

## Physique théorique des particules élémentaires

M. Jacques PRENTKI, professeur

La première partie du cours de cette année a été consacrée à la discussion détaillée du modèle des quarks, à ses applications à la classification des bosons et des baryons et à la description des interactions fortes, électromagnétiques et faibles dans le cadre de ce modèle. Dans la seconde partie, nous avons abordé le problème de l'algèbre des courants et plus particulièrement celui des théorèmes de basse énergie appliqués à la physique des pions. L'algèbre des courants, l'algèbre des champs, les lagrangiens phénoménologiques seront les sujets du cours de l'année prochaine.

### A. — LE MODÈLE DES QUARKS

Les quarks furent introduits il y a quelques années par Gell-Mann à l'aide d'un argument formel basé sur certaines propriétés du groupe  $SU_3$  et, plus particulièrement du modèle de la voie octuple. Il y a deux manières d'envisager les quarks : soit comme des objets mathématiques particulièrement commodes pour retrouver toutes les représentations de  $SU_3$  (et de  $SU_6$ ) et leurs propriétés, soit aussi de leur attribuer une existence physique réelle. On pourrait être tenté d'adopter ce premier point de vue car l'existence des quarks conduit à des difficultés nombreuses. Citons, par exemple, leurs charges fractionnelles  $1/3$  et  $2/3$ , le problème de l'universalité de l'interaction électromagnétique, celui (absolument incompris) de la saturation des forces quarkiennes, celui de leur statistique. Ces objets qui, en principe, seraient facilement détectables, ont été activement recherchés sans succès. Cependant, des modèles de quarks extrêmement simples ont conduit rapidement à des résultats en accord surprenant avec un grand nombre de données expérimentales dans des domaines très divers. La classification des hadrons et la description des collisions à hautes énergies en sont des exemples. Il est vrai qu'une grande partie des résultats découlant du modèle des quarks peut être obtenue aussi de manière différente soit par des symétries  $SU_3$ ,  $SU_6$ ,  $SU_{6W}$ , soit par le modèle de la dominance des mésons vectoriels, soit encore par des symétries complétées par des hypothèses d'universalité (ces dernières trouvant souvent leur justification dans le modèle des quarks). Tout au long de ce cours, cet aspect de la théorie, qui constitue pour ainsi dire une certaine démystification du modèle des quarks, a été souligné et discuté. Il n'en

reste pas moins que quelques prédictions très intéressantes et spécifiques du modèle des quarks subsistent. Elles relient en général le comportement des baryons à celui des bosons. Il faut ajouter encore à l'actif du modèle que l'existence des quarks rend facile la compréhension de l'origine des symétries telles que  $SU_3$ ,  $SU_6$  et leurs généralisations, ainsi que celle des propriétés des courants électromagnétiques et faibles, de leurs règles de commutation qui sont à la base de l'algèbre des courants, etc.

Il a été donc admis que les quarks sont des particules fondamentales. Les bosons et les baryons sont des systèmes composés de quarks et d'anti-quarks. Le comportement des hadrons est alors essentiellement déterminé par celui des quarks. Il a été montré que des hypothèses et des modèles extrêmement simples qui, à première vue, semblent mal fondés, conduisent à une série de résultats impressionnants. On ne peut s'empêcher de penser que, même si les quarks ne sont qu'une vue de l'esprit, les modèles fondés sur leur existence et qui fournissent des résultats insoupçonnables autrement, seront d'une grande utilité dans l'élaboration d'une théorie plus satisfaisante.

Dans ce qui suit, le plan du cours de cette année, accompagné de quelques commentaires, est présenté.

1. — Le cours a débuté par un bref rappel des propriétés du groupe  $SU_3$  et du modèle de la voie octuplet. Ce sont surtout les aspects ayant trait au modèle des quarks et à l'algèbre des courants qui ont été soulignés.

2. — Dans le modèle des quarks, on se réfère souvent au groupe  $SU_6$ . Il était donc indiqué de discuter quelques propriétés de ce groupe, ses représentations, leur dimension et leur contenu en spin et spin unitaire, leur symétrie et enfin ses applications aux interactions fortes, électromagnétiques et faibles et surtout ses difficultés.

3. — Introduction des quarks. Leurs propriétés. Les quarks considérés comme sources de symétries diverses.

4. — Résumé de la situation présente concernant la recherche des quarks dans le rayonnement cosmique, dans la matière environnante, à l'aide des accélérateurs. Considérations sur leurs masses, sur les sections efficaces de leur production. Estimations théoriques de ces dernières.

5. — Introduction du modèle non relativiste des quarks en vue de la classification des hadrons. Les quarks (s'ils existent) sont probablement très lourds. Les bosons et les baryons sont donc des systèmes très fortement liés des quarks et des antiquarks. La question qui alors se pose est de savoir si une approximation non relativiste a un sens quelconque. La réponse est oui — et ceci a été illustré et discuté dans le cas des états liés par des potentiels scalaire et vectoriel. Un aperçu d'une théorie relativiste du système lié  $q\bar{q}$  a été donné.

## 6. — Classification des bosons

### a) Généralités.

Les bosons sont des états liés du système  $q \bar{q}$ . Ces derniers étant dans les représentations  $3$  et  $\bar{3}$  ( $6$  et  $\bar{6}$ ) de  $SU_3$  ( $SU_6$ ), les bosons doivent, dans ce modèle, appartenir aux représentations  $1$  et  $8$  ( $1$  et  $35$ ) de  $SU_3$  ( $SU_6$ ). Du point de vue spatial les niveaux  $q \bar{q}$  sont décrits par le moment orbital  $L$ ,

le spin  $S$  et le spin total  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ . On a donc la séquence  $^1S_0$   $^3S_1$   $^1P_1$   $3P_{012}$   $^1D_2$ ... qui correspond aux nonets de mésons  $0^-$ ,  $1^-$ ,  $1^+$ ,  $0^+$ ,  $1^+$ ,  $2^+$ ,  $2^-$ ... Sauf donc pour l'onde  $S$  qui fournit un nonet pseudoscalaire et un nonet vectoriel, on s'attend à des amas de quatre nonets de même parité. Ceci correspond bien à ce que l'on observe. En effet les nonets  $0^-(^1S_0)$   $1^-(^3S_1)$  et  $2^+(^3P_2)$  sont complets et il est généralement admis que deux nonets  $1^+$  de  $C$  opposés ( $^1P_1$  et  $^3P_1$ ) sont présents. Ceci est une belle prédiction du modèle des quarks. Le cas du nonet scalaire  $0^+(^3P_0)$  n'est pas expérimentalement clair. Il a été discuté en détail et il se pourrait bien que le modèle des quarks se heurte ici à une difficulté. De nouvelles résonnances plus lourdes  $R_1 - R_4$ , dans la région  $1650-1800$  MeV, ont été récemment observées. Il est probable qu'elles constituent une ouverture vers l'amas des quatre nonets  $^1D_2$   $^3D_{123}$ . Les résonnances  $S(1939)$ ,  $T(2195)$ ,  $U(2380)$  peuvent être considérées comme les premiers membres des nonets  $L = 3, 4, 5$  etc. Il ne fait donc pas de doute que le modèle des quarks apporte une contribution notable à la classification des bosons. On aurait affaire à des supermultiplets de dimension  $(3 + 1)(8 + 1)(2L + 1) = 36(2L + 1)$ .

### b) Discussion détaillée. $SU_3$ valable

Le problème de la classification peut être discuté de manière beaucoup plus quantitative. On admet l'existence d'une certaine hiérarchie des forces ou des potentiels agissant entre deux quarks ou un quark et un anti-quark :

1) Force super-forte  $V(q_i q_j)$  ou  $V(q_i \bar{q}_j)$  indépendante du spin  $\vec{\sigma}$  et du spin unitaire  $F$ . Pour un  $L$  donné il y a dégénérescence complète du supermultiplet dont la multiplicité est  $36(2L + 1)$ .

2) Force dépendante de  $\vec{\sigma}$  et  $F$  d'une manière invariante sous  $SU_6$ . On est conduit aux multiplets ( $1$  et  $35$ ) de  $SU_6$ .

3) (I) Force centrale dépendante de  $\vec{\sigma}$  et (II) force centrale dépendante de  $F$ , mais invariante sous  $SU_3$ . Les singulets de spin et les triplets ainsi que les singulets de spin unitaire et les octets sont séparés.  $SU_3$  est valable.

4) Force spin orbite. Dans une configuration  $^3L_J$  il y a séparation des états  $J, J + 1, J - 1$ .

5) Eventuellement force non centrale conservant  $SU_3$ . Elle serait responsable d'une structure fine entre les niveaux  $J, J \pm 1$ .

6) Interactions moyennement fortes, invariantes sous le groupe  $SU_2$  du spin isotopique, responsables de la cassure de  $SU_3$  de la séparation des multiplets  $SU_3$  et des mélanges.

7) Interactions électromagnétiques et faibles avec les propriétés habituelles.

L'interaction générale conservant  $SU_3$  est la somme des interactions 1 — 5. Afin de trouver la masse moyenne d'un multiplet  $SU_3$  des différents états du système  $q \bar{q}$ , donc des mésons, on calcule la valeur moyenne de ce

potentiel sur les fonctions d'onde  $\psi(A) = f(A\vec{z})$ .  $\varphi(A)$  du système  $q \bar{q}$ .  $A$  - représente l'état considéré,  $f$  - la partie radiale et moment angulaire de la fonction d'onde,  $\varphi(A)$  - la fonction d'onde spin unitaire que l'on suppose donnée par  $SU_6$ . Pour un  $L$  fixé, la masse moyenne du multiplet s'exprime alors en fonction d'un nombre restreint de paramètres qui sont ajustés aux données expérimentales. Moyennant certaines hypothèses très raisonnables, des séquences satisfaisantes de niveaux  $L = 0, L = 1, L = 2$  sont obtenues. Notons par exemple une relation de masse : pour les niveaux  $L = 1$  : en supposant que le couplage spin-orbite domine, on trouve  $(m_{A_2}^2 - m_B^2) : (m_B^2 - m_{A_1}^2) : (m_{A_1}^2 - m_\delta^2) \simeq 1 : 1 : 1$  à comparer au rapport expérimental  $1 : 1,1 : 1$  pour les résonances  $A_2, B, A_1, \delta$  ( $2^+ 1^+ 1^+ 0^+$ ). Des formules similaires sont valables pour les niveaux  $L = 2$ . Evidemment ces prédictions du modèle des quarks ont été comparées en grand détail à la situation expérimentale présente.

c) *Les trajectoires de Regge et le modèle des quarks*

Les résonances  $\rho, A_2, R, S, T, U$  se groupent sur une droite dans un graphique masse<sup>2</sup>-spin (probable). Ceci fait penser à une trajectoire de Regge. Dans le modèle des quarks, les mésons de masses élevées seraient donc des excitations rotationnelles de Regge de la configuration  $L = 0$ . La validité d'une telle hypothèse, son fondement théorique et ses différentes implications ont été très soigneusement examinés.

d) *Largeur des résonances élevées*

Les nouvelles résonances  $S, T, U$  etc, bien que très lourdes, semblent assez étroites, ce qui n'est pas une difficulté pour le modèle des quarks, lequel, au contraire, s'en accommode facilement. Ceci est dû à la séquence des masses de ces résonances et à leurs spins élevés qui découlent de ce modèle.

e) *Cassure de  $SU_3$*

L'hypothèse faite généralement pour la cassure de  $SU_3$  dans le modèle des quarks est particulièrement simple. Il est admis que l'effet prédominant provient du fait que le quark  $\lambda$  est plus lourd que les quarks  $n$  et  $p$ . Les multi-

plets de  $SU_3$  se séparent sur ceux du spin isotopique. Etant donné que le mécanisme de cassure est le même pour toutes les résonances des relations entre la séparation en masse des membres, des multiplets de spin différents sont attendues. Ceci est bien le cas pour les multiplets complets  $0^- 1^- 2^+$ . La cassure de  $SU_3$  conduit aussi au mélange entre le singulet et le membre correspondant de l'octet. Le modèle des quarks permet de traiter ce problème. On obtient des nombreuses formules de masse qui, en général, sont assez bien vérifiées, et qui vont bien au delà de celles déduites de  $SU_3$  et même de  $SU_6$ . Dans le cas des bosons pseudovectoriels  $1^+$ ,  $C = \pm 1$  un mélange supplémentaire entre les  $K^*$  des octets  ${}^3P_1$  et  ${}^1P_1$  peut intervenir, ce qui complique la situation. Le cas du méson E est digne d'intérêt. Il a été récemment affirmé que son spin est  $0^-$  et non  $1^+$ . Du point de vue du modèle des quarks, une excitation vibrationnelle du système  $q \bar{q}$  ou encore une ouverture des états  $q \bar{q} q \bar{q}$  peuvent être envisagées. Cette dernière possibilité entraîne l'existence de particules de spin isotopique 2,  ${}^{3/2}$  ainsi que d'étrangeté 2. Leur mise en évidence ne constituerait probablement pas une preuve de la non validité du modèle des quarks mais sûrement lui enlèverait sa simplicité et par conséquent son attrait.

### 7) Classification des baryons

La classification des baryons procède d'une manière analogue à celle des bosons. Elle est cependant beaucoup plus compliquée. En effet, dans le modèle des quarks, les baryons sont des systèmes liés de trois quarks  $q q q$  qui sont plus difficiles à décrire et, par ailleurs, conduisent à une grande richesse de résonances. Du point de vue  $SU_3$ , tous les baryons se trouvent ici dans les représentations 1, 8, 10 ce qui semble être le cas. Les résonances du type KN récemment suggérées ne sont pas en effet bien établies. Du point de vue  $SU_6$  les baryons se classent dans les représentations 56 et 70 de ce groupe.

La classification des baryons a été discutée d'une manière très détaillée. En raison de la complexité du problème, seul un très bref résumé de la situation est ici présenté.

$L = 0$ , *parité positive*

L'octet du nucléon et le décuplet du  $N^*$  appartiennent à cette configuration. C'est la représentation 56 de  $SU_6$ . Le problème de la statistique à laquelle obéissent les quarks se pose. 56 est totalement symétrique. La fonction  $L = 0$  la plus simple est symétrique d'espace. Dans ce cas, les quarks ne seraient pas des fermions. Une fonction  $L = 0$  totalement antisymétrique peut être cependant construite. Les quarks obéissent alors à la statistique de Fermi. Différentes possibilités s'offrent pour la description des nucléons qui conduisent à des prédictions légèrement différentes. Le second point de vue, qui semble plus naturel, a été adopté. Les potentiels 1 — 5 décrits ci-dessus conduisent à des séquences intéressantes des masses.

*L = 1, parité négative*

L'ensemble des résonances de parité négative et de masses relativement faibles se comprend parfaitement s'il est admis qu'elles appartiennent à la configuration  $L = 1$  et à la représentation 70 de  $SU_6$ . L'utilisation des potentiels 1 — 5 conduit à une séquence satisfaisante des masses moyennes des multiplets  $SU_3$  de cet amas de résonances.

*L = 2, parité positive*

C'est la représentation 56 de  $SU_6$  qui intervient ici. La séquence des masses moyennes est encore assez satisfaisante.

Les résonances massives observées récemment constituent très probablement des ouvertures vers les amas  $L = 3, 4, \dots$  etc. L'impression générale qui se dégage de ce qui précède est la suivante. L'ensemble des résonances baryoniques dans le modèle des quarks doit être compris comme étant constituée par les niveaux fondamentaux  $L = 0^+$ , 56 et  $L = 1^-$ , 70 du système lié  $q q q$  et de leurs récurrences de Regge ( $\Delta L = 2$ ) des niveaux d'excitation rotationnelle.

Une série de problèmes que partiellement résolus, comme par exemple la résonance  $P_{11}$  (1400), subsistent. Ils ont été considérés.

La cassure de  $SU_3$  se discute d'une manière analogue à celle du cas des bosons. Des formules de masse reliant la séparation des niveaux dans différents multiplets ont été obtenues, le problème des mélanges a été présenté. Il est possible de relier les séparations entre les masses dans les multiplets des bosons à celles des baryons, ce qui est une propriété spécifique du modèle des quarks découlant du mécanisme commun de la cassure. L'accord avec les résultats expérimentaux est souvent surprenant.

8) *Interactions faibles*

Le modèle des quarks indépendants et l'hypothèse de l'additivité ont été décrits et les problèmes qui se posent à ce sujet comme, par exemple, celui des fonctions de recouvrement, ont été discutés. Deux types de processus faibles se présentent, du point de vue du modèle des quarks :

a) ceux où le nombre des quarks est conservé, par exemple  $B \rightarrow B + l + \nu$ ,  $M \rightarrow M' + l + \nu$ .

Il a été montré que le modèle ne donne pas ici des résultats essentiellement nouveaux par rapport à la théorie ordinaire des interactions faibles avec  $CvC$  et  $PCAC$ .

b) Processus où le nombre des quarks n'est pas conservé.

1)  $K \rightarrow l \nu$  et  $\pi \rightarrow l \nu$ . Ici encore le modèle ne fournit pas de résultats nouveaux. Certains paramètres cependant (rapport des fonctions d'onde à l'origine) peuvent être fixés. Ils seront ensuite utilisés dans l'étude des interactions électromagnétiques où des problèmes similaires se posent.

II) Les désintégrations non leptoniques des baryons ont été traitées dans le cadre de ce modèle. Des résultats intéressants sont obtenus pour l'onde S, des difficultés se présentent pour l'onde P. Ces résultats découlent aussi d'hypothèses entièrement différentes (par exemple de certaines symétries).

(III) Le mécanisme fondamental de toutes les désintégrations non leptoniques des hadrons est le même, à savoir l'interaction faible  $q \bar{q} \pi$ . Il est donc en principe possible de relier les processus bosoniques et baryoniques. Une relation entre la désintégration  $K \rightarrow 2\pi$  et l'onde S de celle-ci  $Y \rightarrow N \pi$  a été établie.

### 9) Interactions électromagnétiques

#### a) Différences de masse

Moyennant des hypothèses extrêmement simples ( $m_p \neq m_n$  et interactions à deux corps entre les quarks), de nombreuses formules de masse sont obtenues. Certaines d'entre elles découlent de  $SU_3$ ,  $SU_6$ , certaines sont spécifiques du modèle. Une comparaison avec les données, encore très fragmentaires, a été effectuée.

#### b) Moments magnétiques

Les moments magnétiques des baryons se calculent en fonction de ceux des quarks. Le fameux rapport  $\mu_n/\mu_p = -2/3$  obtenu pour la première fois par  $SU_6$  découle du modèle des quarks. Quelques problèmes liés à la masse des quarks, à l'interaction  $q \bar{q}$ , à l'interprétation du moment magnétique du quark et à son origine, se posent ici. Ils ont été présentés.

#### c) Transitions électromagnétiques

Comme dans le cas des interactions faibles, deux types de processus doivent être distingués : (I) ceux qui conservent le nombre des quarks, (II) ceux qui ne le conservent pas.

I) L'ensemble des processus hadron  $\rightarrow$  hadron +  $\gamma$  a été discuté. On s'est attaché plus particulièrement aux désintégrations  $v \rightarrow PS + \gamma$ . Le modèle des quarks donne le moment magnétique de transition  $\omega \rightarrow \pi$  en fonction du moment magnétique du proton. La normalisation ainsi obtenue permet de calculer les taux absolus des transitions. L'accord avec les données est remarquable. Des résultats analogues s'obtiennent, par exemple, pour les désintégrations  $N^* \rightarrow N + \gamma$ . Ce qui revient aux symétries sous-jacentes et ce qui est spécifique du modèle des quarks a été envisagé.

(II) Le processus  $\pi^0, \eta^0, X^0 \rightarrow 2 \gamma$  ainsi que  $\rho, \omega, \varphi \rightarrow e^+ e^-$  se traitent d'une manière analogue à ceux qui changent le nombre des quarks dans les interactions faibles. Comme il a été remarqué ci-dessus, ces dernières permettent de fixer les paramètres nécessaires. Des résultats comparables à l'expérience et des prédictions intéressantes sont ainsi obtenues. Comme

dans (I), le problème symétrie, universalité par rapport au modèle des quarks a été discuté.

#### 10) *Interactions fortes : désintégration*

Le modèle a été appliqué aussi à la description des processus forts  $B \rightarrow B' + \pi$ ,  $M \rightarrow M' + \pi$ . De nombreux problèmes se posent ici, liés en particulier à l'hypothèse de l'additivité. D'autre part un quantum de champ  $\pi$  doit être introduit à côté du système  $q \bar{q}$  qui est censé le décrire. Ceci rend la théorie moins attractive. Néanmoins des résultats, à première vue intéressants, sont ainsi obtenus. Il a été montré et souligné que leur grande majorité découle, d'une manière beaucoup plus naturelle, d'autres hypothèses ou théories.

#### 11) *Le modèle des quarks et la physique des hautes énergies*

L'application du modèle aux processus de collisions à hautes énergies est un de ses grands succès. Les résultats obtenus sont très nombreux et divers. Leur discussion a constitué un des chapitres majeurs de ce cours. Il est impossible de les mentionner ici, même brièvement, dans leur ensemble. On se bornera donc à une description rapide et incomplète des idées générales.

Il sera admis que le modèle est celui des quarks indépendants, que l'hypothèse d'additivité est valable, que les fonctions d'onde sont celles données par  $SU_6$ . L'additivité a été discutée soigneusement en raison de (I) la possibilité de l'annihilation  $q \bar{q}$  dans certains processus et (II) des effets des fonctions de recouvrement, ce qui introduit ces corrections dans l'interprétation des résultats. Elle permet néanmoins de décrire une grande classe de réactions à l'aide d'un nombre très restreint d'amplitudes de diffusion  $q q \rightarrow q q$  et  $q \bar{q} \rightarrow q \bar{q}$ . Ceci conduit à un nombre appréciable de relations entre de nombreuses sections efficaces de processus, à première vue tout à fait différents. Le processus de base étant le même pour toutes les réactions, on obtient en particulier des relations entre des sections efficaces des collisions  $B B$ ,  $M B$  et  $B B$ . Ces dernières sont spécifiques du modèle des quarks et par là intéressantes. Elles ne découlent pas d'hypothèses de symétrie sauf si un principe d'universalité est ajouté. Un exemple d'une telle relation est le rapport  $2/3$  des sections efficaces totales à très hautes énergie des processus  $\pi P$  et  $P P$ . Les collisions à hautes énergies ont été discutées de la manière suivante.

##### a) *Sections efficaces totales*

Le théorème optique relie la section efficace totale à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant. L'hypothèse de l'additivité permet donc d'exprimer d'une manière triviale les sections efficaces totales par les amplitudes  $q q$  et  $q \bar{q}$  vers l'avant. Ceci fournit de nombreuses et intéressantes relations entre ces premières. Certaines d'entre elles découlent d'autres modèles comme par exemple de  $SU_3$  avec la dominance d'échange

de mésons vectoriels, de  $SU_6$ , ou encore de  $SU_3$  avec des hypothèses supplémentaires sur les couplages. Ce problème a été examiné en détail afin de bien montrer où le modèle des quarks intervient d'une manière essentielle. Une comparaison avec les données a été faite.

b) *Processus élastiques*

Ils ont été discutés d'une manière similaire à ce qui précède. Le problème des fonctions de recouvrement (ou des facteurs de forme) a été envisagé. Une relation intéressante entre la distribution angulaire de la collision  $p p$  à haute énergie et le facteur de forme du proton a été présentée.

c) *Processus inélastiques*

Bien que discutés en grand détail, ils ne seront ici que mentionnés. En fait, on considère les processus quasi-élastiques qui, expérimentalement, semblent jouer un rôle important dans les collisions à haute énergie. Leur description en termes du modèle des quarks, bien que plus compliquée et plus critiquable que celle des processus élastiques, s'effectue d'une manière analogue. Les processus inélastiques se classent en plusieurs catégories, en fonction des hypothèses plus ou moins restrictives qui sont imposées au modèle. Les prédictions obtenues ont été comparées aux résultats expérimentaux disponibles, et des conclusions quant à la validité des différents aspects du modèle ont été présentées. Le problème du calcul de la matrice densité dans le modèle des quarks pour des processus tels que  $PS + N \rightarrow v + N^*$ , etc. a été discuté et des prédictions spécifiques ont été énoncées. Enfin les processus de photoproduction ont été examinés dans le cadre de ce modèle.

12) Le cours s'est achevé par une revue de l'ensemble des résultats déduits et par leur discussion. Il a été conclu que le modèle des quarks, bien que très critiquable quant à ses fondements, bien qu'utilisant des hypothèses simplificatrices à outrance, et bien que fournissant des résultats qui s'obtiennent souvent de manières différentes, constitue un outil valable pour la description des particules élémentaires, leur classification et leurs interactions.

## B. — L'ALGÈBRE DES COURANTS

La partie du cours concernant l'algèbre des courants ne sera pas décrite ici en détail ; on aura à y revenir l'année prochaine. Nous nous bornons simplement à donner le plan schématique de ce qui a été discuté cette année.

1) Introduction. — Les symétries,  $SU_3$ ,  $SU_6$ . Essais insatisfaisants de généralisation relativiste de ce dernier groupe. Idée fondamentale de l'algèbre des courants : bien que la symétrie soit totalement cassée, les règles de commutation correspondantes restent valables. Possibilités de règles de somme.

Exemples du théorème d'Ademollo-Gatto ; celui de B. W. Lee concernant certains résultats de  $SU_6$  obtenus de l'algèbre et par la saturation à l'aide des états intermédiaires les plus bas.

2) Le théorème de Noether et ses applications. Les courants conservés et non conservés. Propriétés des courants, des charges. Règles de commutation à temps égaux des courants et des charges. Quelques exemples : le courant du spin isotopique ; le courant axial et sa divergence dans différents modèles lagrangiens (couplage pseudoscalaire, couplage pseudovectoriel, modèle  $\sigma$ ).

3) Le modèle des quarks et l'algèbre  $SU_3 \times SU_3$ . Règles de commutation des charges et des courants. Autres modèles possibles. Les règles de commutation pour les charges, pour les composantes genre temps et espace des courants en fonction des modèles.

4) Brève discussion des termes de Schwinger.

5) L'hypothèse de C.V.C.

6) L'hypothèse de PCAC ou PDDAC. Différents aspects ou formulations de cette hypothèse : les versions de la dominance de la divergence du courant axial par le pôle du  $\pi$ , de la théorie des champs, de la masse zéro du  $\pi$ . Quelques applications et résultats en particulier la formule de Godberger-Treiman. Discussion générale de cette hypothèse et de sa validité.

7) L'algèbre des courants et l'universalité.

8) Théorèmes de basse énergie et l'algèbre des courants dans la physique des mésons.

a) Rappel des théorèmes et des propriétés concernant les photons mous. Diffusion Compton sur proton, théorème de Kroll et Ruderman.

b) Définition d'un pion de basse énergie, possibilité de calculer les processus  $i \rightarrow f + \pi$  à partir des réactions  $i \rightarrow f$ .

c) Les trois types de théorèmes concernant les pions de basse énergie :

I - Emission d'un seul pion dans un processus fort ;

II - Emission d'un seul pion en présence d'une perturbation extérieure (faible ou électromagnétique) ;

III - Emission de plusieurs pions.

9) Emission d'un pion dans un processus fort. Le rôle du PCAC. Les différents graphes et leurs pôles. Le passage à la limite  $q\mu \rightarrow 0$ . La règle d'Adler qui permet de calculer  $\alpha \rightarrow \beta + \pi$  en fonction de  $\alpha \rightarrow \beta$  en attachant à chaque ligne extérieure le pion avec couplage gradient ce qui signifie que le calcul des perturbations à l'ordre le plus bas en théorie pseudovectorielle du méson est exact pour l'émission d'un pion mou. Quelques applications : la

diffusion et la condition de self-consistance d'Adler ; calcul de l'amplitude de diffusion  $\pi\bar{p}$  à basse énergie ; les processus  $N N \rightarrow N N \pi$  et  $N N \rightarrow D + \pi$ .

10) Emission d'un pion dans une perturbation extérieure. Formalisme général : les produits ordonnés dans le temps, la formule de réduction. Le rôle du PCAC et l'intervention des commutateurs. Passage à la limite  $q \mu \rightarrow 0$ . Formule fondamentale reliant l'élément de matrice du processus  $\alpha \rightarrow \beta \pi$  à celui du commutateur de la charge axiale avec l'opérateur représentant la perturbation pris entre les états  $\alpha$  et  $\beta$ . Application à la chaîne des réactions  $K \rightarrow l \nu$ ,  $K \pi l \nu$ ,  $K \rightarrow \pi \pi l \nu$ . Formule de Callan-Treiman exprimant la somme des facteurs de forme  $f_+$  et  $f_-$  du  $K_{13}$  en fonction des désintégrations  $K_{12}$  et  $\pi_{12}$ . Problèmes d'extrapolation en énergie. Introduction de  $SU_3$ . Comparaison avec les données expérimentales. Le processus  $K \rightarrow \pi \pi l \nu$  et ses facteurs de forme  $F_1$  et  $F_2$  exprimés en fonction de ceux de  $K_{13}$ . Problème du pôle pour le facteur de forme  $F_3$ . Discussion générale et comparaison avec les résultats expérimentaux.