamental avec une parité négative. Dans le modèle de diquark-diquark-antiquark, la parité positive résulte

de la statistique. Dans le modèle diquark-triquark, le pentaquark n'est pas dans son état fondamental, on introduit de force une barrière centrifuge avec  $L=1$  pour produire la bonne parité.

Les nombres quantiques du  $\Theta^+$  lui imposent un contenu minimal en quarks de valence du type  $qqqq\bar{s}$ , étant donné sa charge et sa faible masse,  $uudd\bar{s}$  semble le plus approprié. D'un point de vue des représentations de  $SU(3)_f$ , pour un système  $qqqq\bar{q}$ , on a les représentations **1**, **8**, **10**,  $\bar{\mathbf{10}}$ , **27** et **35** comme le montre (4.47). Parmi celles-ci, les multiplets comportant des exotiques de première sorte (cfr Table 5.1) sont  $\bar{\mathbf{10}}$ , **27** et **35**, ils sont représentés sur la Fig. 6.1. Etant donné le caractère isoscalaire ( $I=0$ ) de  $\Theta$ , le seul multiplet possible est l'antidécuplet conformément à la remarque faite lors de l'introduction des diquarks.

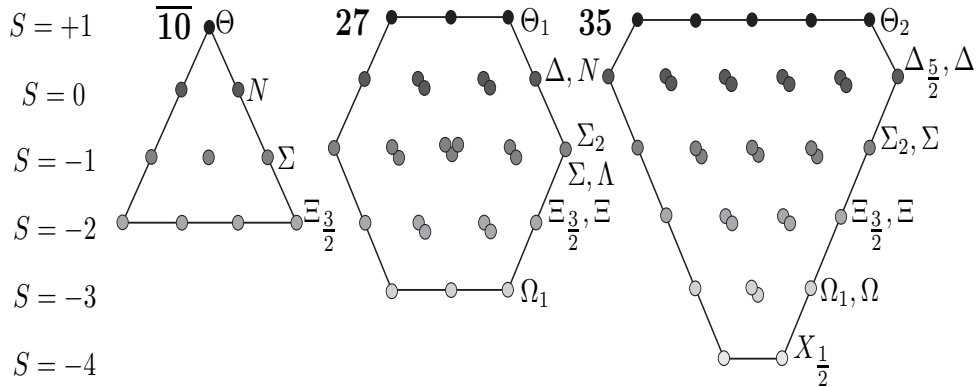


FIG. 6.1 – Diagrammes de poids de l'antidécuplet, du 27-plet et 35-plet du pentaquarks. Par exemple dans l'antidécuplet, les trois extrémités du triangle possèdent des exotiques de première sorte tandis que les autres membres sont des exotiques de troisième sorte appelés cryptoexotiques.

Modèle théorique	Brève description	référence
Modèle de soliton chirale	Le baryon est vu comme un soliton dans un champ chirale	[97]
Modèle de diquarks	Le pentaquark est étudié dans une configuration diquark-diquark antiquark	[104]
	On étudie un système diquark-triquark	[105]
Modèle chirale de quarks		[107]
Modèle de quarks	Etude d'un système $uudd\bar{s}$ au sein du CQM avec par exemple une interaction de type GBE entre les quarks constituants	[106] [108]

TAB. 6.1 – Modèle théorique d'un  $\Theta$  de parité positive

### Diquark-diquark antiquark, le modèle de JW (Jaffe-Wilczek)

Dans ce modèle, on considère le pentaquark comme un état lié d'un antiquark avec deux diquarks  $[u,d]$  eux-mêmes fortement liés. En se rappelant nos discussions dans les sections 2.2.3 et 2.2.4, les deux diquarks sont considérés individuellement dans un état de couleur  $\bar{\mathbf{3}}_c$  et de saveur  $\bar{\mathbf{3}}_f$ . Afin de former un pentaquark de couleur neutre, les diquarks forment entre eux un état de couleur  $\mathbf{3}_c$  tandis que pour avoir un pentaquark  $\bar{\mathbf{10}}_f$  ils forment un état

Modèle théorique	Brève description	référence
Théorie sur réseau	Etude sur réseau	[111] [110]
QCD sum rules		[112] [113]
Modèle de quarks	CQM avec une interaction OGE ou OGE + GBE	[115] [114]

TAB. 6.2 – Modèle théorique d'un  $\Theta$  de parité négative

de saveur symétrique  $\bar{\mathbf{6}}_f$  vu  $\bar{\mathbf{6}}_f \otimes \bar{\mathbf{3}}_f = \bar{\mathbf{10}}_f \oplus \bar{\mathbf{8}}_f$ . On voit que l'antidécuplet est accompagné d'un octet qui comme nous allons le voir, se mélange selon le modèle JW à l'antidécuplet<sup>1</sup>. Tout ceci est illustré par la Fig. 6.2.

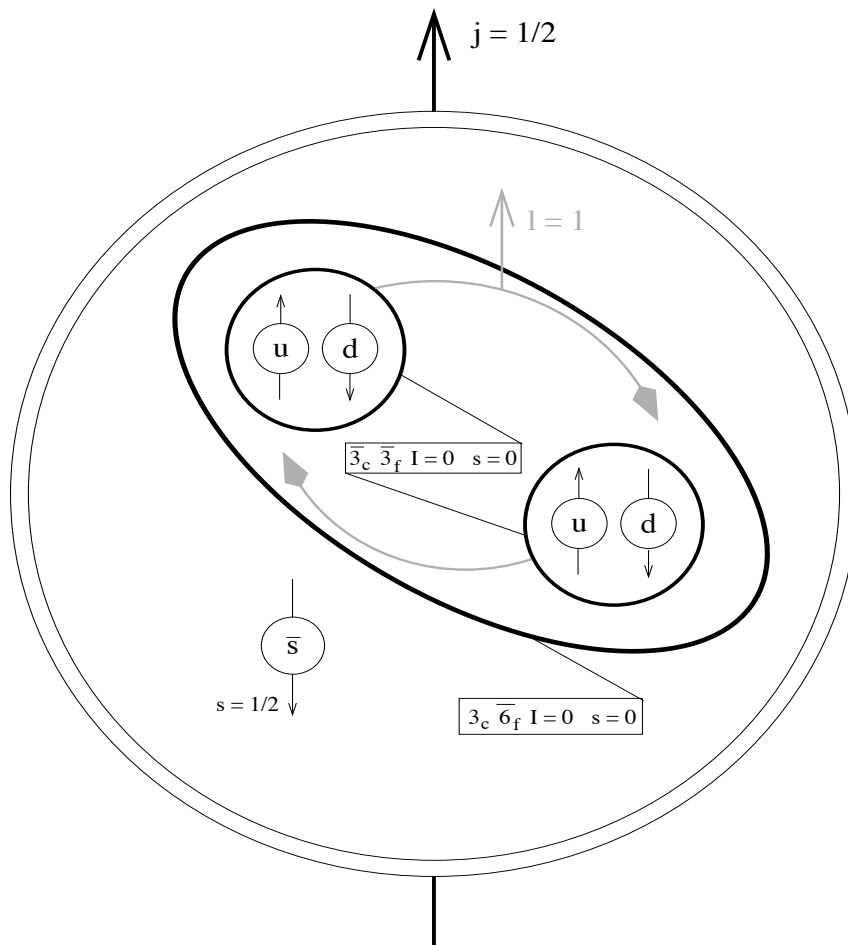


FIG. 6.2 – Pentaquark dans le modèle JW

Les deux diquarks forment un système de deux bosons identiques et par conséquent obéissent à la statistique de Bose-Einstein (bien qu' à courte distance, la structure fermionique des quarks constitutants prenne le dessus), ce qui entraîne une fonction d'onde spatiale antisymétrique et donc un état  $L=1$  entre les diquarks.

La combinaison des diquarks avec l'antiquark donne alors un système de parité positive avec un moment angulaire  $J = \frac{1}{2}$  ou  $\frac{3}{2}$ . Dans ce modèle, les états  $J = \frac{3}{2}$  sont considérés avoir

<sup>1</sup>Ce mélange étant une simple hypothèse logique, mais quantitativement un mélange idéal a été obtenu dynamiquement dans le modèle GBE [116].

des masses plus élevées et se désintégrer rapidement ne laissant pas place à l'observation<sup>2</sup>.

Afin de rendre compte de la brisure de symétrie SU(3), Jaffe et Wilczek ont proposé un Hamiltonien composé de trois termes et de la forme

$$H_{JW} = M_0 + (n_s + n_{\bar{s}})\delta m_s + n_s \alpha \quad (6.1)$$

où l'on retrouve

1. Un premier terme  $M_0$  donnant la masse des états du multiplet dans la limite SU(3) exacte. Il est fixé en considérant l'état N(1440), appelé résonance de Roper, comme membre du multiplet  $([u, d][u, d]\bar{d})$ . On a donc  $M_0 = 1440$  MeV.
2. Un second terme où apparaît le nombre de quarks (d'antiquarks) étranges multipliés par sa masse afin de rendre compte de la brisure de symétrie due à la présence de quark  $s$ . L'inconnue  $\delta m_s$  est calculée en considérant  $\Theta^+(1540)$  comme membre du multiplet.
3. Le dernier terme témoigne du fait qu'il faut considérer que les diquarks  $[u, d]$  sont plus liés que les diquarks  $[u, s]$  ou  $[d, s]$  et il est tel que  $\alpha = \frac{3}{4}(m_\Lambda - m_\Sigma) = 60$  MeV.

Ce modèle voit  $\Theta^+$  et N(1440) comme membres du mélange idéal des multiplets  $\mathbf{10}_F$  et  $\mathbf{8}$  tel que

- $\Theta^+$  ( $[u, d][u, d]\bar{s}$ ) fixe  $\delta m_s$  à  $\approx 100$  MeV dans le Hamiltonien effectif.
- N(1440) ( $[u, d][u, d]\bar{d}$ ), état le plus léger du multiplet fixe  $M_0$ . C'est la résonance de Roper bien connu de la spectroscopie hadronique et qui rencontrait certaines difficultés à rentrer dans CQM.

Ceci permet d'envisager les autres membres du multiplet

- $N_s$  (de type  $[ud][us]\bar{s}$ ) prédit à  $1440 + 2 \times 100 + 1 \times 60 = 1700$  MeV. Il pourrait s'agir de l'état du spectre du nucléon N(1710).
- $\Lambda$  (I=0) et  $\Sigma$  (I=1) (de type  $[u, d][d, s]\bar{d}$ ) prédit à  $1440 + 100 + 60 = 1600$  MeV. Des états  $\Lambda(1600)$ ,  $\Sigma(1560)$  et  $1660$ ) ont déjà été observés et pourraient appartenir au multiplet.
- $\Sigma_s$  ( $[u, s][u, s]\bar{s}$ ) prédit à 1860 MeV.
- Les états  $\Xi$  (de type  $[us][us]\bar{d}$ ) prédits à 1760 MeV. On a notamment les états exotiques  $\Xi^+$  et  $\Xi^{--}$ .

### Triquark-diquark, le modèle de KL (Karliner-Lipkin)

Il s'agit cette fois de voir le pentaquark comme composé d'un triquark de type  $qq\bar{q}$  et d'un diquark  $qq$  liés par échange de gluons. Karliner et Lipkin considèrent un bon diquark  $[u, d]$  de couleur  $\mathbf{3}_C$  et un triquark de spin  $\frac{1}{2}$  avec  $\mathbf{6}_F$  et  $\mathbf{3}_C$  de façon à obtenir l'antidécuplet et le singulet de couleur pour le pentaquark. Ces deux blocs sont dans un état L=1 de façon à séparer par une barrière centrifuge les paires de quarks identiques présentes au sein du système, le prix à payer pour cela est l'énergie d'excitation. Ceci est illustré par la Fig. 6.3.

Les deux blocs sont séparés par une distance correspondant à la portée de la force chromomagnétique et sont liés par la force électrique de couleur (l'interaction hyperfine n'a lieu qu'au sein même des blocs). Un traitement à l'aide du groupe spin-saveur SU(6) de cette interaction hyperfine au sein du triquark et du diquark dans les états décrits ci-dessus permet d'écrire la relation suivante où  $V(x)$  désigne l'interaction hyperfine pour le système  $x$

$$(V(ud\bar{s}) + V(ud)) - (V(N) + V(K)) = -\frac{1}{6}(M_\Delta - M_N) \approx -50 \text{ MeV} \quad (6.2)$$

On voit ainsi que le système triquark-diquark est plus lié qu'un système K-N en ce qui concerne les interactions hyperfines présentes au sein des blocs. Il reste maintenant à établir l'interaction chromoélectrique entre le diquark et le triquark. Pour ce faire, Karliner et

<sup>2</sup>C'est ce que l'on appelle une désintégration "fall apart" que nous aurons encore l'occasion de rencontrer.

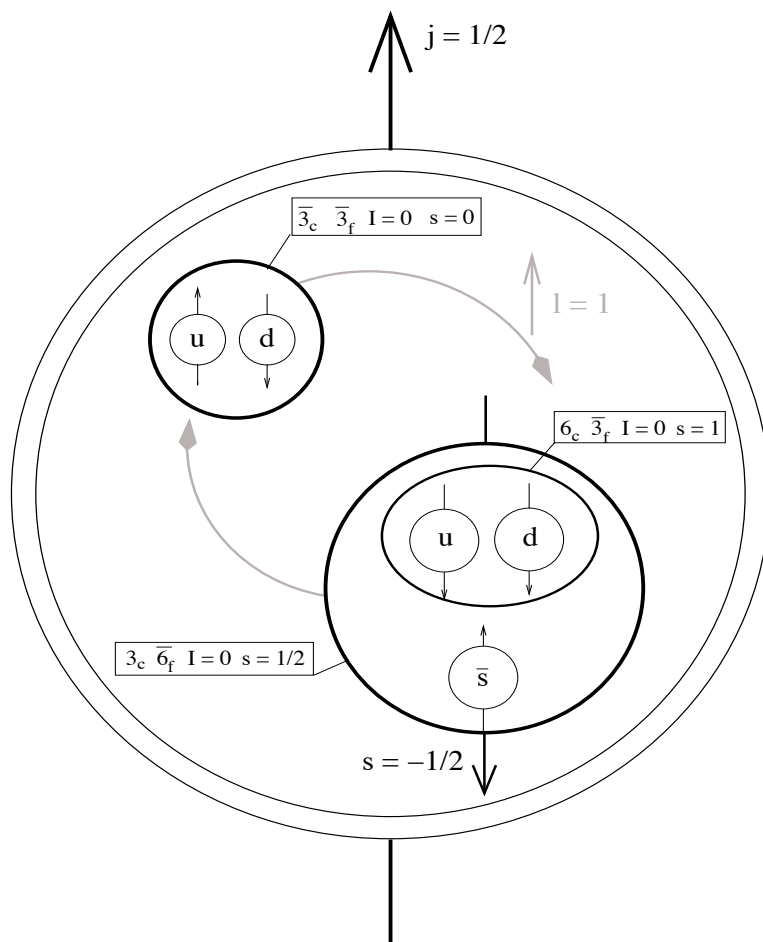


FIG. 6.3 – Pentaquark dans le modèle KL.

Lipkin prennent la limite où les 2 blocs sont ponctuels et comparent l'interaction chromo-électrique triquark-diquark à celle présente entre le quark et l'antiquark dans les mésons. Ils montrent ainsi que le système du pentaquark peut être comparé à celui des mésons  $D_s$ . Pour ce dernier, l'écart entre l'état excité<sup>3</sup>  $0^+$  et fondamental  $0^-$  est de 350 MeV. Cet écart prend en compte l'énergie d'excitation de l'onde P mais aussi l'interaction hyperfine que l'on doit soustraire afin d'obtenir l'énergie d'excitation nette du système  $\delta E^{P-wave}$ , on a

$$\delta E^{P-wave} = 350 - (m_{D_s^*} - m_{D_s}) = 207 \text{ MeV} \quad (6.3)$$

Au total, on obtient à l'aide de la relation (6.2), qui permet de calculer la masse du système triquark-diquark sans l'énergie d'excitation due à l'onde P, et (6.3), l'énergie d'excitation de l'onde P, la masse du pentaquark dans le système KL

$$M_{\Theta^+} = m_N + m_K - \frac{1}{6}(m_{\Delta} - m_N) + \delta E^{P-wave} \quad (6.4)$$

$$\approx 1385 + 207 \quad (6.5)$$

$$\approx 1592 \text{ MeV} \quad (6.6)$$

Ils obtiennent ainsi une valeur pas trop lointaine de celle observée tout en rappelant le caractère qualitatif de leur démarche : bloc ponctuel, ... Ils expliquent de nouveau qualitativement la largeur étroite observée par le fait que la barrière centrifuge créée par le moment angulaire et le réarrangement des couleurs ralentissent la désintégration en  $KN$ .

### 6.1.3 Situation actuelle et conclusion

Comme nous avons eu déjà l'occasion de le signaler à plusieurs reprises durant ce travail, l'existence du pentaquark est, depuis l'annonce de sa découverte en 2003, passée de particule trois étoiles (au sens du Particle Data Group) à aucune. Rappelons aussi le commentaire de Jaffe à son sujet [54] comme quoi  $\Theta^+$  est avant tout une question pour les expérimentateurs. Les articles résumant la situation expérimentale du  $\Theta^+$  sont nombreux, citons par exemple [117]. Ainsi depuis 2005, des expériences à plus grande statistique ont été réalisées avec une absence de signal. De plus, certaines expériences qui avaient observé  $\Theta^+$  ont, après optimisation des paramètres, rendu également un signal nul.

Pire encore,  $\Theta^+$  a même perdu dernièrement de son crédit d'un point de vue théorique. En effet, dans un article récent [119], Weigel remet en cause le fondement même qui a suscité l'intérêt du pentaquark léger, l'article de Diakonov et al. [97]. Dans leur modèle de soliton chirale, Diakonov et al. estiment que la largeur de désintégration de  $\Theta^+$  est inférieure à 15 MeV, et par conséquent, est bien plus petite que pour les baryons ordinaires où la largeur est de l'ordre de 100 MeV. N'ayant pas explicité les modèles de soliton chirale, il nous est difficile ici d'expliquer l'article de Weigel. Notons simplement que dans son article, il montre que dans les modèles de soliton chirale, la largeur du pentaquark ne peut être calculée depuis l'élément de matrice du courant axial. Or, dans leur calcul de la largeur, Diakonov et al. se basent sur l'égalité entre l'élément de transition  $\Theta^+ \rightarrow KN$  et l'élément de matrice du courant axial, ce qui n'est pas possible dans un modèle de soliton chirale. En calculant le déphasage correctement, Weigel trouve pour  $\Theta^+$ , une largeur normale, comme pour les baryons ordinaires. Weigel conclut alors son article par : " The statement that chiral soliton models predict a very narrow pentaquark baryon in the  $S=+1$  channel essentially is a myth".

## 6.2 $D_s(2317)$ et $D_s(2460)$

### 6.2.1 Aspect expérimental

La Fig. 6.4 reprend le spectre du système  $c\bar{s}$  et met en évidence le caractère "spécial" des états  $D_s(2317)$  et  $D_s(2460)$ . Ces états sont à une masse de l'ordre de 160 MeV plus

<sup>3</sup>Ils considèrent  $D_s(2317)$  comme l'état  $0^+$  du spectre  $c\bar{s}$ .



faible que celles prédites. De plus, ils ont tous deux des largeurs de désintégration trop étroites par rapport aux modèles pour un état  $c\bar{s}$  du doublet  $(0^+, 1^+)$  et se situent juste en-dessous des seuils  $DK$  et  $D^*K$  alors que le modèle prédisait ces états au-dessus.

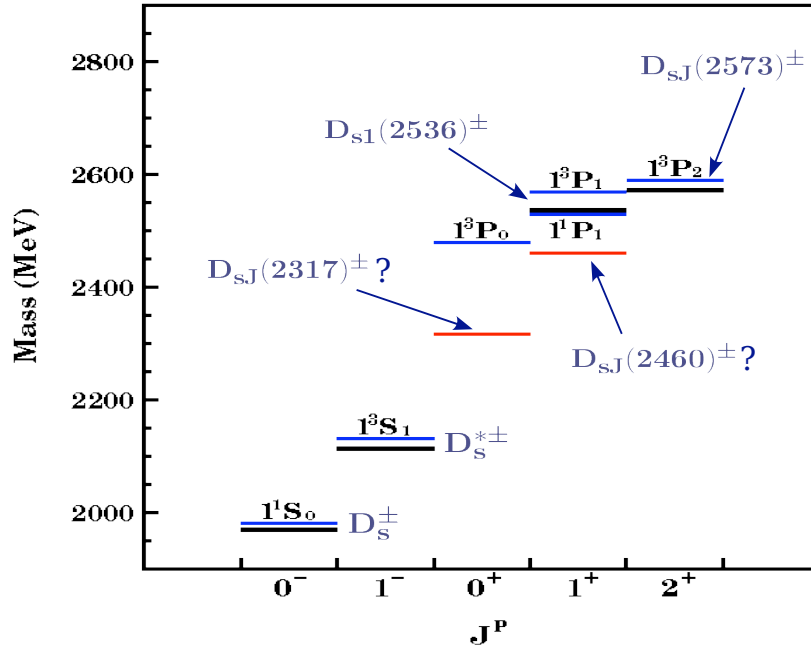


FIG. 6.4 – Spectre du système  $D_s$ . Sont représentés : les valeurs théoriques selon le modèle de Godfrey et Isgur [118] qui est un modèle de potentiel dans la limite de quark lourd (trait fin avec notation spectroscopique), les valeurs expérimentales en accord avec la théorie (trait épais), les états en désaccord avec le modèle ( $D_{sJ}(2317)$  et  $(2460)$ ).

Ces deux états sont très bien connus expérimentalement et leurs existences et propriétés ne font presque<sup>4</sup> aucun doute. Il reste que leur interprétation laisse à désirer.

Leur mode de production et de désintégration peuvent se trouver dans la Table 5.2.

**Pour le  $D_s(2317)$**  On voit directement que sa désintégration se fait via une violation d'isospin. L'absence d'un mode de désintégration conservant cette quantité (nous sommes en dessous du seuil  $DK$ ) peut expliquer la grande durée de vie de cet état, ou en d'autres mots, sa faible largeur de désintégration. On voit que sa masse est en dessous des états du doublet  $(1^+, 2^+)$  ce qui suggère de lui attribuer les nombres quantiques  $0^+$ , suggestion confirmée par l'absence de mode de désintégration  $D_s\gamma$ . A noter que d'un point de vue conservation de la parité, les états  $0^+, 1^-, 2^+, \dots$  sont permis mais la faible masse semble indiquer que le  $0^+$  est préféré.

**Pour le  $D_s(2460)$**  Son mode de rayonnement en  $D_s\gamma$  implique que  $J \geq 1$  et une étude de l'hélicité permet de privilégier  $J = 1$  [34]. Etant donné sa masse, on conclut également qu'il devrait s'agir de l'état  $1^+$  du doublet  $(0^+, 1^+)$ .

Une étude plus complète concernant l'aspect expérimental et l'établissement des nombres quantiques de ces deux particules se trouve dans [120] et [121]

## 6.2.2 Théorie

Afin d'expliquer la masse légère de ces mésons, des modèles théoriques ont été construits dont nous donnons les principaux dans la Table 6.3 et dont certains seront quelque peu détaillés par la suite. Nous privilégions l'étude de  $D_{sJ}(2317)$ .

<sup>4</sup>Le seul très léger doute restant au niveau des nombres quantiques.

Modèle théorique	Brève description	référence
étude dans le modèle $c\bar{s}$	On introduit une interaction spin-orbit entre le quark et l'antiquark qui est nulle quand la masse des quarks mis en jeu est identique	[122], [123]
	On utilise un lagrangien effectif où la symétrie chirale est réalisée et on voit le $D_s(2317) 0^+$ comme le partenaire chirale du $0^-$	[125]
	"Unitarized meson model" où l'on considère le couplage entre l'état $0^+ c\bar{s}$ avec l'onde S du seuil $DK$	[126]
Molécule	La résonance est vue comme un état moléculaire $DK$	[127]
	Un état moléculaire $D\pi$	[128]
Tetraquark	Les états $0^+ D$ et $D_s$ sont vus comme tétraquarks de façon à expliquer leur dégénérescence	[129]
	diquark $[cn]$ antidiquark $[\bar{n}\bar{s}]$ avec un isospin $I=1$ , possède donc deux partenaires (un neutre et un doublement chargé) à trouver	[130]
	Etude dans le cadre d'un état $c\bar{s}n\bar{n}$	[131]

TAB. 6.3 – Modèle théorique de  $D_{sJ}(2317)$ **Modèle  $c\bar{s} 0^+$** 

Il est plus que légitime, avant d'envisager des modèles plus exotiques comme ceux cités dans la Table 6.3, de continuer à chercher une interprétation de  $D_s(2317)$  au sein même du modèle des quarks. D'autant plus que certaines propriétés sont consistantes avec une interprétation  $c\bar{s}$  classique comme on peut le voir avec la mesure expérimentale du produit de rapport de branchement

$$Br(B^0 \rightarrow D_s(2317)K) Br(D_s(2317) \rightarrow D_s\pi^0) = (4, 4 \pm 0, 8 \pm 1, 1) 10^{-5} \quad (6.7)$$

qui, étant donné la grande dominance du mode  $D_s\pi^0$  pour la largeur de désintégration de  $D_s(2317)$  ( $Br(D_s(2317) \rightarrow D_s\pi^0) \approx 1$ ), est compatible avec les calculs établis pour un système  $c\bar{s}$  où  $Br(B \rightarrow D_s K) \approx 4 10^{-5}$ .

C'est dans cette optique d'expliquer  $D_s(2317)$  comme un traditionnel état  $D_s$  que le spectre  $c\bar{s}$  a été réétudié par certains théoriciens. Ainsi, Swanson et Lakhina [123] ont calculé les niveaux d'énergie à l'aide d'un potentiel qui regroupe les calculs de Eichten et Feinberg[124] ainsi que de Gupta et Radford. Dans ce potentiel se trouve un terme proportionnel à  $\alpha_S^2 \ln \frac{m_{\bar{q}}}{m_q}$ , par conséquent nul dans le cas où la masse des quarks est égale, et dont le caractère en  $\alpha_S^2$  a fait qu'il était ignoré dans les calculs précédents. En ajustant les paramètres de ce modèle à l'aide des mésons  $D_s$  connus, Swanson et Lakhina trouvent pour les états  $c\bar{s} (0^+)$  et  $(1^+)$  respectivement 2341 MeV et 2475 MeV.

Van Beveren et Rupp [126] envisagent quant à eux un mélange entre un état  $D_s 0^+$  et le seuil  $DK$ , ayant pour effet d'abaisser la valeur prédite par le modèle des quarks de l'état scalaire  $c\bar{s}$ . Ce phénomène a lieu quand une paire  $q\bar{q}$  se trouve dans une onde P et peut se coupler à une paire de mésons dans une onde S<sup>5</sup>. Il se généralise pour les nonets

<sup>5</sup>En terme de fonction d'onde  $\psi$  du méson, ce phénomène s'écrit

$$|\psi \rangle = \sum_i \alpha_i |q\bar{q} \rangle_i + \sum_j \beta_j |qq\bar{q}\bar{q} \rangle_j \quad (6.8)$$

Dans le cas de  $D_s(2317)$ , on a une composante tétraquark de plus ou moins 30%.

de mésons scalaires (et donc le même mécanisme a lieu dans le cadre du nonet contenant  $f_0(980)$ ) et n'a pas d'explication dans le cadre du CQM.

## Un multiquark

Un autre point de vue est de considérer qu'étant donné le mode de désintégration de cette particule, son contenu en quarks est au minimum  $c$  et  $\bar{s}$ . Malheureusement, la masse et la largeur de désintégration ne s'expliquent pas avec le spectre  $c\bar{s}$  prédit par Godfrey et Isgur alors que celui rendait bien compte des états d'autres doublets (cfr discussion ci-dessus). Il a donc été nécessaire de considérer un contenu de quarks de valence plus large... et la possibilité la plus plausible étant donné la masse faible observée est celle d'un tétraquark  $cn\bar{s}\bar{n}$ . Or nous avons vu qu'on pouvait distinguer deux sortes de multiquarks selon qu'on représente le système comme un état lié de quarks (tétraquark) ou de deux mésons (molécule).

### 1. Un tétraquark

Nous sommes en présence d'un tétraquark composé d'un quark lourd et de 3 quarks légers, ce qui, selon les modèles proposés dans la partie précédente de ce travail, n'est pas favorable du point de vue stabilité. Par conséquent, il se décompose très rapidement en ne nécessitant aucune interaction (ce qu'on appelle "fall-apart decay") et comme résonance, elle devra avoir une énorme largeur de désintégration. C'est le cas pour un tel tétraquark avec un isospin  $I=1$  qui aurait une désintégration "fall apart" en  $D_s^+\pi$ . Le cas  $I=0$  est par conséquent le plus intéressant car, à moins d'envisager une violation d'isospin, le premier seuil est  $DK$  et est au dessus de 2317 MeV.

Le cas le plus favorable est donc un état  $cn\bar{s}\bar{n}$  avec  $I=0$  et un couplage vers un mode de désintégration violant l'isospin faiblement, de façon à observer la résonance. Une façon d'aller dans le sens de ce modèle serait de trouver des partenaires possédant d'autres nombres quantiques, pourquoi pas exotiques, de ce tétraquark, à condition bien sûr qu'eux aussi ne subissent pas de désintégration "fall apart". Si tel est le cas, pouvoir différencier l'état molécule du tétraquark serait plus compliqué.

De nombreux auteurs se sont consacrés à l'étude tétraquark du  $D_s(2317)$ . Cependant des études dans le cadre du modèle de quark ont montré que la masse de tels états était plus grande que celle d'un état  $c\bar{s} 0^+$  dans le modèle traditionnel [132]. De plus, les modèles tétraquarks ne résolvent pas la question de savoir où se trouve l'état  $c\bar{s}$ .

### 2. Une molécule

Ce modèle a été proposé par Barnes, Close et Lipkin [127]. L'idée est de voir  $D_s(2317)$  comme un état lié  $DK$ , de la même façon que pour  $a_0$  et  $f_0(980)$  où Weinstein et Isgur ont montré qu'il était possible d'envisager des états liés  $K\bar{K}$ . L'état scalaire  $D_s$  se couple ainsi à la voie  $DK$  permettant la formation d'un état moléculaire  $DK$  avec  $I=0$ . Afin d'expliquer la faible largeur de désintégration et la violation d'isospin, une composante  $I=1 DK$  est ajoutée.

L'apparition d'autres états aux propriétés "étranges" dans le secteur des mésons  $D_s$  (par exemple  $D_s(2632)$ ) pourrait être une preuve de l'existence d'un groupe d'exotiques (molécule ou tétraquark) dans cette région. Ainsi, dans leur article [133], Chen et Li proposent d'interpréter  $D_s(2317)$  et  $D_s(2460)$  avec une structure en quarks du type  $c\bar{s}(u\bar{u}+d\bar{d})$ , l'état molécule pouvant alors s'obtenir via un réarrangement  $(c\bar{u}(\bar{d}))(u(d)\bar{s})$ , la molécule  $DK$ . Comme nous l'avons déjà souligné, la masse de ces deux états  $D_s$  juste en dessous du seuil  $DK$  ( $\approx 2360$ ) et  $D^*K$  ( $\approx 2500$ ) est consistant avec une interprétation moléculaire.  $D_s(2632)$  est, quant à lui, interprété comme le partenaire de  $D_s(2317)$  et est dominé par la structure  $c\bar{s}(s\bar{s})$ .

### 6.2.3 Conclusion

Le cas des mésons  $D_s(2317)$  et (2460) nécessite encore un peu d'investigation tant expérimentale que théorique afin de trouver sa place au sein du spectre hadronique. Ainsi

une étude plus détaillée et précise de ses modes de production et de désintégration pourra permettre de dévoiler sa nature, ou au moins d'écarter certains modèles [127].

Cependant à l'heure actuelle, les observations (rapport de branchement, nombres d'états trouvés,...) semblent aller dans le sens d'une interprétation  $c\bar{s}$  et par conséquent les modèles réajustés semblent les plus appropriés.

## 6.3 X(3872)

### 6.3.1 Aspect expérimental

Découvert par Belle en 2003, on peut voir sur la Table 5.2 ses voies de production et de désintégration. On y voit également sa très faible largeur de désintégration. Le premier mode de désintégration présenté sur cette table fait apparaître deux pions dont le spectre ressemble à celui d'un méson  $\rho$ , ce mode de désintégration  $X \rightarrow \rho\psi$  viole la symétrie d'isospin.

### Détermination des nombres quantiques

La figure du spectre du charmonium Fig. 4.6 montre bien que le X(3872) se situe au dessus du seuil de désintégration en méson D ( $D^0\bar{D}^0$  a son seuil à approximativement 3729,2 MeV). La largeur de désintégration des états du charmonium situés au dessus de ce seuil est grande par rapport à la largeur obtenue pour le X ( $< 2,3$  MeV). Par exemple  $\psi(3S)(4040)$  a une largeur de  $52 \pm 10$  MeV car il est dominé par une désintégration  $D\bar{D}$ . On en vient donc à la conclusion que la désintégration  $X \rightarrow D\bar{D}$  doit être interdite soit par les nombres quantiques du X, soit par des mécanismes dynamiques<sup>6</sup>. Etant donné que D et  $\bar{D}$  ont  $J^P = 0^-$ , on a pour un système  $D\bar{D}$  dans un moment angulaire orbital  $L=0,1,2,\dots$  les possibilités ( $P = C = (-1)^L$ )

$$J^{PC} = 0^{++}, 1^{--}, 2^{++}, \dots \quad (6.9)$$

Ces possibilités sont par conséquent à exclure. De plus, le mode de désintégration  $X \rightarrow \psi\gamma$  impose à X une parité positive. Des expériences sur la distribution angulaire permettent de conclure que parmi les combinaisons possibles  $J^{PC}$  pour X(3872),  $1^{++}$  est la plus favorable même si CDF n'exclut pas la possibilité  $2^{-+}$  tandis que Belle permet également  $2^{++}$ , ce dernier nécessitant une origine dynamique au problème de la faible largeur.

### 6.3.2 Théorie

Insérer X(3872) dans le spectre du charmonium pose quelques difficultés, en particulier dues à la largeur très étroite<sup>7</sup>. Ceci a poussé les théoriciens à proposer de nouvelles interprétations (voir Table 6.4) afin d'expliquer les propriétés de cet état, à savoir sa masse, sa largeur, ses nombres quantiques et modes de désintégration.

### Un état charmonium

Etant donné que X(3872) est trop léger que pour contenir un quark  $b$  et vu ses modes de désintégration via  $J/\psi$ , il est légitime de considérer une interprétation charmonium à son sujet. Il s'agit donc de regarder si un état manquant dans le spectre du charmonium ne pourrait pas être le X. Vu la masse de celui-ci, on peut exclure les états 2D, 3P, 3D, 4S etc de la liste des candidats. Les nombres quantiques non exclus par les expérimentateurs sont  $1^{++}$ ,  $2^{-+}$  et  $2^{++}$ . En regardant les états non observés dans le spectre correspondant à ces nombres quantiques et ayant une masse compatible, on trouve les candidats suivants (dans la notation  $n^{2S+1}L_{J^{PC}}$ )

<sup>6</sup>Nous avons déjà rencontré un tel mécanisme lors de l'étude du  $\Theta^+$  où l'on rencontrait une barrière due au moment angulaire qui ralentissait la désintégration

<sup>7</sup>De plus, "adapter" le modèle de quark comme pour le  $D_s$  est plus compliqué étant donné l'efficacité de ce dernier dans le spectre  $c\bar{c}$ .

Modèle théorique	Brève description	référence
Modèle de quark	Etude de la résonance dans le spectre du charmonium	[134]
Tetraquark	Etude dans le cadre dans système diquark-antidiquark	[135]
	Etude avec une interaction chromomagnétique, sans paires corrélées	[136] [137]
Molécule	Un état moléculaire $D^0 \bar{D}^{*0}$	[138] [139] [140]
Hybride	Etude d'un système $c\bar{c}g$	[141]

TAB. 6.4 – Interprétation de la résonance  $X(3872)$ 1.  $1^1D_{2-+}$ 

Il s'agit de l'état  $\eta_{c2}(1D)$ . Etant donné qu'il ne peut se désintégrer en "open charm"  $D\bar{D}$ , on s'attend à ce que cet état soit très étroit. Sa masse est attendue par les modèles traitant avec succès le charmonium aux alentours de 3838 MeV. La masse et la largeur d'un tel état font de lui un candidat potentiel, cependant l'absence d'une désintégration  $X \rightarrow \eta_c \pi^+ \pi^-$  rend cette interprétation peu probable. De plus, Belle exclut les états  $2^{-+}$ .

2.  $2^3P_{1++}$ 

Il s'agit de l'état  $\chi_{c1}(2P)$ . Bien que sa masse est estimée à 4007 MeV, il est un candidat sérieux à l'interprétation de X. Belle et CDF permettent de tels nombres quantiques pour X et les modes de désintégration correspondent qualitativement<sup>8</sup>.

3.  $2^3P_{2++}$ 

Il s'agit de l'état  $\chi_{c2}(2P)$ . Comme nous l'avons déjà fait remarquer, la désintégration en "open charm" est permise pour un tel état et par conséquent sa largeur est prédite bien au-dessus de 2,3 MeV. De plus, l'absence de production de X via  $\gamma\gamma$  élimine presque à coup sûr ce candidat.

Parmi ces trois états, le deuxième fait office de grand favori dans le cas d'une interprétation charmonium de X. Cependant, le fait que X se désintègre en violant l'isospin dans  $X \rightarrow \psi\rho$  ne plaide pas en faveur d'un état charmonium. En effet, le seul mode de violation d'isospin observé dans le charmonium est  $\psi(2S) \rightarrow \eta_c \pi^0$  dont la largeur vaut 0,0003 MeV et le rapport de branchement 0,001. Or ces deux valeurs sont bien plus grandes pour  $X \rightarrow \psi\rho$ .

**Un état molécule**

Etant donné la difficulté à incorporer  $X(3872)$  dans le spectre du charmonium, l'idée d'une interprétation d'une molécule  $D\bar{D}^*$  a vu le jour. Cette hypothèse est soutenue par la proximité du seuil  $D\bar{D}^*$  situé aux alentours de 3871 MeV avec la masse de X. La molécule peut s'écrire

$$X(3872) = \frac{1}{\sqrt{2}}(D^0 \bar{D}^{*0} + c \bar{D}^0 D^{*0}) \quad (6.10)$$

Dans les premiers articles traitant  $X(3872)$  comme un état moléculaire, on avait  $c = +1$  [138] [139] [140]. Cependant, il a été montré (voir par exemple [143]) qu'il était nécessaire de prendre  $c = -1$  afin d'obtenir une conjugaison de charge  $C = +1$  pour  $X(3872)$ .

L'étude de molécule composée de deux "open charm" avait déjà été réalisée par Törnqvist<sup>9</sup> dans les années nonante. Ce dernier a étudié la possibilité d'états liés de deux "open

<sup>8</sup>Des mesures de rapport de branchement sont très difficiles à réaliser.

<sup>9</sup>La possibilité de tels états avait déjà été envisagée dans les années septante juste après la découverte du quark  $c$ .

charm" via l'échange de pions trouvant dans le cas d'une molécule  $D^0\bar{D}^{*0}$  de nombre quantique  $1^{++}$ , une masse de 3870 MeV [142].

Swanson [139] a également étudié un état molécule de type (6.10) via un potentiel considérant l'échange d'un pion à grande distance et de quark/gluon à courte portée. Dans son article,  $D\bar{D}^*$  sont dans une onde  $S^{10}$  et le système possède les nombres quantiques  $1^{++}$ . L'interaction à courte portée donnant lieu à d'importants effets de mélange (les seuils  $J/\psi\omega$  et  $J/\psi\rho$  sont proches du seuil  $D\bar{D}^*$ ) est nécessaire à l'explication des modes de désintégration.

De leur côté, Liu et al. [143] ont récemment réétudié la possibilité d'un état molécule  $D\bar{D}^*$  en incorporant dans leur potentiel l'échange de mésons sigma en plus de l'échange de pions. Leur conclusion met sérieusement en doute la possibilité d'un état molécule dans le secteur charmé  $D\bar{D}^*$ . Par contre, ils prédisent l'existence d'un état faiblement lié  $B\bar{B}^*$ .

### Un état diquark-antidiquark

Maiani et al. ont étudié le spectre des états  $[cq][\bar{c}\bar{q}']$  ( $q=u$  ou  $d$ ) dans le cadre du modèle de diquark [135].

Dans leur démarche, ils partent d'abord d'un Hamiltonien CQM simplifié du type

$$H = \sum_i m_i + \sum_{i<j} 2\kappa_{ij}(S_i \cdot S_j) \quad (6.11)$$

où la somme porte sur les quarks constituants,  $m_i$  est la masse constituante,  $\kappa_{ij}$  des coefficients dépendant de la saveur des quarks et de l'état de couleur formé par la paire de quarks  $i, j$ . Partant de la masse expérimentale des hadrons, ils déterminent la valeur des coefficients  $\kappa_{ij}$  pour différentes paires de quarks. Peu de temps après, Hogaasen et al. (voir ci-dessous) ont utilisé le même modèle et il n'est pas étonnant que les valeurs de  $\kappa_{ij}$  soient les mêmes.

Ensuite, Maiani et al. simplifient d'avantage le problème à quatre corps en introduisant un diquark  $[cq]$  et un antidiquark  $[\bar{c}\bar{q}']$ . Cela étant, ils interprètent X comme un état<sup>11</sup>  $1^{++}$  d'un système  $[cq][\bar{c}\bar{q}']$  dont l'Hamiltonien est donné par

$$\begin{aligned} H = 2m_{[cq]} &+ 2(\kappa_{cq})_{\bar{3}_c} [(S_c \cdot S_q) + (S_{\bar{c}} \cdot S_{\bar{q}'})] \\ &+ 2\kappa_{q\bar{q}'}(S_q \cdot S_{q'}) \\ &+ 2\kappa_{c\bar{q}'}[(S_c \cdot S_{\bar{q}'}) + (S_{\bar{c}} \cdot S_q)] \\ &+ 2\kappa_{c\bar{c}}(S_c \cdot S_{\bar{c}}) \end{aligned} \quad (6.17)$$

Ils trouvent ainsi la valeur propre de l'Hamiltonien<sup>12</sup> relatif à l'état  $1^{++}$ [135]

$$m_{1^{++}} = 2m_{[cq]} - (\kappa_{cq})_{\bar{3}_c} + \frac{1}{2}\kappa_{q\bar{q}'} - \kappa_{c\bar{q}'} + \frac{1}{2}\kappa_{c\bar{c}} \quad (6.18)$$

En identifiant X(3872) à  $1^{++}$ , ils trouvent  $m_{[cq]} = 1933$  MeV. La masse de X(3872) n'est donc pas obtenue à partir du modèle, elle est simplement prise égale à la valeur

<sup>10</sup>Car c'est dans cet état-là que la force entre hadron est la plus forte.

<sup>11</sup>Plus précisément, ils notent qu'il y a trois états avec  $J=1$  et de parité positive :

$$|A\rangle = |0_{cq}, 1_{\bar{c}\bar{q}'}\rangle \quad (6.12)$$

$$|B\rangle = |1_{cq}, 0_{\bar{c}\bar{q}'}\rangle \quad (6.13)$$

$$|C\rangle = |1_{cq}, 1_{\bar{c}\bar{q}'}\rangle \quad (6.14)$$

$$(6.15)$$

où chaque fois on spécifie le spin du diquark  $cq$  et de l'antidiquark  $\bar{c}\bar{q}'$ .

Donc l'état  $1^{++}$  de moment angulaire  $J = 1$ , de parité  $P = +$  et de conjugaison de charge  $C = +$  est décrit par

$$|1^{++}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|A\rangle + |B\rangle) \quad (6.16)$$

<sup>12</sup>Au préalable, ils déterminent les spins des différentes paires de quarks compatibles avec la conjugaison de charge et le moment angulaire total.

expérimentale et permet de déterminer la masse du diquark. A partir de cette résonance, ils calculent l'état  $2^{++}$  dont ils prédisent une masse de 3952 MeV. X(3940) est candidat à cet état et pourrait être une justification du modèle à décrire X(3872).

Pourtant, la valeur de la masse du diquark  $[cq]$  ainsi fixée est sensiblement inférieure à celle obtenue pour le diquark  $[cq]$  à partir des baryons charmés connus expérimentalement. En effet, les spécialistes de modèles de diquarks, D.B. Lichtenberg, R. Roncaglia et E. Predazzi [144] trouvent 2100 MeV pour un  $[cq]$  de spin  $S=0$  et 2150 MeV pour un  $[cq]$  de spin  $S=1$ . Avec de telles valeurs, le X(3872) serait plus lourd d'environ 100 MeV, et donc encore plus lourd que celui prédit par le modèle d'Hogaasen à 3910 MeV (voir ci-dessous).

Voici encore quelques commentaires par rapport à cette approche diquark-antidiquark :

- Maiani et al. ont également étudié les propriétés (largeur, désintégration, ...) de X(3872) dans ce modèle avec un bon accord. Par exemple, dans le modèle, la paire de quarks  $c\bar{c}$  se trouve dans un état de spin 1 justifiant la désintégration en  $J/\psi$  du X, c'est-à-dire avec conservation du spin du système de quark lourd.
- Ce modèle fait également apparaître des partenaires chargés à X(3872) du type  $cu+c\bar{d}$  et  $cd+c\bar{u}$ . Mais pour le moment, il n'y a pas de trace de ces X chargés à moins que le Z(4430) ...
- Récemment, BaBar a annoncé la découverte d'un second X à 3875MeV en accord avec le modèle de Maiani et al..
- Ce modèle a également été appliqué aux états  $[cq][\bar{s}\bar{q}']$  et prédit un état  $0^+$  à 2371 MeV ( $D_s(2317)$  ?), un état  $1^+$  à 2462MeV ( $D_s(2460)$  ?) ou encore un état  $2^+$  à 2648MeV ( $D_s(2632)$  ?).
- Le modèle s'applique également à Y(4260) vu comme un état  $1^{--}$  composé de deux diquarks dans une onde P.

### Un tétraquark (sans paires corrélées)

Dans leur article plus récent [136], Hogaasen et al. partent du constat qu'aucun des modèles cités ci-dessus n'est satisfaisant à 100% de façon à faire l'unanimité :

- Dans l'interprétation d'un état charmonium, aucun candidat  $^{2S+1}L_J$  prédit ne correspond exactement avec X(3872).
- Dans la vision moléculaire de X(3872), ils notent que le mécanisme de Yukawa, interaction ayant lieu entre deux hadrons contenant des quarks légers, est moins efficace dans le cas  $D\bar{D}^*$  que dans le cas nucléon-nucléon, et ce, à cause de la différence de masse entre les deux mésons.
- Il note l'élégance du modèle de diquark tout en remarquant que la masse du diquark n'est pas connue et doit être ajustée expérimentalement par rapport au X(3872).

Ils décident donc d'étudier un système tétraquark ( $c\bar{c}q\bar{q}$ ) lié par interaction chromomagnétique. La masse du tétraquark est donnée par

$$M = \sum_i m_i - \langle H_{CM} \rangle \quad (6.19)$$

où

- $H_{CM} = - \sum_{i,j} C_{ij} \lambda_i^c \cdot \lambda_j^c \sigma_i \cdot \sigma_j$  avec  $C_{ij}$  un coefficient dépendant de la masse des quarks et de la fonction d'onde spatiale et calculé via les propriétés des baryons charmés.
- $m_i$  inclut la masse constituante et les effets chromoélectriques.

Pour la suite, notons les deux quarks du système comme particules 1 et 2, les antiquarks comme particules 3 et 4. En ce qui concerne la partie orbitale, Stancu [137] introduit trois façons indépendantes de définir les coordonnées relatives illustrées par la Fig. 6.5. Le choix du système utilisé se fera suivant les données du problème, par exemple, sur la Fig. 6.5, (a) sera utilisé dans un modèle diquark-antidiquark.

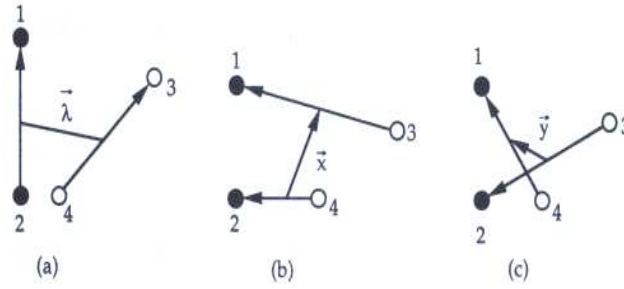


FIG. 6.5 – Trois systèmes indépendants de coordonnées relatives pour un tétraquark. Les points noirs représentent les quarks, les cercles vides, les antiquarks

Dans l'espace de couleur, de façon à obtenir un singulet tétraquark, on peut construire les trois bases suivantes respectivement attachées aux coordonnées relatives (a), (b) et (c)

$$|\bar{3}_{12}3_{34}\rangle, \quad |6_{12}\bar{6}_{34}\rangle, \quad (6.20)$$

$$|1_{13}1_{24}\rangle, \quad |8_{13}8_{24}\rangle, \quad (6.21)$$

$$|1_{14}1_{23}\rangle, \quad |8_{14}8_{23}\rangle. \quad (6.22)$$

Remarquons que dans le modèle de diquark de Maiani et al. (a), leur espace de couleur est tronqué, ne contenant que le vecteur de base  $|\bar{3}_{12}3_{34}\rangle$  et divisant ainsi le nombre de vecteurs de base par deux. Ceci entraîne par exemple l'écriture (6.18) de  $m_{1^{++}}$  qui dans une base complète est sous forme matricielle (voir ci-dessous).

Limitons-nous maintenant au cas  $J^{PC} = 1^{++}$ , nombres quantiques plus que probables du X(3872). Dans ce cas, on peut écrire les vecteurs de bases de spin, par exemple pour le système (b) de la Fig. 6.5

$$|(P_{13}V_{24})_1\rangle \quad |(V_{13}P_{24})_1\rangle \quad |(V_{13}V_{24})_1\rangle \quad (6.23)$$

où P pour pseudoscalaire indique le spin 0 de la paire (ij) et V pour vecteur indique le spin 1 de la paire (ij). L'indice de la parenthèse signifie que le système global est dans un état de spin 1.

On peut maintenant construire les six vecteurs de base linéairement indépendants d'un état  $J^P = 1^+$  par produit direct de (6.21) et (6.23). On a

$$\alpha_1 = |1_{13}1_{24}(P_{13}V_{24})_1\rangle \quad \alpha_2 = |1_{13}1_{24}(V_{13}P_{24})_1\rangle \quad (6.24)$$

$$\alpha_3 = |1_{13}1_{24}(V_{13}V_{24})_1\rangle \quad \alpha_4 = |8_{13}8_{24}(P_{13}V_{24})_1\rangle \quad (6.25)$$

$$\alpha_5 = |8_{13}8_{24}(V_{13}P_{24})_1\rangle \quad \alpha_6 = |8_{13}8_{24}(V_{13}V_{24})_1\rangle \quad (6.26)$$

parmi lesquels  $\alpha_3$  et  $\alpha_6$  ont une conjugaison de charge  $C = +1$ .

L'Hamiltonien  $-H_{CM}$  agissant sur  $\alpha_3$  et  $\alpha_6$ , les vecteurs de base de l'état  $1^{++}$  s'écrivent

$$-H_{CM} = \begin{pmatrix} -\frac{16}{3}(C_{13} + C_{24}) & -\frac{8\sqrt{2}}{3}(C_{12} - C_{23}) \\ \frac{2}{3}(4C_{12} + 14C_{23} + C_{13} + C_{24}) & \end{pmatrix} \quad (6.27)$$

En l'insérant dans (6.19), on obtient une masse de 3910 MeV satisfaisante pour X(3872). Par contre, en ce qui concerne l'état  $2^{++}$ , on trouve dans ce modèle une valeur de 4057 MeV qui, par conséquent, est de 100 MeV supérieure à la masse de X(3940).

### 6.3.3 Conclusion

De même que pour le  $D_s(2317)$ , il est encore trop tôt pour s'avancer sur la vraie nature de X(3872). Certains auteurs privilégient toujours la piste "état charmonium" et



par conséquent, il est difficile d'affirmer avec certitude que nous sommes en présence d'un état exotique.

Si  $X$  est effectivement exotique, les pistes diquark-antidiquark ou, plus généralement, tetraquark sans corrélations spécifiques entre les quarks et les antiquarks, sont parmi les plus sérieuses étant donné la possibilité d'avoir observé ses partenaires et excitations ( $X(3875)$ ,  $X(3940)$ ,  $Y(4260)$  et  $Z^+(4430)$ ).

Comme pour beaucoup des résonances charmées, la solution pourrait venir du secteur bottomé. En effet, beaucoup d'interprétations "exotiques" faites pour ces hadrons charmés restent valables pour les hadrons bottomés. Suivant les observations obtenues dans ce secteur, les théoriciens seront donc en mesure de faire un tri parmi les modèles proposés.

## 6.4 $Z(4430)$

### 6.4.1 Aspect expérimental

Dans le courant de l'année dernière, 2007, Belle a annoncé [95] la découverte de cette nouvelle particule chargée, le  $Z^+(4430)$  observé via la désintégration d'un quark  $b$  initialement formé dans une collision électron positron. Celui-ci se désintégrant à son tour en  $\psi'$  (voir Fig. 4.6) de masse 3685 MeV, il s'agit de la première excitation radiale ( $n=2$ ) de  $J/\psi$  notée aussi  $\psi(2S)$ , et  $\pi^\pm$  comme le montre la Fig. 6.6. Étant donné sa désintégration, on peut déduire que cette particule est chargée et a  $I = 1$ , ce qui par conséquent nécessite qu'il n'est pas purement un état charmonium.

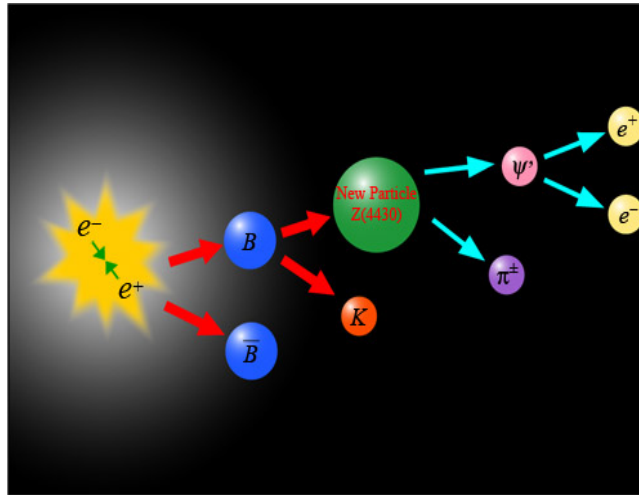


FIG. 6.6 – Production et rayonnement de  $Z^+(4430)$

### 6.4.2 Théorie

Afin d'expliquer les caractéristiques particulières de  $Z$ , des interprétations théoriques ont été élaborées et sont reprises dans la Table 6.5.

Effet de seuil	On relie le mécanisme de production de $Z$ à sa proximité au seuil $D^*(2010)\bar{D}_1(2420)$	[145] [146]
Une molécule	On considère un état lié $D^*(2010)\bar{D}_1(2420)$	[147]
Un tetraquark	On considère qu'il s'agit de la première excitation radiale du tetraquark envisagé pour $X(3872)$	[148]
Un méson $c\bar{s}$	$Z^+$ est vu comme une excitation radiale d'un état $c\bar{s}$	[149]

TAB. 6.5 – Interprétation de la résonance  $Z^+(4430)$

### Un effet de seuil

Peu de temps après la publication par Belle de la découverte de  $Z(4430)$ , Rosner [145] a proposé de voir cette résonance comme un effet de seuil. Effectivement, la masse de  $Z$  est proche du seuil de production de  $D^*(2010)\bar{D}_1(2420)$  et Rosner a proposé un mécanisme de production de  $Z$  lié à ce seuil. Il note que l'onde  $S$  joue un rôle important dans des comportements<sup>13</sup> de "resonance-like" que l'on appelle effet de seuil.

**Définition de l'effet de seuil** Dans la section efficace de diffusion de 2 hadrons, au seuil, celle-ci est dominée par la diffusion des ondes  $S$ . Les états avec de tel  $L=0$  possèdent une durée de vie longue par rapport à l'échelle de temps des interactions fortes, ce qui permet l'échange de pions. Ceci peut entraîner des échanges de pions attractifs menant ainsi à un état moléculaire donnant un pic dans la section efficace. Ce phénomène est connu sous le nom d'effet de seuil.

Le mécanisme proposé par Rosner est illustré par la Fig. 6.7. Ce mécanisme opère via

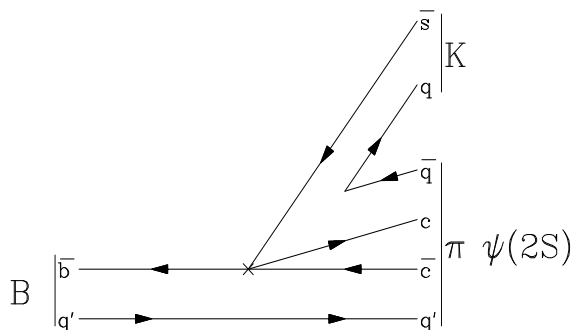


FIG. 6.7 – Mécanisme de production de  $Z$  proposé par Rosner

la désintégration faible du quark  $\bar{b}$  via  $\bar{b} \rightarrow c\bar{c}$  entraînant la production de deux mésons charmés  $\bar{c}q'$  et  $c\bar{q}$  qui, via l'effet de seuil, provoquent l'observation d'un pic correspondant à  $Z^+$ . On observe ensuite la diffusion via  $c\bar{c} = \psi(2S)$  et  $q'\bar{q} = \pi$ . Les deux mésons charmés intermédiaires ne sont autres que  $\bar{D}_1(2420)$  et  $D^*(2010)$ .

### Un tétraquark

Contrairement aux autres résonances récentes découvertes dans le secteur "hidden charm", le  $Z(4430)$  ne peut pas être considéré comme un état charmonium étant donné qu'il est chargé. Nous avons vu qu'il se désintégrait, avec un taux de désintégration élevé, en  $\pi^+\psi'$  à travers un processus d'interaction forte. Ceci implique la présence d'au moins 4 quarks,  $c\bar{c}u\bar{d}$ . Maiani et al. proposent ainsi de voir  $Z$  comme la première excitation radiale de  $X(3872)$  qu'ils avaient étudié précédemment comme un tétraquark. Ils voient  $Z$  comme un système diquark-antidiquark  $[cu][\bar{c}\bar{d}]$  auquel ils attribuent, vu la désintégration en  $\psi'$  et  $\pi$  dans un état  $S$ , les nombres quantiques  $1^{+-}$ .

Dans leur interprétation concernant  $X^{14}$ , ils voyaient  $X$  comme un système  $[cu][\bar{c}\bar{u}]$  de nombre quantique  $1^{++}$  dans un état  $1S$ . Ils prédisent aussi un état  $X$   $[cu][\bar{c}\bar{d}]$ , par conséquent chargé, dont ils estiment la masse à  $3880$  MeV. Cela étant, en remarquant que la différence  $M_Z - 3880 \approx 550$  MeV est proche de la différence  $m_{\psi(2S)} - m_{\psi(1S)} \approx 590$  MeV, ils concluent qu'il est probable que  $Z$  soit l'état  $[cu][\bar{c}\bar{d}]$  dans un état  $2S$ .

<sup>13</sup>Il en va de même pour le  $X(3872)$ ,  $Y(4260)$  qui sont également proches du seuil de deux mésons  $D$ .

<sup>14</sup>Cette interprétation est renforcée par la possible observation d'un état  $X(3876)$  étant le partenaire  $d\bar{d}$  du  $X(3872)$   $u\bar{u}$ .

### Une molécule

$Z$  peut s'interpréter comme un état moléculaire dans une onde S des mésons  $D^*$  et  $D_1$  liés par l'échange à longue portée de pion [147].

### Une excitation radiale d'un état $D_s$

Nous venons de voir des interprétations exotiques au sujet de  $Z^+(4430)$ , tels des états molécules ou tétraquarks. C'est la masse élevée et surtout la charge de  $Z^+$  qui ont amené les théoriciens à creuser ces pistes.

Matsuki et al. proposent [149] de leur côté, une autre interprétation de  $Z^+$ , à savoir une excitation radiale (de façon à expliquer la masse élevée) d'un état  $c\bar{s}$  (par conséquent de charge +). Pour ce faire, ils se basent sur un modèle de quark semi-relativiste afin d'expliquer non seulement la masse de  $Z^+$ , mais aussi la raison de l'absence du mode de désintégration  $Z^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ , raison qui fait défaut dans certaines interprétations exotiques.

Dans ce modèle semi-relativiste, ils pointent trois candidats possibles  $D_s$  à l'interprétation de  $Z^+$  :

- $2^3D_{s1}$  de nombres quantiques  $J^P = 1^-$  et de masse étant évaluée à 4449 MeV.
- $4^3P_{s1}$  de nombres quantiques  $J^P = 1^+$  et de masse étant évaluée à 4440 MeV.
- $4^3P_{s2}$  de nombres quantiques  $J^P = 2^+$  et de masse étant calculée à 4411 MeV.

L'absence du mode de désintégration  $Z^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  est expliqué par le fait que  $D_s$  étant dans une excitation radiale contrairement à  $J/\psi$ , cela rend l'amplitude de désintégration petite par rapport à une désintégration  $Z^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$  où  $\psi(2S)$  est dans un état d'excitation radiale.

Une façon d'exclure cette interprétation  $D_s$  de  $Z^+$  serait de trouver un partenaire neutre à ce dernier. En effet, seuls les états chargés sont possibles pour  $D_s$  car les deux seules possibilités sont  $c\bar{s}$  et  $\bar{c}s$ .

### 6.4.3 Conclusion

Avec le  $Z^+(4430)$ , il est possible que le spectre hadronique possède (enfin) son premier hadron exotique de première sorte (de loin les plus importantes pour sortir du cadre CQM). La jeunesse de cette résonance (2007) nécessite encore quelques précautions quant à ses interprétations. Il est aussi nécessaire qu'elle soit confirmée par un autre laboratoire et que son partenaire neutre soit découvert.

Cependant, on voit qu'une nouvelle fois, une interprétation CQM est envisageable. Celle-ci restera tant qu'aucun partenaire neutre n'aura été trouvé.



Quatrième partie

Conclusions et perspectives



Nous voici arrivés à la fin de ce mémoire traitant des hadrons exotiques et en particulier, des nouvelles résonances observées depuis 2003.

Le sujet concernant les hadrons exotiques est tellement vaste qu'il est un fait que ce travail ne présente qu'une infime partie du problème et ce, de façon qualitative. Ainsi les aspects expérimentaux, théorie quantique des champs et bien d'autres points importants ont été fort peu détaillés. Nous avons simplement présenté les hadrons et en particulier les exotiques dans un langage CQM. Dans ce cadre, seules les formes multiquarks auront été vues un peu plus en détail, bien qu'il ne s'agisse toujours que d'une vue d'ensemble. Ainsi les glueballs et hybrides, typiquement non CQM, n'auront été cités que (trop) brièvement dans un mémoire relatif aux hadrons exotiques. Cependant, le lecteur intéressé pourra trouver dans la bibliographie de quoi ne pas rester sur sa faim.

## Résumé du travail

Avant de dresser quelques conclusions concernant les hadrons exotiques et nouvelles résonances, voici un très bref résumé des points abordés dans ce travail.

### 1. Les forces et faiblesses de CQM et QCD

Nous avons effectivement commencé par retracer l'histoire du modèle de quarks constituants. Nous avons vu comment un simple modèle statique permettait, à l'aide du groupe  $SU(3)_f$ , de classer les hadrons (méson  $q\bar{q}$  et baryon  $qqq$ ) et de rendre compte de leur masse ou encore de leur moment magnétique.

Nous avons également vu la limite de cette démarche et la nécessité de considérer d'autres degrés de liberté QCD tels les gluons.

Nous avons ensuite introduit la théorie régissant l'interaction entre les objets colorés (quarks et gluons), la QCD. Nous avons vu les propriétés essentielles de cette théorie, à savoir la liberté asymptotique, le confinement et la symétrie chirale. Ces propriétés ont ainsi montré la dépendance de la constante de couplage QCD  $\alpha_S$  avec l'énergie (le transfert d'impulsion), le fait que les particules soient de couleurs neutres, le rôle particulier joué par les mésons pseudoscalaires.

Ensuite, nous avons montré la nécessité de faire appel à des modèles phénoménologiques afin de décrire les hadrons, CQM n'étant en fait qu'un de ces modèles. Notons que bien qu'on ne comprenne pas trop comment obtenir les modèles de quarks constituants à partir de QCD, c'est bien ces modèles qui ont préparé le chemin vers la fondation de la théorie de l'interaction forte.

### 2. La spectroscopie hadronique et exotique

Dans le chapitre 4, nous avons introduit quelques modèles phénoménologiques dont en particulier les modèles de potentiels, variante dynamique du CQM. Il a été montré comment ils pouvaient rendre compte des spectres des hadrons (différence de masse entre  $\Delta^+$  et  $p$ , spectre du charmonium, ...). Nous avons également vu son application aux résonances exotiques.

Nous avons ensuite introduit le cas de la spectroscopie exotique, notamment en considérant le rôle important joué par les diquarks.

### 3. La renaissance de la spectroscopie hadronique (exotique) en 2003

L'observation, depuis janvier 2003, de nombreuses résonances s'interprétant difficilement dans un modèle naïf CQM a marqué un tournant dans l'étude des formes exotiques. Les articles concernant les exotiques se sont alors multipliés afin de tenter de comprendre les propriétés de ces états. Le chapitre 5 introduit quelques unes de ces nouvelles résonances.

Dans le chapitre 6, nous avons étudié de plus près quatre de ces résonances dans le cadre de certains modèles. Ces études nous ont permis de tirer les conclusions qui vont suivre et que nous avons déjà un peu introduites au fur et à mesure.

## Le renouveau de la spectroscopie

Comme nous l'avons signalé à de nombreuses reprises dans ce travail, la spectroscopie hadronique est une façon unique d'accéder à la QCD et de confirmer la dynamique d'une théorie de jauge non abélienne dont nous avons vu quelques propriétés. L'existence d'exotique pourrait aider à la compréhension de la QCD.

Dans cette optique, les nouvelles résonances observées depuis 2003 (en particulier dans le secteur du charme) sont une mine d'informations que les théoriciens doivent maintenant structurer afin d'en tirer les bonnes conclusions. Voici quelques faits importants et conclusions pouvant être tirées à partir de ces nouvelles observations

- L'observation de  $h_c(1P)$  et  $\eta_c(2S)$  a marqué une étape importante dans le spectre du charmonium. En effet, tous les états prédits par CQM en dessous du seuil  $D\bar{D}$  sont maintenant connus. Mieux encore, aucun état supplémentaire n'est présent. Il s'agit donc d'une confirmation de l'importance du CQM et spécialement dans le secteur des quarks lourds.
- Les états X, Y, Z sont autant d'états dont les propriétés (largeur étroite, ...) ont amené nombres d'interprétations à leur sujet. Il pourrait ainsi s'agir de mésons exotiques tels des glueballs, des hybrides, des multiquarks. Cependant, pour le X(3872), la possibilité d'un état charmonium  $c\bar{c}$  n'est pas exclue même si la faible largeur reste un obstacle dans cette interprétation. Idem pour  $Z^+$ , l'un des candidats les plus sérieux au titre de hadron exotique, qu'une récente interprétation envisage comme une excitation radiale  $D_s$ .
- Le secteur des mésons  $D_s$  a également connu son lot d'observations ces dernières années. Les pièces du puzzle se mettent en place, même si certaines semblent avoir un peu de mal à "s'emboîter". Ainsi, nous avons vu les interrogations concernant la nature de l'état  $D_s(2317)$ , même si la possibilité d'un état  $c\bar{s}$  (moyennant un "ajustement" du potentiel) est l'une des pistes privilégiées.
- La découverte de  $\theta^+$  aurait pu et dû marquer le tournant principal dans la recherche d'exotique. En effet, s'il devait être confirmé avec certitude, son caractère exotique de première sorte nécessiterait une configuration avec cinq quarks de valence. Mais nous avons vu les doutes quant à sa réalité.

De cette énumération, un point important se dégage : la puissance et la fiabilité de CQM. En effet, toutes les résonances observées depuis 2003 semblent pouvoir être envisagées dans le cadre de CQM comme paire quark-antiquark, même si l'on est en proie à de sérieux doutes pour certaines.

## Perspectives exotiques

Concernant le futur des hadrons exotiques, nous pouvons donner les perspectives suivantes en ce qui concerne la théorie et l'expérience<sup>15</sup>.

### – D'un point de vue théorique

Souvenons-nous de la phrase de Jaffe citée en fin de seconde partie, selon laquelle les théoriciens ne connaissent pas suffisamment la QCD que pour prédire avec certitude l'existence d'un pentaquark léger. Il me semble qu'il n'est pas trop osé d'étendre cette remarque à toute forme d'exotisme. D'ailleurs, Lipkin dit à ce sujet "We don't know enough about QCD to believe any hadron model". La QCD sur réseau constitue sans doute la solution afin de prévoir le comportement de QCD dans des domaines d'énergies ne permettant pas l'utilisation de techniques perturbatives.

Il est donc important de continuer à investiguer le spectre hadronique afin de systématiser l'étude des hadrons. Le CQM semble montrer une voie à suivre pour cette systématisation, mais une vision "plus large" doit nécessairement voir le jour. L'étude

<sup>15</sup>Pour le lecteur intéressé, la référence [150] reprend un tour de table entre divers spécialistes théoriciens (Lipkin et Maiani entre autres) et expérimentateurs. Ils traitent ainsi de l'avenir de la physique hadronique et des questions à résoudre dans le futur. La dynamique de QCD et les nouvelles résonances font bien entendu partie de la discussion.



des hadrons en termes d'instantons, de solitons ou encore de diquarks, la connaissance de la structure du vide QCD, le rôle des mésons pseudoscalaires, la compréhension de l'effet de seuil, ... sont autant de points théoriques qui nécessitent encore de réels efforts.

Une chose est sûre, la présence ou l'absence d'exotiques devra être expliquée. Comme le fait remarquer Monsieur J.-M. Richard [151], dans tous les domaines de la physique, la liaison de systèmes binaires ou ternaires conduit à la constitution de systèmes plus complexes<sup>16</sup>. Si les systèmes multiquark n'existent pas, il faudra expliquer pourquoi les échanges de gluons dans les hadrons ne donnent pas de forces résiduelles entre les hadrons suffisantes pour qu'ils se lient entre eux, sauf bien sûr dans le cas de l'interaction nucléon-nucléon.

#### – D'un point de vue expérimental

Reprenons une nouvelle fois cette phrase de Jaffe dont le début explique que  $\Theta^+$  est avant tout une question pour les expérimentateurs. Là aussi, compte tenu de ce que nous venons de dire pour les perspectives théoriques, nous pouvons généraliser cette phrase à l'ensemble des résonances exotiques. Bien que beaucoup d'entre elles soient confirmées, il est crucial de peaufiner les mesures en ce qui concerne les propriétés de ces particules : rapport de branchement, masse, largeur, nombres quantiques, ... Ces mesures permettraient de restreindre les interprétations théoriques les concernant et peut-être une fois pour toutes, de démontrer l'existence de particules exotiques.

L'accession à la spectroscopie des hadrons doublement, triplement charmés<sup>17</sup> et bottomés pourrait jouer un rôle crucial dans la confirmation de certaines interprétations de X, Y, Z. En effet, de nombreux modèles utilisés pour décrire ces résonances ont ensuite, vu la symétrie de quarks lourds, été appliqués au secteur bottomé et certaines prédictions ont ainsi pu être faites. De plus, nous savons que l'étude théorique de systèmes multiquark semble montrer que la stabilité d'un système  $QQ\bar{q}\bar{q}$  est d'autant favorisée que  $\frac{m_Q}{m_q}$  est grand.

La construction d'accélérateurs toujours plus puissants et de détecteurs sophistiqués permettent et devraient permettre d'aller sonder le secteur bottomé et de réaliser des expériences avec de meilleures statistiques. Comme noté dans l'appendice D, le LHC au CERN devrait être bientôt opérationnel et sera le plus puissant des accélérateurs. Faut-il encore, comme le fait remarquer Mr. Richard [151], utiliser ces nouveaux instruments dans le cadre de la spectroscopie (exotique). Or, il semblerait que la spectroscopie exotique, malgré son renouveau depuis 2003, ne soit pas si importante par rapport à d'autres pistes suggérées par le modèle standard. Mais il ne faut pas se décourager car la résonance X(3872) a été découverte par hasard, dans le fameux projet de Belle d'étudier la violation CP.

Nous arrivons au bout du mémoire et nous concluons ce travail en donnant deux orientations possibles pour la physique hadronique particulièrement excitantes. Dans les deux cas, le but ultime est la compréhension des interactions quark-gluon à l'échelle d'énergie des hadrons. C'est le manque de connaissance concernant l'interaction forte dans cette région qui laisse place à nombres de scénarios concernant les exotiques.

- Première orientation, les découvertes d'exotiques se confirment et s'accumulent sans doute aucun. Les exotiques de première et seconde sortes se multiplient avec des propriétés bien connues des expérimentateurs. Forts de ces observations, les théoriciens tirent des informations sur les interactions quark-gluon et perfectionnent les modèles phénoménologiques permettant au final de rendre compte de l'ensemble du spectre hadronique. Les questions concernant QCD à "moyenne énergie" trouvent réponse.

<sup>16</sup>La physique nucléaire en est un bon exemple.

<sup>17</sup>En 1985, Bjorken écrivait : "We should strive to study triply charmed baryons because their excitation spectrum should be close to the perturbative QCD regime".

- Seconde orientation tout aussi séduisante, aucune résonance exotique n'est confirmée et la totalité du spectre hadronique trouve réponse dans CQM. Cette situation est sans doute la plus belle, la puissance de CQM est confirmée, la vision simpliste des hadrons est conservée. Cependant, inutile de signaler que les efforts théoriques à réaliser ne seront pas moindres dans cette optique. Il sera crucial d'expliquer via la QCD la non-existence des exotiques ainsi que le lien clair entre CQM et QCD. Une nouvelle fois, ceci ne sera possible que par une connaissance approfondie des interactions entre objets colorés.

# A

## Appendice A : Symétries unitaires

Il s'agit dans cette appendice de montrer le rôle des symétries dans la physique des particules, lesquelles sont omniprésentes. Nous reprenons d'abord brièvement quelques notions de théories des groupes avant de les appliquer à la physique.

### Le groupe SU(n)

Il s'agit du groupe de Lie, groupe continu dont les éléments peuvent être étiquetés par un ensemble fini de paramètres variant continûment, des matrices unitaires  $n \times n$  de déterminant 1, il contient  $n^2 - 1$  paramètres indépendants. Notons par  $u$  ces matrices. On a

$$uu^\dagger = u^\dagger u = 1_n \quad (\text{A.1})$$

$$\det(u) = 1 \quad (\text{A.2})$$

Une matrice unitaire peut s'écrire comme

$$u = \exp(ih) \quad (\text{A.3})$$

ou encore pour une transformation infinitésimale<sup>1</sup> ( $h$  infiniment petit)

$$u = 1_n + ih \quad (\text{A.4})$$

où  $h$  est une matrice hermitienne ( $h=h^\dagger$ ) et de trace nulle.

En terme de paramètre de groupe  $a^\rho$ ,  $h$  peut s'écrire

$$h = \sum_{\rho=1}^{n^2-1} a^\rho \frac{\lambda_\rho}{2} \quad (\text{A.5})$$

avec  $\text{tr}(\lambda_\rho)=0$  étant donné que les  $a^\rho$  sont des paramètres indépendants et que  $h$  doit être de trace nulle.

### le groupe SU(2)

Dans ce cas, une transformation infinitésimale s'écrit

$$u = 1_2 - \frac{i}{2} \boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (\text{A.6})$$

---

<sup>1</sup>Nous introduisons également cette notation car l'idée de Lie était de considérer une transformation finie comme une suite infinie de transformations infinitésimales.

avec les paramètres réels

$$\boldsymbol{\epsilon} = (\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3)$$

et les matrices

$$\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$$

Les  $\sigma_i$  sont les matrices de Pauli et sont appelés les générateurs du groupe SU(2). Elles forment une représentation de son algèbre

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Pour une transformation finie, on a

$$u = \exp(-i\boldsymbol{\epsilon}\cdot\mathbf{S}) \quad (\text{A.7})$$

avec  $\mathbf{S} = \frac{\boldsymbol{\sigma}}{2}$ .

Les relations de commutations des générateurs qui définissent l'algèbre de Lie du groupe sont

$$[S_i, S_j] = i\epsilon_{ijk}S_k \quad (\text{A.8})$$

### Le groupe SU(3)

Une transformation infinitésimale s'écrit

$$u = 1_3 - \frac{i}{2}\boldsymbol{\epsilon}\cdot\boldsymbol{\lambda} \quad (\text{A.9})$$

On adopte généralement la forme de Gell-Mann pour les générateurs  $\lambda_i$  du groupe, soit

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

On peut voir que  $\lambda_1, \lambda_2$  et  $\lambda_3$  ont la structure de SU(2) et donc forment un sous-groupe de SU(3). En ce qui concerne la transformation finie ainsi que les règles de commutations, on a

$$u = \exp\left(-i \sum_{k=1}^8 \epsilon_k F_k\right) \quad (\text{A.10})$$

avec  $F_k = \frac{\lambda_k}{2}$ .

$$[F_i, F_j] = if_{ijk}F_k \quad (\text{A.11})$$

où les  $f_{ijk}$  sont antisymétriques et les non nuls sont  $f_{123} = 1$ ,  $f_{147} = f_{165} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = f_{376} = \frac{1}{2}$ ,  $f_{458} = f_{678} = \frac{\sqrt{3}}{2}$ .

En plus, l'anticommutateur satisfait la relation

$$\{\lambda_i, \lambda_j\} = 2d_{ijk}\lambda_k + \frac{4}{3}\delta_{ij}\mathbf{1}_3 \quad (\text{A.12})$$

où les constantes  $d_{ijk}$  sont symétriques sous la permutation de deux indices.

## Représentations et algèbre standard

### Représentations

Un groupe d'opérateurs linéaires  $\Gamma$  dans un espace vectoriel linéaire  $L$  est une représentation linéaire d'un groupe  $G$  si  $G$  est homomorphique à  $\Gamma$ . Pour  $S(g) \in \Gamma$  l'opérateur correspondant de  $g \in G$ , on a

$$S(g_1)S(g_2) = S(g_1g_2) \quad (\text{A.13})$$

$$S(e) = e \quad (\text{A.14})$$

$$S(g^{-1}) = S^{-1}(g) \quad (\text{A.15})$$

Si la dimension de  $L$  est  $n$ , les opérateurs  $S(g)$  génèrent des matrices  $n \times n$  agissant sur les vecteurs de base  $|1\rangle, |2\rangle, \dots, |n\rangle$  de  $L$ , les matrices  $D^\mu$  définies par

$$S(g)|k\rangle = \sum D_{ik}^\mu(g)|i\rangle \quad (\text{A.16})$$

Ces matrices  $D^\mu(g)$  forment une représentation matricielle de  $G$ .

Si l'on peut trouver dans un espace vectoriel linéaire  $L$  une base où la matrice  $D(g)$  d'une représentation à  $n$  dimensions peut s'écrire

$$D(g) = \begin{pmatrix} D^1(g) & C(g) \\ 0 & D^2(g) \end{pmatrix} \quad (\text{A.17})$$

alors  $D(g)$  est réductible<sup>2</sup>, sinon elle est dite irréductible.

Dans une représentation à  $n$ -dimensions, un élément d'un groupe agit sur un espace vectoriel à  $n$ -dimensions avec  $n$  vecteurs de base linéairement indépendants. Si la représentation est irréductible, les vecteurs de base forment ce que l'on appelle un multiplet.

Une transformation infinitésimale s'écrit  $S_{\delta a} = 1 + \delta a^\sigma X_\sigma$  où les  $X_\sigma$  sont les générateurs du groupe, ils sont linéairement indépendants.

### Algèbre standard

L'étude d'un groupe de Lie peut se ramener à l'étude de son algèbre définie par les relations de commutations

$$[X_\rho, X_\tau] = c_{\rho\tau}^\lambda X_\lambda \quad (\text{A.18})$$

Cartan a établi une classification des groupes semi-simples, qui sont les groupes ne possédant pas de sous-groupes invariants abéliens. Ces groupes semi-simples sont nombreux en physique, on s'en rend compte immédiatement en sachant que  $SU(n)$  l'est.

Afin d'établir cette classification, Cartan a défini ce qu'on appelle la forme standard de l'algèbre de Lie. Si on note  $r$  le nombre de paramètres indépendants du groupe (égal au nombre de générateurs),  $l$  le nombre maximum de générateurs indépendants qui commutent deux à deux (que l'on appelle le rang d'un groupe ou d'un algèbre de Lie), on a

$$[H_i, H_j] = 0 \text{ avec } i = 1, \dots, l^3 \quad (\text{A.19})$$

$$[H_i, E_\alpha] = \alpha_i E_\alpha \text{ avec } \alpha = 1, \dots, r-l \quad (\text{A.20})$$

$$[E_\alpha, E_\beta] = N_{\alpha\beta} E_{\alpha+\beta} \quad (\text{A.21})$$

$$[E_\alpha, E_{-\alpha}] = \alpha^i H_i \quad (\text{A.22})$$

Les  $\alpha_i$  sont appelés les racines et le symbole  $\alpha$  désigne le vecteur  $(\alpha_1, \dots, \alpha_l)$ . La relation (A.20) signifie que le générateur  $E_\alpha$  est un opérateur d'échelle qui change la valeur propre

<sup>2</sup>Complètement réductible si  $C(g)=0$ .

<sup>3</sup>Dans le cas du groupe  $SU(n)$ , on a  $l=n-1$ .

de tous les  $H_i$ . Les  $H_i$  correspondent à des racines nulles, tandis que les  $\alpha_i$  sont des racines non-nulles.

Le problème de trouver les représentations d'un groupe de Lie peut se réduire à trouver les représentations de ces générateurs. C'est à cette fin que l'on introduit les concepts de poids et d'opérateur invariant.

**Poids** La relation (A.19) montre que l'on peut trouver une base où les éléments sont des vecteurs propres simultanés de ces  $l$  générateurs. Considérons donc  $\phi_m$  un état de cette base (ou de cette espace de représentation) qui satisfait l'équation aux valeurs propres

$$H_i \phi_m = m_i \phi_m \quad i=1, \dots, l \quad (\text{A.23})$$

L'ensemble des  $m_i$  forme les composantes covariantes d'un vecteur d'un espace de dimension  $l$  que l'on appelle poids de  $\phi_m$ . Les poids d'une représentation forment un diagramme de poids.

**Opérateur invariant** Un opérateur invariant d'un groupe est un opérateur qui commute avec tous les générateurs de ce groupe. Il est défini par

$$I_n = c_{\alpha_1 \beta_1}^{\beta_2} c_{\alpha_2 \beta_2}^{\beta_3} \dots c_{\alpha_n \beta_n}^{\beta_1} X^{\alpha_1} X^{\alpha_2} \dots X^{\alpha_n} \quad (\text{A.24})$$

Racah a montré que pour un groupe semi simple de rang  $l$ , on pouvait construire  $l$  opérateurs invariants et que leurs valeurs propres spécifient complètement les représentations irréductibles.

## Applications physiques

### Un oubli ... le groupe U(1)

Dans notre étude résumée des groupes spéciaux (de déterminant égal à l'unité), nous n'avons pas mentionné un groupe certes plus simple, mais ayant des applications physiques importantes. Il s'agit du groupe U(1) qui représente la transformation unitaire à un paramètre

$$U = \exp\left(-i \frac{\epsilon}{2} \lambda_0\right) \quad (\text{A.25})$$

avec le paramètre réel  $\epsilon$  et  $\lambda_0$  le générateur du groupe U(1).

L'invariance sous une telle transformation mène à la conservation de la charge électrique et du nombre baryonique et leptonique.

**Exemple : le lagrangien libre des nucléons** Le lagrangien qui décrit les neutrons et protons libres comme des particules élémentaires<sup>4</sup> doit, vu la conservation du nombre baryonique observée expérimentalement, être symétrique sous U(1). Ce lagrangien s'écrit

$$\mathcal{L}_N = \bar{\Psi}_p (i\gamma^\mu \partial_\mu - M_p) \Psi_p + \bar{\Psi}_n (i\gamma^\mu \partial_\mu - M_n) \Psi_n \quad (\text{A.26})$$

où  $\Psi_p$  et  $\Psi_n$  décrivent respectivement un proton et un neutron. On peut donner à  $M_p$  et  $M_n$ , masse du proton et du neutron, leur valeur expérimentale, à savoir respectivement 938,3 MeV et 939,6 MeV (voir appendice B). La différence de masse entre p et n n'est pas importante dans cette discussion. La transformation (A.25) donne

$$U \Psi = \exp\left(-i \frac{\epsilon}{2} \psi\right) \quad (\text{A.27})$$

et donc, change simplement la phase de la fonction.

<sup>4</sup>Cette approximation n'est bien entendu pas valable à haute énergie.

On peut voir que  $\mathcal{L}_N$  est invariant au groupe de transformations  $U(1)$  données par (A.25). Cela conduit à la conservation du nombre baryonique  $B$  défini comme

$$B = \int (\Psi_p^\dagger \Psi_p + \Psi_n^\dagger \Psi_n) d^3x \quad (\text{A.28})$$

Le fait que la masse du neutron soit proche de celle du proton suggère de voir cette petite différence comme la résultante d'une interaction perturbative. On note

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{pn} &= \bar{\Psi}_N (i\gamma^u \partial_u - M) \Psi_N + \mathcal{L}_{int} \\ &= \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_{int} \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

où l'on a introduit le spineur à deux dimensions

$$\Psi_N = \begin{pmatrix} \Psi_p \\ \Psi_n \end{pmatrix} \quad (\text{A.30})$$

et la masse commune  $M$  des nucléons en l'absence de l'interaction  $\mathcal{L}_{int}$ , interaction électromagnétique.

La forme (A.30) suggère de voir le proton et le neutron comme deux états différents d'une même particule, le nucléon, avec un nouveau degré de liberté les distinguant, l'isospin. Cette nouvelle approche introduite par W. Heisenberg en 1932 témoigne du fait que l'interaction forte ne distingue pas le proton du neutron. En effet, le lagrangien (A.29) est invariant sous l'échange de protons et neutrons si  $\mathcal{L}_{int}$  est négligé. Cela se traduit mathématiquement par l'invariance sous  $SU(2)$  dans l'espace d'isospin ou isoespace.

### **SU(2) : Spin et isospin**

La discussion du paragraphe précédent implique que  $\mathcal{L}_N$  de (A.29) est invariant au groupe  $U(2) = U(1) \otimes SU_I(2)$ , où  $SU_I(2)$  est le groupe de transformations agissant sur la partie isospin de la fonction d'onde (A.30). Du point de vue algébrique, ce groupe est identique à celui introduit plus haut pour le spin. Pour faire la distinction les générateurs  $\sigma_i$  sont remplacés par  $\tau_i$  et le spin  $\mathbf{S} = \sigma/2$  par l'isospin  $\mathbf{I} = \tau$ .

### **L'algèbre standard su(2)**

Le groupe  $SU(2)$  est de rang  $l=n-1=1$ , on vérifie aisément cela en remarquant que ses générateurs, les matrices de Pauli, ne commutent pas entre eux. Vu qu'il a le même algèbre que  $so(3)$ , on peut caractériser ses multiplets par les valeurs propres de  $\mathbf{I}^2 = I_1^2 + I_2^2 + I_3^2$ , l'opérateur invariant du groupe  $SU(2)$ , tandis que les états individuels de même  $I$ , sont quant à eux, distingués par les valeurs propres de  $I_3$ , c'est-à-dire les poids  $-I, -I+1, \dots, I-1, I$  (au total  $2I+1$ ) de la représentation. Les opérateurs d'échelles sont définis par  $I_+ = I_1 + iI_2$  et  $I_- = I_1 - iI_2$  et permettent de passer d'un état à un autre. La forme standard de l'algèbre de  $SU(2)$  a donc la forme

$$H_1 = I_3 \quad (\text{A.31})$$

$$[I_3, I_\pm] = \pm I_\pm \quad (\text{A.32})$$

$$[I_+, I_-] = 2I_3 \quad (\text{A.33})$$

### **Représentations de SU(2)**

Sous forme opératorielle, une transformation de  $SU(2)$  peut s'écrire

$$u = \exp(-i\epsilon \cdot F) \quad (\text{A.34})$$

où  $F_i = \sigma_i$  pour le spin et  $F_i = \tau_i$  pour l'isospin. Pour la représentation fondamentale, à partir des opérateurs  $F_i$  ( $i=1,2,3$ ), on peut obtenir les matrices  $F_i = \lambda_i/2$ , où les matrices  $\lambda_i$  sont celles de la forme (A.5). Pour le spin, elles sont justement les matrices de Pauli.

**Représentation fondamentale** La représentation fondamentale est formée par les matrices spéciales unitaires de dimension  $2 \times 2$

$$u = \exp(-i\epsilon \cdot \mathbf{I}) \quad (\text{A.35})$$

Pour la représentation fondamentale, les deux vecteurs de base sont

$$e_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad e_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

Ces états de base peuvent être identifiés à un doublet de particules.

Tout autre spineur s'écrit

$$\phi = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (\text{A.36})$$

où  $a$  et  $b$  sont des nombres complexes et obéissent à la relation de normation  $|a|^2 + |b|^2 = 1$ . On peut développer  $\phi$  sur la base orthonormée, on a alors  $\phi = ae_1 + be_2$ .

Les spineurs  $e_1$  et  $e_2$  sont des états propres de  $\sigma_3$  de valeur propre  $\pm 1$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = +1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.37})$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = -1 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.38})$$

Dans le cas de l'isospin,  $I_3$  étant défini par  $I_3 = \frac{1}{2}\sigma_3$  pour une particule d'isospin  $I = \frac{1}{2}$ , les deux états possibles correspondent aux valeurs propres de  $I_3$  et sont donc  $+\frac{1}{2}$  pour le proton (associé à l'état propre  $e_1$ ) et  $-\frac{1}{2}$  pour le neutron (associé à l'état  $e_2$ ).

**Représentation de dimension  $3 \times 3$**  Il existe aussi des matrices de plus haute dimension qui obéissent à l'algèbre de  $SU(2)$ . Elles forment les représentations de plus haute dimension. Voici un exemple de représentation irréductible à trois dimensions du groupe  $SU(2)$

$$T_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad T_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad T_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix},$$

qui obéit bien à l'algèbre  $SU(2)$  défini par (A.8).

Ces matrices peuvent être utilisées pour la description des particules de spin ou d'isospin égal à un. Un exemple de particule d'isospin 1 est le pion dans ses trois états de charges

$$e_1 = |\pi^+ \rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad e_2 = |\pi^0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad e_3 = |\pi^- \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Ce sont les états propres de  $T_3$  de valeurs propres valant respectivement  $+1$ ,  $0$  et  $-1$ .

### SU(3) : L'apparition de l'étrangeté

Suite à la découverte des particules étranges, on introduit un nouveau nombre quantique conservé, l'hypercharge  $Y=B+S$  où  $B$  est le nombre baryonique mentionné ci-dessus et  $S$  le nombre d'étrangeté. Le tout est relié à la charge par la relation de Gell-Mann-Nishijima  $Q=I_3 + Y/2$ . Cette conservation de l'étrangeté dans les interactions fortes (mais pas dans les interactions faibles) entraîne une symétrie dans son lagrangien, c'est la symétrie  $SU(3)$  de saveur.



### L'algèbre standard SU(3)

En observant les générateurs de ce groupe, on se rend compte que  $F_8$ , voir (A.10), commute avec  $F_{\pm} = \frac{F_1 \pm F_2}{\sqrt{2}}$  et  $F_3$ . Par contre,  $F_+$  et  $F_-$  ne commutent pas entre eux. Cela signifie que l'on peut choisir une base où diagonaliser simultanément  $F_8$  et une des  $F_i$ , on prendra  $F_3$ . En notant [7]

$$H_1 = F_8 = \frac{\sqrt{3}}{2}Y, \quad H_2 = F_3 = I_3 \quad (\text{A.39})$$

$$E_{\pm\alpha} = \frac{1}{\sqrt{2}}(F_1 + iF_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}I_{\pm} \quad (\text{A.40})$$

$$E_{\pm\beta} = \frac{1}{\sqrt{2}}(F_6 + iF_7) = \frac{1}{\sqrt{2}}U_{\pm} \quad (\text{A.41})$$

$$E_{\pm\alpha+\beta} = \frac{1}{\sqrt{2}}(F_4 + iF_5) = \frac{1}{\sqrt{2}}V_{\pm} \quad (\text{A.42})$$

On obtient l'algèbre suivante

$$[Y, I_3] = 0 \quad (\text{A.43})$$

$$[I_3, I_{\pm}] = \pm I_{\pm}, \quad [I_3, U_{\pm}] = \mp \frac{1}{2}U_{\pm}, \quad [I_3, V_{\pm}] = \pm \frac{1}{2}V_{\pm} \quad (\text{A.44})$$

$$[Y, I_{\pm}] = 0, \quad [Y, U_{\pm}] = \pm U_{\pm}, \quad [Y, V_{\pm}] = \pm V_{\pm} \quad (\text{A.45})$$

$$[I_+, I_-] = 2I_3, \quad [U_+, U_-] = \frac{3}{2}Y - I_3, \quad [V_+, V_-] = \frac{3}{2}Y + I_3 \quad (\text{A.46})$$

$$(\text{A.47})$$

### Représentation de SU(3)

**Représentation fondamentale** Nous sommes dans un groupe de rang  $l=2$ , ce qui signifie que l'on peut construire un diagramme de poids à deux dimensions. Nous utiliserons les opérateurs  $Y$  et  $I_3$  car ils sont du type  $H_i$  (voir algèbre standard et la définition des poids).

Introduisons les états de base de la représentation fondamentale

$$e_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad e_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad e_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

On peut calculer les poids de ces états et les dresser dans un diagramme de poids montré dans la Fig. A.1.

Effectivement, si l'on prend  $I_3$  comme la composante 3 de l'isospin et  $Y$  comme l'hypercharge, on voit que les valeurs propres prises par les états de base correspondent au nombre quantique des quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$ , d'où la Fig. A.1. L'action des opérateurs  $(I, U, V)_{\pm}$  permet de passer d'un état à l'autre. Par exemple on a

$$I_+d = (F_1 + iF_2)e_2 \quad (\text{A.48})$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.49})$$

$$= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = e_1 = u \quad (\text{A.50})$$

Les mésons et les baryons sont des états liés des particules, les quarks, associés à cette représentation fondamentale et des antiquarks, associés à sa représentation complexe

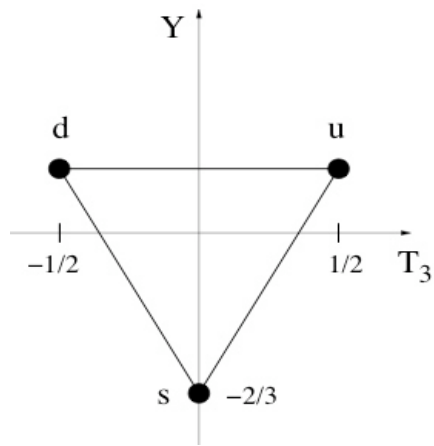


FIG. A.1 – Diagramme de poids de la représentation fondamentale de SU(3)

conjuguée. Il est intéressant de noter que la symétrie SU(3) a d'abord été utilisée pour représenter les baryons et mésons avant même que le modèle des quarks ne soit proposé. Les diagrammes de poids des baryons et leurs interprétations se trouvent dans la partie principale de ce travail.

# B

## Appendice B : Propriétés et fonctions d'onde de saveur des hadrons

Les tableaux ci-dessous ont été faits à partir des références [7] et [9]. Ils reprennent le spin  $s$ , l'isospin  $I$ , la parité  $P$ , l'étrangeté  $S$ , l'hypercharge  $Y$ , la masse et la durée de vie des principaux hadrons composés de quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$ . Pour les baryons, nous donnons aussi la fonction d'onde de saveur que l'on note  $\phi$ , ainsi que la fonction de spin  $\chi$ . Dans le cas de l'octet, de symétrie mixte  $\square\square$ , on a deux possibilités correspondant aux deux tableaux de Young standard [7]. Le décuplet est totalement symétrique en saveur ( $\square\square\square$ ) et en spin également, et ne possède qu'un tableau standard.

### L'octet de baryon

Particule	$(s, I)^P$	$S$	$Y$	Masse (en MeV)	Durée de vie (en s)
p	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})^+$	0	1	938,3	stable
n	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})^+$	0	1	939,6	887
$\Sigma^+$	$(\frac{1}{2}, 1)^+$	-1	0	1189,4	$0,8 \times 10^{-10}$
$\Sigma^0$	$(\frac{1}{2}, 1)^+$	-1	0	1192,6	$7,4 \times 10^{-20}$
$\Sigma^-$	$(\frac{1}{2}, 1)^+$	-1	0	1197,4	$1,5 \times 10^{-10}$
$\Sigma^+$	$(\frac{1}{2}, 1)^+$	-1	0	1189,4	$0,8 \times 10^{-10}$
$\Xi^0$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})^+$	-2	-1	1314,9	$2,9 \times 10^{-10}$
$\Xi^-$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})^+$	-2	-1	1321,3	$1,6 \times 10^{-10}$
$\Lambda$	$(\frac{1}{2}, 0)^+$	-1	0	1115,6	$2,6 \times 10^{-10}$

En ce qui concerne les fonctions d'onde de spin  $\chi^\lambda$  et  $\chi^\rho$  pour un état de symétrie mixte de spin  $s = \frac{1}{2}$ , on a

- Pour  $s_z = +\frac{1}{2}$

$$\chi_+^\lambda = -\frac{1}{\sqrt{6}}(\uparrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\uparrow - 2\uparrow\uparrow\downarrow)$$

$$\chi_+^\rho = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\uparrow - \downarrow\uparrow\uparrow)$$

- Pour  $s_z = -\frac{1}{2}$

Particule	$\phi^\lambda$	$\phi^\rho$
p	$-\frac{1}{\sqrt{6}}(udu + duu - 2uud)$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(udu - duu)$
n	$\frac{1}{\sqrt{6}}(udd + dud - 2ddu)$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(udd - dud)$
$\Sigma^+$	$\frac{1}{\sqrt{6}}(usu + suu - 2uus)$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}(usu - suu)$
$\Sigma^0$	$-\frac{1}{\sqrt{12}}(2uds + 2dus - sdu - sud - usd - dsu)$	$-\frac{1}{2}(usd + dsu - sdu - sud)$
$\Sigma^-$	$\frac{1}{\sqrt{6}}(dsd + sdd - 2dds)$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}(dsd - sdd)$
$\Xi^0$	$-\frac{1}{\sqrt{6}}(uss + sus - 2ssu)$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}(uss - sus)$
$\Xi^-$	$-\frac{1}{\sqrt{6}}(dss + sds - 2ssd)$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}(dss - sds)$
$\Lambda^0$	$\frac{1}{2}(sud - sdu + usd - dsu)$	$\frac{1}{\sqrt{12}}(2uds - 2dus + sdu - sud + usd - dsu)$

$$\chi^\lambda = \frac{1}{\sqrt{6}}(\uparrow\downarrow\downarrow + \downarrow\uparrow\downarrow - 2\downarrow\downarrow\uparrow)$$

$$\chi^\rho = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\downarrow - \downarrow\uparrow\downarrow)$$

où  $\uparrow$  et  $\downarrow$  sont les états de particules de spin  $\frac{1}{2}$  de projection, respectivement,  $s_z = \frac{1}{2}$  et  $s_z = -\frac{1}{2}$ .

## Le décuplet de baryons

Etant donné la courte durée de vie de ces états ( $10^{-23}$ s), la largeur de désintégration est donnée à la place. Les quatre baryons  $\Delta$  ayant les mêmes propriétés concernant le premier tableau, ils sont regroupés.

Particule	$(s, I)^P$	S	Y	Masse (en MeV)	Largeur (en MeV)
$\Delta$	$(\frac{3}{2}, \frac{3}{2})^+$	0	1	1232,0	120
$\Sigma^{*+}$	$(\frac{3}{2}, 1)^+$	-1	0	1382,8	36
$\Sigma^{*0}$	$(\frac{3}{2}, 1)^+$	-1	0	1383,7	36
$\Sigma^{*-}$	$(\frac{3}{2}, 1)^+$	-1	0	1387,2	39
$\Xi^{*0}$	$(\frac{3}{2}, \frac{1}{2})^+$	-2	-1	1531,8	9
$\Sigma^{*-}$	$(\frac{3}{2}, \frac{1}{2})^+$	-2	-1	1535,0	10
$\Omega^-$	$(\frac{3}{2}, 0)^+$	-3	-2	1672,4	$8 \times 10^{-12}$

Particule	$\phi^S$
$\Delta^{++}$	$uuu$
$\Delta^+$	$\frac{1}{\sqrt{3}}(uud + udu + duu)$
$\Delta^0$	$\frac{1}{\sqrt{3}}(udd + dud + ddu)$
$\Delta^-$	$ddd$
$\Sigma^{*+}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}(uus + usu + suu)$
$\Sigma^{*0}$	$\frac{1}{\sqrt{6}}(uds + dus + usd + sud + sdu + dsu)$
$\Sigma^{*-}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}(sdd + dsd + dds)$
$\Xi^{*0}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}(uss + sus + ssu)$
$\Xi^{*-}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}(dss + sds + ssd)$
$\Omega^-$	$sss$

En ce qui concerne la fonction de spin  $\chi$  d'une particule  $s = \frac{3}{2}$ , on a

– Pour  $s_z = \frac{3}{2}$

$$\chi_{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}} = \uparrow\uparrow\uparrow$$

– Pour  $s_z = \frac{1}{2}$

$$\chi_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{3}}(\uparrow\uparrow\downarrow + \uparrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\uparrow)$$

– Pour  $s_z = -\frac{1}{2}$

$$\chi_{\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{3}}(\uparrow\downarrow\downarrow + \downarrow\uparrow\downarrow + \downarrow\downarrow\uparrow)$$

– Pour  $s_z = -\frac{3}{2}$

$$\chi_{\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}} = \downarrow\downarrow\downarrow$$

## Les mésons pseudoscalaires : octet + singulet

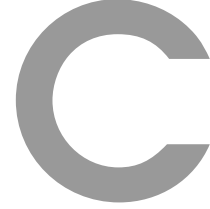
Etant donné la structure quark-antiquark, tous les mésons ont leurs antiparticules dans le même multiplet.

Particule	(s, I) <sup>P</sup>	S	Y	Masse (en MeV)	Durée de vie (en s)
$K^+, K^-$	$(0, \frac{1}{2})^-$	$\pm 1$	$\pm 1$	493,7	$1,2 \times 10^{-8}$
$K^0, \bar{K}^0$	$(0, \frac{1}{2})^-$	$\pm 1$	$\pm 1$	497,7	$9 \times 10^{-11}, 5,2 \times 10^{-8}$
$\pi^+, \pi^-$	$(0, 1)^-$	0	0	139,6	$2,6 \times 10^{-8}$
$\pi^0$	$(0, 1)^-$	0	0	135,0	$8,4 \times 10^{-17}$
$\eta$	$(0, 0)^-$	0	0	547,3	$5,6 \times 10^{-19}$
$\eta'$	$(0, 0)^-$	0	0	957,8	$3,0 \times 10^{-21}$

## Les mésons vecteurs

Particule	(s, I) <sup>P</sup>	S	Y	Masse (en MeV)	Largeur (en MeV)
$K^*$	$(1, \frac{1}{2})^-$	$\pm 1$	$\pm 1$	893,1	50,7
$\rho$	$(1, 1)^-$	0	0	770,0	150,7
$\omega$	$(1, 0)^-$	0	0	781,9	8,4
$\phi$	$(1, 0)^-$	0	0	1019,4	4,4





## Appendice C : Nomenclature des hadrons

Cette nomenclature est celle du Particle Data Group (PDG) et tirée de [16].

### Les mésons

#### Les mésons $S=C=B=T=0$

La table ci-dessous reprend le nom donné aux mésons ayant  $S=C=B=T=0$ .

$J^{PC}$	$0^{-+}$	$1^{+-}$	$1^{--}$	$0^{++}$
	$2^{-+}$	$3^{+-}$	$2^{--}$	$1^{++}$
	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$
$q\bar{q}$ content	${}^{2S+1}L_J = {}^1(L\text{ even})_J$	${}^1(L\text{ odd})_J$	${}^3(L\text{ even})_J$	${}^3(L\text{ odd})_J$
$u\bar{d}, u\bar{u} - \bar{d}\bar{d}, d\bar{u}$ ( $I=1$ )	$\pi$	$b$	$\rho$	$a$
$d\bar{d} + u\bar{u}$ and/or $s\bar{s}$ ( $I=0$ )	$\eta, \eta'$	$h, h'$	$\omega, \phi$	$f, f'$
$c\bar{c}$	$\eta_c$	$h_c$	$\psi^\dagger$	$\chi_c$
$b\bar{b}$	$\eta_b$	$h_b$	$\Upsilon$	$\chi_b$
$t\bar{t}$	$\eta_t$	$h_t$	$\theta$	$\chi_t$

<sup>†</sup>The  $J/\psi$  remains the  $J/\psi$ .

A part pour les mésons pseudoscalaires et vecteurs, le moment angulaire total est mis en indice. On a par exemple

- Pour un méson  $u\bar{d}$  de spin 1 et de moment orbital  $L=1$ , les mésons  $a_0, a_1$  ou  $a_2$  suivant que  $J=0, 1$  ou  $2$ .
- Pour un méson  $b\bar{b}$  de spin 0 et de moment orbital  $L=2$ , le méson  $\eta_{b2}$ .

#### Les mésons avec $S, C, B$ et/ou $T$ différents de 0

La nomenclature se fait suivant les règles

1. Le quark le plus lourd du méson déterminera le nom du méson. S'il s'agit d'un quark  $s$ , on a, avec la convention que la saveur d'un quark ( $I_z, S, C, B, T$ ) soit de même signe que sa charge électrique, les mésons  $\bar{K}$ . Avec les quarks  $c, b$  et  $t$ , on a respectivement les mésons  $D, \bar{B}, T$ .
2. Dans le cas où le quark le plus léger n'est pas  $u$  ou  $d$ , un indice (s pour un quark léger  $s, c$  pour  $c, \dots$ ) est placé sous la lettre caractérisant le méson.
3. Si les nombres quantiques  $J^P$  sont dans la série  $0^+, 1^-, 2^+, \dots$  un "\*" est ajouté.

4. A part pour les pseudoscalaires et vecteurs, J est placé en indice.

Ce qui donnera

- Pour un système  $c\bar{s}$  de spin  $S=1$  et  $L=2$ , les mésons  $D_{s1}^*$ ,  $D_{s2}$  et  $D_{s3}^*$ .
- Pour  $\bar{c}s$  de spin 0 et  $L=1$ , le méson  $\bar{D}_{s1}$ .

### Les baryons

A part pour le nucléon N, les lettres majuscules grecques sont utilisées pour nommer le baryon. Cette nomenclature obéit aux règles suivantes

1. Avec trois quarks  $u$  et/ou  $d$ , on a les baryons N (d'isospin  $I=1/2$ ) ou  $\Delta$  ( $I= 3/2$ ).
2. Avec deux quarks  $u$  et/ou  $d$ , on a  $\Lambda$  ( $I=0$ ) ou  $\Sigma$  ( $I=1$ ), dans le cas où le troisième quark est  $c$ ,  $b$  ou  $t$  on met en indice la lettre par  $c$ ,  $b$  ou  $t$ .
3. Avec un quark  $u$  ou  $d$ , on a  $\Xi$  ( $I=1/2$ ), on utilise également les indices pour indiquer le nombre de quarks  $c$ ,  $b$  et  $t$ .
4. Sans quark  $u$  ou  $d$ , on a  $\Omega$  avec en indice la présence de quarks lourds.





## Appendice D : Lieux et collaborations de la physique des particules

Nous reprenons ici quelques lieux, collaborations et groupes de la physique des particules.

### **Centre Européen de Recherche Nucléaire**

Le CERN est l'un des plus grands centres de la physique des particules au monde. Il est situé à la frontière franco-suisse, à quelques kilomètres de Genève.

C'est au CERN que se trouvait le grand collisionneur électron-positron (LEP) qui a maintenant laissé place au grand collisionneur de Hadrons (LHC) qui devrait être opérationnel fin 2008. Il sera le plus puissant des accélérateurs.

On trouve notamment au CERN, l'expérience COMPASS (COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) attachée au SPS (Super Proton Synchrotron).

### **Deutsches Elektronen Synchrotron**

DESY est le plus grand centre de physique des particules en Allemagne, il est situé à Hambourg.

On y trouve l'accélérateur HERA, Hadron Elektron Ring Anlage, dans lequel on a les détecteurs ZEUS, H1, HERA-B et HERMES.

### **Fermi National Accelerator Laboratory**

Souvent appelé le Fermilab, ce laboratoire de la physique des particules situé près de Chicago doit son nom à Enrico Fermi.

On y trouve le tévatron qui est l'un des synchrotrons les plus puissants au monde où l'on réalise des collisions  $p\bar{p}$ . CDF, Collider Detector at Fermilab, D0 experiment, SELEX sont des collaborations associées au tévatron. FOCUS est également situé au Fermilab.

### **Gesellschaft für SchwerIonenforschung**

Plus connu sous le nom de GSI, il s'agit du centre de recherche sur les ions lourds situé à Darmstadt en Allemagne.

On y a récemment inauguré une nouvelle structure avec l'accélérateur FAIR (Facility of Antiproton and Ion Research). L'expérience PANDA est menée à FAIR. On trouve au GSI le détecteur HADES.

### **High Energy Accelerator Research Organisation**

Il se situe au Japon (dans la ville de Tsukuba).

On y trouve le KEKB B-factory, c'est là que se trouve l'expérience/groupe Belle.

### **Jefferson LAB**

Le Thomas Jefferson National Accelerator Facility est situé dans l'état de Virginie (USA).

Son accélérateur principal est CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility).

### **Stanford Linear Accelerator Center**

Plus communément appelé suivant ses initiales, SLAC.

On y trouve notamment le PEPPII B-factory. C'est à Stanford que se trouve l'expérience/groupe BABAR<sup>1</sup> qui est une collaboration internationale.

### **Wilson Synchrotron Laboratory**

Cet établissement abrite le CESR, Cornell Electron-positron Storage Ring. CLEO est attaché à cet accélérateur.

---

<sup>1</sup>L'origine du nom vient de la création de paire  $b\bar{b}$ .

# E

## Bibliographie

## Bibliographie

- [1] E. Fermi, Conference di Fisica Atomica, Roma : Accademia Nazionale dei Lincei, 1950.
- [2] A.G. Lisi, hep-th/07110770.
- [3] R.L. Jaffe, Phys. Rev. D **15**,(1977) 267.
- [4] C. Gignoux, J.M. Richard and B. Silvestre-Brac, Phys. Lett. B **193**,(1987)323.
- [5] H.J. Lipkin, Phys. Lett. B **195**,(1987) 484.
- [6] T. Sakai, K. Shimizu, K. Yazaki, Prog. Theor. Phys. Suppl. **137**, 121 (2000).
- [7] F. Stancu, Group Theory in Subnuclear Physics, Oxford (1996).
- [8] D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, 4th ed., Cambridge (1987).
- [9] U. Mosel, Fields, Symmetries and Quarks, 2.,rev. and enl. ed., Berlin (1998).
- [10] M.E. Peskin and D.V Schroeder, An Introduction to Quantum Field Theory, Addison-Wesley Publ. Co, New York (1995).
- [11] F.E. Close, An Introduction to Quark and Parton, Academic Press London (1979).
- [12] R.K. Bhaduri, Models of the nucleon. From Quark to Soliton, Addison-Wesley (1988).
- [13] R.K. Ellis, W.J. Stirling and B.R. Webber, QCD and Collider Physics, Cambridge (1996).
- [14] H.J. Lipkin, Quark Models and Quark Phenomenology, hep-ph/9301246.
- [15] V.V. Anisovich, Quark Model and High Energy Collision, (Singapore : World Scientific) (1985).
- [16] W.M. Yao and al. (Particle Data Group), J. Phys. G **33** 1 (2006).
- [17] E.Klempt, Glueballs, Hybrids, Pentaquarks : Introduction to Hadron Spectroscopy and Review of Selected Topics, hep-ph/0404270.
- [18] P. Aurenche, La QCD et son histoire : partons d'un bon pied, Cours à l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 2005, Maubuisson (<http://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00093000/en>).
- [19] O. Pène, QCD sans peine, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire.
- [20] A.W. Thomas and S.V. Right, Classic Quark Models : An Introduction, nucl-th/9808008.
- [21] D. Rebreyend, "Le nucléon dans tous ses états", Université Joseph Fourier - Grenoble (2006) (<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00153657/en/>).
- [22] E. Klempt, Baryon resonances and strong QCD, nucl-ex/0203002.
- [23] S. Godfrey and J. Napolitano, Light Meson Spectroscopy, Rev. Mod. Phys. **71** 1411 (1999) (hep-ph/9811410).
- [24] O. Lakhina, Study of Meson Properties in Quark Models, Thesis of University of Pittsburgh (2006).
- [25] E. Eichten, S. Godfrey, H. Mahlke, J.L. Rosner, Quarkonia and their transitions, hep-ph/0701208.
- [26] T. Barnes, Theoretical Aspects of Light Meson Spectroscopy, summary of lectures given at the Nato Advanced Study Institute on Hadron Spectroscopy and the Confinement Problem at Queen Mary and Westfield College, London and the University of Swansea (1995).

- [27] E. Klempt, A. Zaitsev, Glueballs, Hybrids, Multiquarks, hep-ph/07084016.
- [28] H.J. Lipkin, Exotics Hadrons in the Constituent Quark Model, Prog. Theor. Phys. Suppl. **168** 15-22 (2007) (hep-ph/0703190).
- [29] B. Moussallam, Chiral Perturbation Theory : A Basic Introduction, hep-ph/0407246.
- [30] C.Lorce, Brisure spontanée de symétrie et générations de masse, Mémoire en vue de l'obtention du grade de licencié en Sciences Physique, Université de Liège (année académique 2003-2004).
- [31] N. Isgur, G. Karl, Phys. Rev. **D19** 2653 (1979).
- [32] A. De Rujula, H. Georgi, S.L. Glashow, Phys. Rev. **D12** 147 - 162 (1975).
- [33] J.L Rosner, Hadron Spectroscopy : Theory and Experiment, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **34** S127-S148 (hep-ph/0609195).
- [34] E.S. Swanson, The New Heavy Mesons : A Statut Report, Phys. Rept. **429** 243-305 (2006) (hep-ph/0601110).
- [35] R.L. Jaffe, Color, spin and flavour-dependent forces in quantum chromodynamics, hep-ph/0001123.
- [36] F. Stancu, Stability of multiquark Systems, hep-ph/9910547.
- [37] J.M. Richard Conférences et séminaires disponible à l'adresse [http ://lpsc.in2p3.fr/theorie/Richard/SemConf/Talks.html](http://lpsc.in2p3.fr/theorie/Richard/SemConf/Talks.html).
- [38] S. Nussinov and M. A. Lampert, Phys. Rept. **362** 193 (2002).
- [39] L.Y. Glozman, D.O. Riska, Phys. Rep. **268** 263 (1996).
- [40] S. Pepin, Fl. Stancu, M. Genovese, J. -M. Richard, Phys. Lett. **B393** 119 (1997).
- [41] F. Stancu, Phys. Rev. **D58** 111501 (1998).
- [42] S. Pepin, Fl. Stancu, Phys. Rev. **D57** 4475 (1998).
- [43] Fl. Stancu, S. Pepin and L.Y. Glozman, Phys. Rev. **D57** 4393 (1998).
- [44] T. Schäfer, E.V. Shuryak, "Instantons in QCD", hep-ph/961045.
- [45] B. Delvaux, "Le rôle de l'instanton dans la spectroscopie des hadrons", Travail de fin d'étude en vue de l'obtention du grade d'ingénieur civil physicien (2003).
- [46] T. DeGrand, R.L. Jaffe, K. Jonhson, J. Kiskis, Masses and Other Parameters of the Light Hadrons, Phys. Rev. **D 12** 7 (1975).
- [47] J. Weinstein, N. Isgur, Phys. Rev. **D27**, 588 (1983) , Phys. Rev. **D41**, 2236 (1990).
- [48] M.B. Voloshin, "Charmonium", hep-ph/0711.4556.
- [49] S.F. Radford, W.W. Repko, Potential model calculations and predictions for heavy quarkonium, Phys. Rev. **D 75** 073031 (2007) (hep-ph/0701117).
- [50] E. Santopinto and G. Galatà, Spectroscopy of tetraquark states, Phys. Rev. **C75** 045206 (2007).
- [51] R. Bijker, M.M. Giannini and E. Santopinto, Spectroscopy of pentaquark states, Eur. Phys. J. A **22** 319-329 (2004) (hep-ph/031028).
- [52] L.G. Landsberg, Exotic baryon, Uspekhi Fizicheskikh Nauk, Russian Academy of Sciences **37** 000-000(1994).
- [53] A. Selem, A diquark interpretation of the structure and energies of hadrons , Submitted to the Department of Physics in partial fulfillment of the requirements for the degree of Bachelor of Science in Physics at the Massachusetts Institute of Technology (2005).
- [54] R.L. Jaffe, Exotica, Phys. Rept. , 4009, 1-45 (2005).
- [55] L.G. Landsberg, The search for exotic hadrons, Uspekhi Fizicheskikh Nauk, Russian Academy of Sciences **42** (9) 871-886(1999).

- [56] V. Poireau, New Resonances and Meson Spectroscopy at BaBar and Belle, hep-ex/07053716.
- [57] C. Quigg, Theoretical Overview : The New Mesons, Journal of Physics : Conference Series **9** (2005).
- [58] S-L. Zhu, Spectroscopy of Mesons with Heavy Quarks, hep-ph/07072623
- [59] T. Barnes, Exotic Mesons, Theory and Experiment, Acta Physica Polonica B **31** Issue 10, p.2545 (hep-ph/0007296).
- [60] S. Godfrey, S.L. Olsen, The Exotic XYZ Charmonium-like Mesons, hep-ph/08013867.
- [61] S-L Zhu, New Hadron States, International Journal of Modern Physics E **17** (2008) 283-322 (hep-ph/0703225).
- [62] S.L. Olsen, What's new with the XYZ mesons?, hep-ex/0801.1153
- [63] T. Nakano et al., Phys. Rev. Lett. **91** 012002 (2003).
- [64] V.V. Barmin et al., Phys. Atom. Nucl **66** 1715 (2003).
- [65] S. Stepanyan et al., Phys. Rev. Lett. **91** 25200 (2003).
- [66] J. Barth et al., Phys. Lett. B **572** 127 (2003).
- [67] V. Kubarovsky et al., ERRATUM-IBID. 92 049902 (2004) (hep-ex/0311046).
- [68] A. Airapetian et al., Physics Letters B **585** 213 (2004) (hep-ex/0312044).
- [69] COSY-TOF Collaboration, Physics Letters B **595** 127 (2004) (hep-ex/0403011).
- [70] P.A. Aslanyan et al., Nuclear Physics A 755 375 (2005) (hep-ex/0403044).
- [71] Zeus Collaboration, Physics Letters B **591** 7 (2004) (hep-ex/0403051).
- [72] C. Alt et al., Phys. Rev. Lett. **92** 042003 (2004).
- [73] H1 Collaboration, Physics Letters B **588** 17 (2004) (hep-ex/0403017).
- [74] M. Ablikim et al., Phys. Rev. Lett. **97** 142002 (2006) (hep-ex/0606047).
- [75] J. Z. Bai et al., BES Collaboration, Phys. Rev. Lett. **91** 022001 (2003).
- [76] B. Aubert, et al, Phys. Rev. D **74** 091103 (2006).
- [77] J.M. Link et al., Phys. Lett. B **586**, 11 (2004).
- [78] K. Abe et al., Phys Rev. D **69** 112002 (2004).
- [79] Aubert and al., Phys. Rev. Lett. **90** 242001 (2003) (hep-ex/0304021).
- [80] Krokovny and al., Phys. Rev. Lett. **91** 262002 (2003) (hep-ex/0308019).
- [81] A.V. Evdokimov et al., Phys. Rev. Lett. **93** 242001 (2004).
- [82] J. Brodzicka et al, hep-ex/0707.3491.
- [83] B. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **97** 222001 (2006).
- [84] Rosner and al., Phys. Rev. Lett. **95** 102003 (2005) (hep-ex/0505073)
- [85] S.K. Choi et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 102001 (2002).
- [86] S. K. Coi et al., Phys. Rev. Lett. **91** 262001 (2003).
- [87] K. Abe et al., hep-ex/0505037.
- [88] B. Aubert et al., Phys. Rev. D **74** 071101 (2006).
- [89] D. Acosta et al., Phys. Rev. Lett. **93** 072001 (2004).
- [90] V. M. Abazov et al., Phys. Rev. Lett. **93** 162002 (2003).
- [91] K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **96** 082003 (2006) (hep-ex/0507033).
- [92] K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **98** 082001 (2007) (hep-ex/0507019).
- [93] S.K. Choi et al., Phys. Rev. Lett. **94** 182002 (2005).
- [94] B. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **95** 142001 (2005) (hep-ex/0506081).
- [95] S.K. Choi, hep-ex/0708.1790.

- [96] E. van Beveren, G. Rupp, Phys.Rev. Lett. **97**, 202001 (2006).
- [97] D. Diakonov, V. Petrov, M. Polyakov, Z. Phys. A **359** 305 (1997).
- [98] M. Oka, Progress of Theoretical Physics **112** 1 (2004) (hep-ph/0406211).
- [99] S-L Zhu, International Journal of Modern Physics A **19** 3439 (2004) (hep-ph/0406204).
- [100] T. Hyodo, Exotics in meson-baryon dynamics with chiral symmetry, Dissertation submitted to graduate school of science of Osaka University for the degree of doctor of physics.
- [101] J.J. Dudek, Phenomenology of exotic hadron - Hybrid mesons and pentaquark, Thesis submitted for the degree of doctor of philosophy in the University of Oxford (2004).
- [102] M.E. Wessling, Heavy pentaquarks in the diquark model and the large  $N_c$  expansion, Thesis for the degree of doctor of philosophy in California Institute of Technology (2005).
- [103] M.A. Del Degan, A search for pentaquarks in  $ep$  scattering at HERA, Thesis in Institute for Particle Physics ETH Zürich (2004).
- [104] R.L. Jaffe, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **91** 232003 (2003).
- [105] M. Karliner, H.J. Lipkin, Phys. Letters B **575** 249 (2003).
- [106] F. Stancu, D.O. Riska, Phys. Letters B **575** 242 (2003).
- [107] A. Hosaka, Phys. Letters B **571** 55 (2003) (hep-ph/0307232).
- [108] C.E. Carlson et al., Phys. Rev. D **70** 037501 (2004) (hep-ph/0312325).
- [109] T.W. Chiu, T.H. Hsieh, Phys. Rev. D **72** 034505 (2005) .
- [110] F. Csikor et al., JHEP 0311 070 (2003) (hep-lat/0309090).
- [111] S. Sasaki, Phys. Rev. Lett. **93** 152001 (2004) (hep-lat/0310014).
- [112] S-L. Zhu, Phys. Rev. Lett. **91** 232002 (2003).
- [113] R.D. Matheus et al., Phys. Lett. B **578** 323 (2004) (hep-ph/0309001).
- [114] S. Takeuchi et K. Shimizu, Phys. Rev. C **71** 062202 (2005)
- [115] F. Huang, Z.Y. Zhang, Y.W. Yu, B.S. Zou, Phys.Letters B **586** 69 (2004) (hep-ph/0310040).
- [116] Fl. Stancu, Phys. Lett. **B595**, 269 (2004); Erratum Phys. Lett. **B598** 295 (2004).
- [117] M. Danilov, R. Mizuk, hep-ex/0704.3531.
- [118] S.Godfrey and N.Isgur, Phys. Rev. D **32** 189 (1985).
- [119] H. Weigel, Phys. Rev. D **75**, 114018 (2007).
- [120] The BaBar collaboration, Phys. Rev.D **74** 032007 (2006) (hep-ph/0604030).
- [121] F. De Fazio, Phys. Lett. B **570** 180 (2003) (hep-ph/0407296).
- [122] R.N. Cahn, J.D. Jackson, Phys. Rev. D **68** 037502 (2003) (hep-ph/0305012).
- [123] O. Lakhina, E.S. Swanson, Phys. Lett. B **650** 159 (2007) (hep-ph/0608011).
- [124] E. Eichten and F. Feinberg , Phys. Rev. D **23** 2724 (1981).
- [125] W.A. Bardeen, E.J. Eichten, C.T. Hill, Phys. Rev. **D68** 054024 (2003) (hep-ph/0305049).
- [126] E. van Beveren, G. Rupp, Phys. Rev. Lett. **91** 012003 (2003) (hep-ph/0305035).
- [127] T. Barnes, F.E. Close and H.J. Lipkin, Phys. Rev **D68** 054006 (2003) (hep-ph/0305025).
- [128] A.P. Szczepaniak, Phys. Lett. B **567** 23 (2003).
- [129] V. Dmitrasinovic, Phys. Rev. Lett. **94**, 162002 (2005).
- [130] K. Terasaki, Phys. Rev. **D68** 011501 (2003) (hep-ph/0704.3299)
- [131] L. Maiani, F. Piccinini, A.D. Polosa and V. Riquer, Phys. Rev. **D70** 054009 (2004).

- [132] H.X. Lang, W.L. Wang, Y.-B. Dai and Z.Y. Zhang, Chiral SU(3) quark model study of tetraquark states, hep-ph/0607207.
- [133] Y.-Q. Chen, X.-Q. Li, Phys. Rev. Lett. **93** 232001 (2004) (hep-ph/0407062).
- [134] T. Barnes and S. Godfrey, Physical Review D **69** 054008 (2004) (hep-ph/0311162).
- [135] L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa and V. Riquer, Phys. Rev. D **71** 014028 (2005).
- [136] H. Hogaasen, J. -M. Richard, P. Sorba, Phys. Rev. D **73** 054013 (2006).
- [137] F. Stancu, hep-ph/0607077.
- [138] N. A. Tornqvist, Comment on the narrow charmonium state of Belle at 3871,8 MeV as a deuson, hep-ph/0308277.
- [139] E. S. Swanson, Phys. Lett. B **588** 189 (2004).
- [140] M.B. Voloshin, Physics Letters B **604** 69 (2004) (hep-ph/0408321).
- [141] B. A. Li, Phys. Lett. B **605** 306(2005).
- [142] N. A. Tornqvist, Zeitschrift für Physik C **61** 525 (1994) (hep-ph/9310247).
- [143] Y.-R. Liu et al., Is  $X(3872)$  Really a Molecular State?, hep-ph/0801.3540.
- [144] D.B. Lichtenberg, R. Roncaglia, E. Predazzi, J. Phys. G **23**, 865 (1997).
- [145] J. L. Rosner, hep-ph/0708.3496.
- [146] D. V. Bugg, hep-ph/0709.1254
- [147] X. Liu, Y. R. Liu, W. Z. Deng and S. L. Zhu, Physical Review D **77** 034003 (2008).
- [148] L. Maiani, A.D. Polosa, V. Riquer, hep-ph/0708.3997.
- [149] T. Matsuki, T. Morii, K. Sudoh, hep-ph/0805.2442.
- [150] C. Davies et al., Methods and Models for Hadron physics (Round Table), hep-ph/0803.2368.
- [151] Discussion électronique avec Monsieur J.-M Richard, Professeur à l'Université Joseph Fourier, Grenoble.