

CBPF-NF-029/85
LES PARTICULES ELEMENTAIRES ET L'UNIFICATION DES
INTERACTIONS PHYSIQUES*

par

J. Leite Lopes^{1, 2}

¹Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF/CNPq
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150
22290 - Rio de Janeiro, RJ - Brasil

²Centre de Recherches Nucléaires et
Université Louis Pasteur, Strásbourg

*Conférence inaugurale des Journées Nationales de l'Union des Physiciens
Strasbourg, 27 octobre 1984

RÉSUMÉ

Un exposé des idées récentes sur les particules élémentaires et des origines des concepts de la théorie des champs de jauge et de l'unification des interactions.

Mots-clé: Champ de jauge; Particules élémentaires; Leptons; Quarks; Bosons faibles; Gluons; Baryon; Modèle standard; Grande unification.

I. LES THEORIES FONDAMENTALES DE LA PHYSIQUE

Trois théories, découvertes dans la première moitié de ce siècle, sont la base de la physique actuelle : la théorie de la relativité, développée à partir de 1905, la théorie relativiste de la gravitation (ou relativité générale) née en 1915 et la théorie quantique, cristallisée en 1925.

La théorie quantique est la base de la physique atomique et nucléaire, de la physique de la matière condensée, de la chimie.

La théorie quantique plus la théorie de la relativité constituent la mécanique quantique relativiste, la théorie quantique des champs, fondement de la physique des particules élémentaires, de la théorie des champs de jauge et des modèles d'unification des forces fondamentales.

L'astrophysique et la cosmologie ont recours à la physique nucléaire, à la physique des particules et à la théorie relativiste de la gravitation.

TABLE I

THEORIES FONDAMENTALES DE LA PHYSIQUE

théorie quantique
(non-relativiste)

physique atomique et moléculaire
chimie quantique
physique nucléaire
matière condensée, etc.

théorie de la relativité

électrodynamique
théorie classique des champs et
des particules à hautes énergies

théorie quantique + théorie de la
relativité

théorie quantique des champs
électrodynamique
interactions faibles
interactions fortes
particules
champs de jauge
modèles d'unification

théorie quantique + théorie de la
relativité + théorie de la gravitation

cosmologie
astrophysique

II LE BUT DE LA PHYSIQUE ET LES THEORIES UNITAIRES

Le but de la physique est la description de larges classes de phénomènes basée sur un petit nombre d'idées et postulats simples. Ces idées, ces postulats et ses conséquences qui constituent une théorie, donnent lieu à des représentations intuitives, à des images qui contribuent d'une manière essentielle à la compréhension de la classe considérée d'événements ; sa description quantitative est acquise dans un formalisme mathématique.

Un niveau supérieur de compréhension, d'"explication", on l'atteint en physique chaque fois que deux théories différentes sont unifiées, lorsqu'on s'aperçoit que deux classes de phénomènes apparemment sans rapport l'une avec l'autre, ont une liaison intime et constituent plutôt deux sous-classes d'un ensemble plus vaste d'événements décrites par une seule théorie plus large, unitaire.

Les grands progrès de la physique le long de son histoire résultent de ces unifications.

Newton en 1686 identifia la force de gravité que la Terre exerce sur les objets terrestres avec la force gravitationnelle entre deux corps quelconques dans l'Univers. Et avant lui, Galilée identifia l'espace physique où sont les corps célestes avec l'espace ouvert de la géométrie euclidienne et ainsi brisa le cosmos fermé d'Aristote.

En 1855, les équations découvertes par Maxwell ont montré que le champ électrique et le champ magnétique sont deux faces d'une seule entité physique et que les ondes de lumière sont des ondes électromagnétiques.

En l'année 1905 la théorie de la relativité a révélé que le temps et l'espace tri-dimensionnel ordinaire sont parties d'un continuum à quatre dimensions, l'espace-temps de Minkowski, scène de la matière et des événements.

En 1915, Einstein postula que le champ de gravitation est décrit par le tenseur de la métrique d'un espace de Riemann à quatre dimensions, il a, ainsi unifié la dynamique gravitationnelle avec la géométrie.

Et en l'année 1924, Louis de Broglie affirma que le comportement quantique de la lumière, d'après lequel le photon n'est ni une particule classique ni une onde classique, est aussi une propriété de la matière, de tous les corpuscules matériels.

Des travaux de De Broglie et Schrödinger, de Heisenberg, Born, Jordan et de Dirac est née la mécanique quantique qui décrit l'état d'un système physique par un vecteur d'un espace de Hilbert, qui obéit à une équation d'évolution temporelle découverte par Schrödinger. Les grands progrès en physique dans les derniers quinze ans résultent des efforts développés pour une unification des forces fondamentales.

III LE PRINCIPE DE LA RELATIVITE ET LA CLASSIFICATION DES VARIABLES DE CHAMP

Pendant longtemps, depuis les spéculations des philosophes grecs, on a distingué deux notions fondamentales dans la contemplation du monde physique : les corps, les objets -siège de la matière- et le mouvement de ces corps. Le mouvement a été décrit pour la première fois correctement par Galilée et Newton. Dans l'équation de Newton interviennent deux concepts, celui de masse - associé à la matière- et celui de force -associé au changement de mouvement. Si la masse est

une propriété donnée d'un corpuscule, la force \vec{F} dans l'équation de Newton est déterminée par l'équation de Poisson pour le potentiel ϕ , qui l'engendre à partir de la densité de la matière ρ :

<u>Matière</u>	<u>Force</u>
$m \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} = \vec{F}$	$\vec{F}/m = -\vec{\nabla} \phi$
	$\nabla^2 \phi = 4\pi \mathcal{G} \rho$

Ce dualisme matière-force est également la base de la théorie classique de Maxwell-Lorentz puisque l'équation de mouvement d'un électron classique est déterminée par la force de Lorentz qui est à son tour déterminée par le champ électromagnétique engendré par l'électron.

TABLE III

DUALITE MATIERE-FORCE EN THEORIE CLASSIQUE DE LORENTZ

$$m \frac{d^2 \vec{z}}{dt^2} = e \left\{ \vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{H} \right\}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = c \rho$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{j}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0$$

$$\rho(x) = e \delta^3(\vec{x} - \vec{z}(t))$$

$$\vec{j}(x) = e \vec{v} \delta^3(\vec{x} - \vec{z}(t))$$

$$\vec{v} = \frac{d\vec{z}}{dt}$$

Cette dualité est encore présente en mécanique quantique : d'un côté l'équation de Schrödinger ou l'équation de Dirac pour un électron plongé dans un champ électromagnétique et d'autre part les lois de Maxwell régissent le champ électromagnétique de l'électron.

Un pas vers l'unification des deux concepts est franchi en théorie quantique des champs : les particules sont des quanta d'un champ et cette variable est considérée comme un opérateur qui obéit à certaines règles de commutation et à certaines équations d'évolution temporelle, les équations relativistes. La dualité

se transforme donc dans une pluralité de champs.

La loi la plus importante en théorie des particules élémentaires est le principe de relativité. Il établit que les lois de la physique ne dépendent pas du choix de l'origine du référentiel attaché au laboratoire et du temps ; elles ne dépendent pas non plus de l'orientation spatiale des axes du référentiel ni de l'état de mouvement rectiligne et uniforme du laboratoire. Si x^μ , $\mu = 0, 1, 2, 3$ désigne les trois coordonnées x^1, x^2, x^3 d'un point de l'espace dans le référentiel de notre laboratoire où un événement arrive à l'instant $t = \frac{1}{c} x^0$, et si x'^μ sont les coordonnées de ce point dans le référentiel d'un Martien dont le laboratoire est en mouvement rectiligne et uniforme par rapport à vous, il y a alors une relation entre les deux ensembles de coordonnées, linéaire et non-homogène, de la forme :

$$x'^\mu = a^\mu + \sum_{\nu=0}^3 \lambda_\nu^\mu x^\nu \quad (1)$$

où λ_ν^μ sont seize nombres réels et a^μ est un quadrivecteur. Le principe de relativité impose la condition suivante : en admettant que le Martien vienne dans votre direction, si à l'instant précis t_x où son référentiel coïncide avec le notre une onde lumineuse est émise au point x -un phénomène observé par vous et par le Martien- vous verrez que cette onde se propage comme une surface sphérique avec vitesse c et avec centre au point x de sorte que lorsqu'elle atteint le point y à l'instant t_y on aura

$$(\vec{x} - \vec{y})^2 = c^2(t_x - t_y)^2$$

Le Martien alors verra également que cette onde se propage comme une surface sphérique dont le centre est le point \vec{x}' -qui coïncidait avec le point \vec{x} quand il est passé ici- de telle sorte que

$$(\vec{x}' - \vec{y}')^2 = c^2 (t'_x - t'_y)^2 .$$

C'est cette imposition qui interdit la détection de la vitesse constante v du laboratoire par le Martien et qui détermine les relations (1) entre x et x' -les équations du groupe de Poincaré ou groupe de Lorentz inhomogène. L'invariance de la forme quadratique

$$(x'^{\mu} - y'^{\mu})(x'_{\mu} - y'_{\mu}) = (x^{\alpha} - y^{\alpha})(x_{\alpha} - y_{\alpha})$$

(somme sous-entendue sur μ et sur α , de 0 à 3)

où :

$$x_0 = x^0, \quad x_1 = -x^1, \quad x_2 = -x^2, \quad x_3 = -x^3$$

entraîne des conditions sur les coefficients λ_{ν}^{μ} et réduit à six le nombre de tels coefficients indépendants.

L'étude du groupe des transformations de Poincaré et de ses représentations donne lieu à la détermination de la nature mathématique des champs physiques.

Dans une théorie qui obéit au principe de relativité, les champs ne peuvent être représentés que par des fonctions scalaires $\varphi(x)$ c'est-à-dire, telles que, l'équation (1) étant posée :

$$\varphi'(x') = \varphi(x) ;$$

par des quadrivecteurs $\phi^{\mu}(x)$:

$$\phi'^{\mu}(x') = \lambda_{\nu}^{\mu} \phi^{\nu}(x),$$

par des spineurs de Dirac $\psi_a(x)$, $a = 1, 2, 3, 4$,

$$\psi'_a(x') = D_{ab} \psi_b(x)$$

où D_{ab} est une certaine matrice à quatre lignes et quatre colonnes ; par des tenseurs du second ordre $t^{\mu\nu}(x)$, $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$:

$$t'^{\mu\nu}(x') = \lambda_{\alpha}^{\mu} \cdot \lambda_{\beta}^{\nu} t^{\alpha\beta}(x) ;$$

par des spineurs vecteurs $\psi_a^{\mu}(x)$:

$$\psi'_a{}^{\mu}(x') = \lambda_{\nu}^{\mu} D_{ab} \psi_b{}^{\nu}(x)$$

et ainsi de suite, par des tenseurs et des spineurs d'ordre supérieur.

Voici les équations relativistes des principaux champs :

- 1) Champ scalaire libre. L'équation, qui s'appelle l'équation de Klein-Gordon, est de la forme :

$$(\square + \mu^2) \varphi(x) = 0 \quad (2)$$

où l'opérateur dalembertien s'écrit :

$$\square = \partial_0^2 - (\partial_1)^2 - (\partial_2)^2 - (\partial_3)^2 \equiv \partial_{\mu} \partial^{\mu}$$

$$\partial_{\mu} \equiv \frac{\partial}{\partial x^{\mu}} \quad , \quad \mu = 0, 1, 2, 3$$

et μ est l'inverse d'une longueur

$$\mu = \frac{mc}{\hbar}$$

m est la masse des particules scalaires ou pseudoscalaires (spin zéro) définies par le champ φ .

2) Champ vectoriel libre. Le champ $\phi^\mu(x)$, $\mu = 0,1,2,3$ obéit à l'équation :

$$(\square + \mu^2) \phi^\mu(x) = 0$$

et à la condition :

$$\partial_\mu \phi^\mu(x) = 0$$

Ces deux équations sont équivalentes à l'équation de Proca :

$$\partial_\nu \mathcal{G}^{\mu\nu} + \mu^2 \phi^\mu = 0$$

avec :

(3)

$$\mathcal{G}^{\mu\nu} = \partial^\nu \phi^\mu - \partial^\mu \phi^\nu$$

3) Champ électromagnétique libre. Les équations de Maxwell sont contenues dans l'équation :

$$\partial_\nu F^{\mu\nu}(x) = 0 \quad (4)$$

$$F^{\mu\nu} = \partial^\nu A^\mu - \partial^\mu A^\nu \quad (4a)$$

$A^0 = \varphi$ est le potentiel soi-disant scalaire, \vec{A} le potentiel vecteur ; le champ électrique est

$$E^k = F^{0k}, \quad k = 1,2,3$$

et le champ magnétique est

$$B_3 \equiv F^{12} = \partial^2 A^1 - \partial^1 A^2 = \partial_1 A^2 - \partial_2 A^1, \text{ etc.}$$

c'est-à-dire

$$B_j = \epsilon_{jkl} F^{kl} ,$$

ou :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

Les équations de Maxwell s'expriment en termes de A^μ :

$$\square A^\mu - \partial^\mu (\partial_\nu A^\nu) = 0$$

et cette équation n'a des solutions que si l'on impose une condition sur A^μ , par exemple :

$$\partial_\nu A^\nu = 0$$

- 4) Champ spinoriel libre. Les particules avec masse m et spin $1/2$ sont décrites par l'équation de Dirac qui met en jeu un spineur $\psi(x)$ avec quatre composantes :

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \\ \psi_3(x) \\ \psi_4(x) \end{pmatrix}$$

et certaines matrices à quatre lignes et quatre colonnes, $\gamma^0, \gamma^1, \gamma^2, \gamma^3$.

L'équation s'écrit

$$\{i(\gamma^0 \partial_0 + \gamma^1 \partial_1 + \gamma^2 \partial_2 + \gamma^3 \partial_3) - K\} \psi(x) = 0$$

ou :

$$(i \gamma^\alpha \partial_\alpha - K) \psi(x) = 0, \quad K = \frac{mc}{\hbar}. \quad (5)$$

(somme sur α de 0 à 3 est sous-entendue).

Si l'on représente par $(\gamma^\alpha)_{ab}$, $a, b = 1, 2, 3, 4$ les éléments de matrice des γ et par $\psi_a(x)$ les composantes du spineur, $a = 1, 2, 3, 4$, l'équation ci-dessus est un système de quatre équations :

$$(i(\gamma^\alpha)_{ab} \partial_\alpha - K \delta_{ab}) \psi_b(x) = 0 \quad , \quad a = 1, 2, 3, 4.$$

(somme sur b de 1 à 4).

IV LES INTERACTIONS FONDAMENTALES ET LES PARTICULES ELEMENTAIRES

Actuellement, si l'on revient à la dualité matière-force, on pense qu'il n'y a que quatre types de forces auxquels se réduisent toutes les actions dans l'univers. Ce sont les interactions fondamentales : la gravitation, l'interaction faible, l'interaction électromagnétique et l'interaction forte.

Toutes les particules, toutes les formes d'énergie (un rayon de lumière, par exemple), subissent l'action de la gravitation et créent un champ gravitationnel.

Les interactions faibles sont les responsables pour l'émission d'électrons par les noyaux radioactifs -la radioactivité beta- dont le processus fondamental est la désintégration du neutron :



qui se transforme en proton avec l'émission d'un électron et d'une particule ultra-légère, peut être de masse nulle, l'antineutrino électronique.

Les interactions électromagnétiques sont dues à la charge électrique et les interactions fortes sont les responsables pour les forces qui maintiennent les protons et les neutrons dans les noyaux atomiques.

Les interactions fortes qui apparaissent comme les responsables pour les forces nucléaires sont les forces entre les constituants des hadrons, les soi-disant quarks.

Les particules élémentaires se classifient en : fermions, qui ont un spin $1/2$ (ou, en général, demi-entier) et bosons, avec un spin entier.

Parmi les fermions, les leptons ont des interactions de gravitation, faibles et électromagnétiques - pas d'interactions fortes ; les baryons présentent toutes les quatre interactions.

Parmi les bosons, nous trouvons les bosons faibles qui n'ont pas des interactions fortes, et les bosons hadroniques, qui ont toutes les interactions.

Une propriété importante des fermions à spin $1/2$ c'est qu'ils obéissent à l'équation de Dirac. Celle-ci a des solutions qui correspondent aux particules et des solutions qui décrivent les antiparticules. Si l'on adopte le langage des diagrammes de Feynman (Fig. 1)

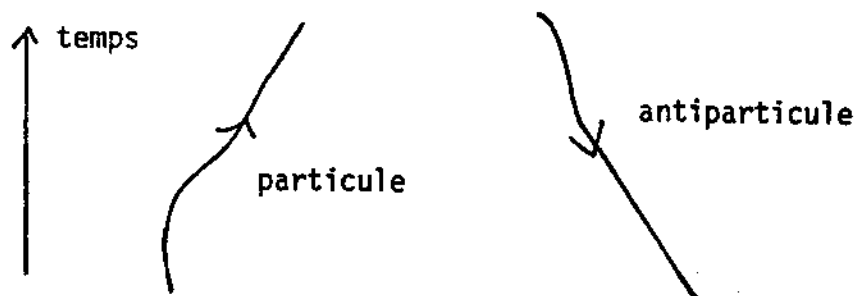


FIGURE 1

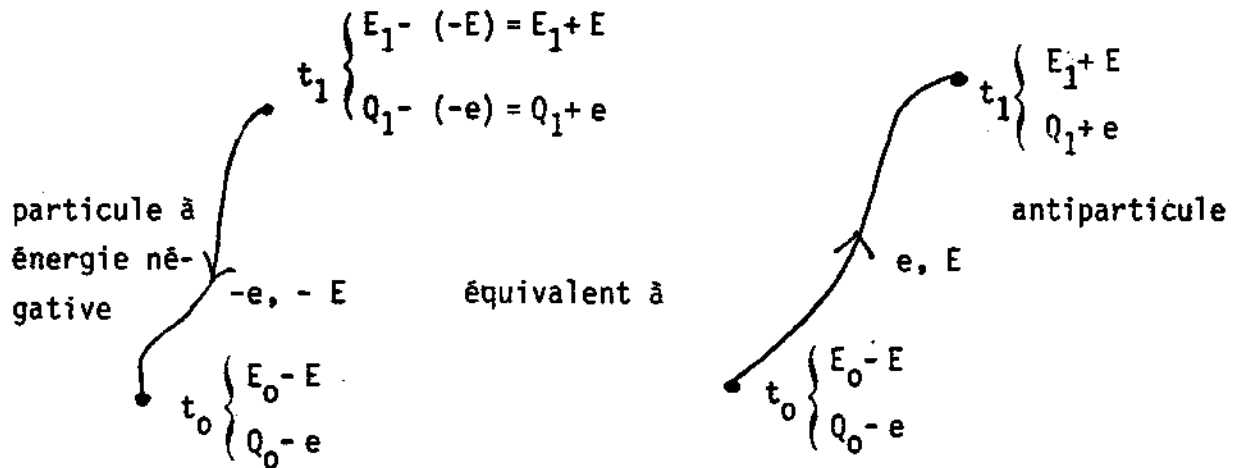


FIGURE 2

Une particule avec charge $-e$ et énergie négative $-E$ qui voyage du futur vers le passé ($t_1 > t_0$) équivaut à une particule avec charge $+e$ et énergie $+E$, qui voyage vers le futur, l'antiparticule de celle avec charge $-e$ et énergie $+E$.

les antiparticules seraient des particules à énergie négative qui se propageraient du futur vers le passé. Une particule et une antiparticule ont néanmoins une énergie positive, des charges opposées, la même masse et les mêmes interactions mais s'annihilent en bosons

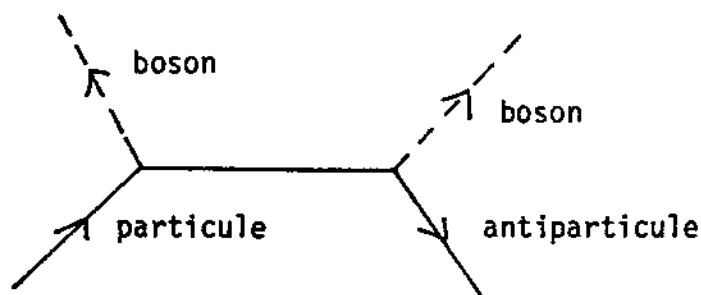


FIGURE 3

TABLE IV
LES INTERACTIONS FONDAMENTALES

Force	Transmises par
Gravitation	un champ à masse nulle avec spin 2 : gravitons
Faible	des champs de jauge qui donnent lieu à des particules avec masse et spin 1 : W^+ , W^- , Z
Electromagnétique	un champ de jauge sans masse à spin 1 : photons
Forte	champs de jauge sans masse à spin 1 : gluons

TABLE V
FERMIONS OBSERVES

<u>Leptons</u>	subissent forces électromagnétiques et faibles	$\nu_e, e^- ; \nu_\mu, \mu^- ; \nu_\tau, \tau^-$ et leurs antiparticules
<u>Baryons</u>	subissent ces forces et des interactions fortes	nucléons ; hypérons ; résonances baryoniques

TABLE VI
BOSONS OBSERVES

<u>Bosons électrofaibles</u>	subissent et transmettent des forces électromagnétiques et faibles	photons, bosons W^+, W^-, Z
<u>Bosons hadroniques</u>	subissent ces forces et des interactions fortes	$\pi, \rho, K, \phi,$ D, ψ, T, \dots

L'électron et le proton ont été découverts à la fin du dernier siècle, le photon, conçu en 1905, a été détecté dans l'effet Compton dans les années 20, le neutrino fut proposé par Pauli en 1930 et le neutron fut découvert en 1932. Ainsi, à la fin des années 30 on pensait que les particules élémentaires étaient celles indiquées dans la Table

TABLE VII
LES PARTICULES ELEMENTAIRES DES ANNEES 30

		Masse (MeV)	charge	spin
<u>Nucléons</u>	proton p	938	1	1/2
	neutron n	940	0	1/2
<u>Leptons</u>	neutrino ν	≈ 0	0	1/2
	électron e	0,511	-1	1/2
<u>Photon</u> γ		0	0	1

Ce fut après la guerre à partir de la fin des années 40, que des centaines de particules furent découvertes -à commencer en 1947, par des pions.

Aujourd'hui les particules fondamentales orthodoxes sont les particules de la matière, qui ont spin 1/2 et les quanta de champ qui transmettent les interactions entre ces particules :

<u>Particules de la</u> <u>matière, avec spin 1/2</u>	}	leptons
		quarks
<u>Quanta de champ</u>	}	photon γ ,
		bosons $W^+ W^- Z$
		gluon g

Les bosons de Higgs, s'ils existent, entrent dans la théorie pour qu'on puisse expliquer les masses des particules.

Les quarks furent inventés dans les années 60 pour décrire la grande variété de particules avec interaction forte, les hadrons. Nous pensons actuellement qu'il existe six types de quarks chacun desquels peut exister en trois états différents caractérisés par un nombre quantique qui s'appelle la couleur. Les six quarks sont ordonnés en trois familles de deux quarks, des doublets, et sont indiqués dans la Table

TABLE VIII

QUARKS

(Particules constituantes des hadrons)

<u>Familles</u>	<u>Charge</u>	<u>Nombre baryonique</u>
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	2/3	1/3
	- 1/3	1/3

On a été amené à considérer que ces particules étaient associées à des représentations d'un groupe de symétrie interne et on a besoin de trois quarks appelés quarks de valence -pour former un baryon. Ainsi le proton est constitué de trois quarks de valence, deux quarks u et un quark d tandis que le neutron est formé de deux quarks d et un quark u -en combinaison convenable de couleurs :

$$p \sim u u d$$

$$n \sim u d d$$

Le quark s caractérise les baryons étranges :

$$\Sigma^+ \sim u u s$$

$$\Sigma^- \sim d d s$$

$$\Sigma^0 \sim u d s, \text{ etc.}$$

Les quarks c , t et b ont été mis en évidence par la découverte de nouvelles particules, telles le ψ et le upsilon. On a aussi prédit l'existence de nouvelles particules comme le baryon $\Omega^- \sim s s s$. Par conséquent les charges des quarks sont fractionnaires avec valeurs $2/3$ et $-1/3$.

Les bosons hadroniques sont formés de paires quark - antiquark. Ainsi

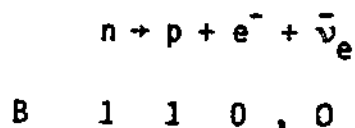
$$\pi^+ \sim u \bar{d},$$

$$K^+ \sim u \bar{s},$$

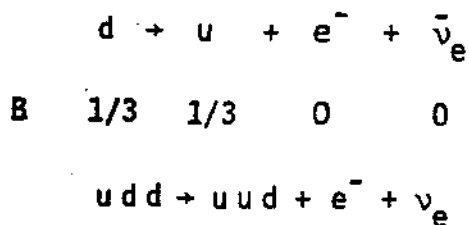
$$\psi \sim c \bar{c},$$

$$T \sim b \bar{b}, \text{ etc.}$$

Dans les réactions où apparaissent des baryons on a constaté qu'il y a une loi de conservation d'identité de cette espèce. Ainsi dans la désintégration du neutron un neutron disparaît mais apparaît un proton. On a ainsi proclamé que le nombre de baryons se conserve et on attribue à chaque baryon un nombre baryonique, B, égale à 1 pour un proton, égale à 1/3 pour un quark (la valeur opposée en signe pour les antiparticules). On pense par exemple que la réaction de désintégration du neutron



est due à une désintégration d'un quark d du neutron



D'autre part on attribue à chaque famille de leptons un nombre quantique similaire, le nombre leptonique L_e , L_μ et L_τ donnés dans la Table

TABLE IX

LEPTONS

Lepton	Masse (MeV)	Durée de vie (Sec)	L_e	L_μ	L_τ
ν_e	$< 60 \times 10^{-6}$	stable	1	0	0
e^-	0,511	stable	1	0	0
ν_μ	$< 0,510$	stable (?)	0	1	0
μ^-	105,6	219×10^{-6}	0	1	0
ν_τ	< 250	stable (?)	0	0	1
τ	1784	$2,8 \times 10^{-13}$	0	0	1

La loi de conservation du nombre leptonique s'applique à chaque nombre L_e , L_μ , L_τ , séparément, ce qui est indiqué par les réactions du type :

$$\begin{array}{r} \mu^- + \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e \\ L_\mu \quad 1 \quad 1 \quad 0 \quad 0 \\ L_e \quad 0 \quad 0 \quad 1 \quad -1 \\ \tau^- + \nu_\tau + e^- + \bar{\nu}_e \\ L_\tau \quad 1 \quad 1 \quad 0 \quad 0 \\ L_e \quad 0 \quad 0 \quad 1 \quad -1 \end{array}$$

V INVARIANCE DE JAUGE ET LE CHAMP DE JAUGE ELECTROMAGNETIQUE

Je dois maintenant vous parler des champs de jauge et des progrès accomplis dans les derniers quinze ans pour comprendre et unifier les interactions fondamentales.

Considérons tout d'abord l'invariance de jauge électromagnétique. Vous savez tous que, en physique classique, c'est le champ \vec{E} , \vec{B} qui a un sens d'observable tandis que le potentiel n'est pas déterminé d'une façon univoque. Si \vec{A} , φ est le potentiel qui engendre ce champ :

$$\vec{E} = - \vec{\nabla} \varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

un autre potentiel \vec{A}' , φ' qui diffère de \vec{A} , φ par une fonction arbitraire $\Lambda(\vec{x}, t)$ selon l'expression

$$\vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla} \Lambda$$

$$\varphi' = \varphi - \frac{\partial \Lambda}{\partial t}$$

(6)

donne lieu au même champ

$$\vec{E}' = \vec{E}, \quad \vec{B}' = \vec{B}$$

La transformation de \vec{A} , φ en \vec{A}' , φ' ci-dessus s'appelle une transformation de jauge électromagnétique.

Les équations de Maxwell aussi bien que les équations classiques de Lorentz sont invariantes de jauge, puisque elles peuvent s'exprimer en fonction de \vec{E}

et \vec{B} seulement (voir Table III). Mais si nous considérons le lagrangien de la particule en interaction avec le champ

$$L = \frac{1}{2} m \vec{v}^2 + e(\vec{v} \cdot \vec{A} - \varphi)$$

qui donne lieu à ces équations, L n'est pas invariant de jauge :

$$L' = L + e \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \Lambda - e \frac{\partial \Lambda}{\partial t}.$$

De même, l'hamiltonien

$$H = \frac{1}{2m} (\vec{p} - e \vec{A})^2 + e \varphi$$

n'est pas invariant de jauge.

En mécanique quantique on demande que l'équation de Schrödinger soit invariante de jauge puisque c'est de cette équation qu'on obtient les prédictions et la description des situations physiques. Cela exige, dans la représentation x , à savoir, dans le cas non-relativiste :

$$\left\{ \frac{1}{2m} (-i \hbar \vec{\nabla} - e \vec{A})^2 + e \varphi \right\} \psi(\vec{x}, t) = i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{x}, t)$$

que la fonction ψ subisse, en même temps que \vec{A} et φ changent d'après (6), une transformation de la forme :

$$\psi(\vec{x}, t) \rightarrow \psi'(\vec{x}, t) = e^{\frac{i}{\hbar} e \Lambda(\vec{x}, t)} \psi(\vec{x}, t) \quad (7)$$

Les différentiations créeront des termes en Λ qui annulent ceux qui proviennent de \vec{A}' et φ' .

Les transformations (6) et (7) sont donc les transformations de jauge électromagnétique en mécanique quantique.

Ce résultat, on peut le présenter d'une autre manière, qui se prête à une généralisation. Considérons les opérateurs de dérivation de ψ :

$$-i\hbar \vec{\nabla} \psi(\vec{x}, t) \quad \text{et} \quad i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{x}, t).$$

Si l'on change ψ en ψ' d'après l'équation (7) ces opérations donnent lieu à un terme de la forme $e^{\frac{i}{\hbar} \Lambda} (-i\hbar \vec{\nabla} \psi)$ et $e^{\frac{i}{\hbar} \Lambda} \frac{\partial \psi}{\partial t}$ mais aussi à un autre terme qui contient la dérivée de la fonction arbitraire Λ , à savoir

$$-i\hbar \vec{\nabla} \psi' = e^{\frac{i}{\hbar} \Lambda} \left\{ -i\hbar \vec{\nabla} + e (\vec{\nabla} \Lambda) \right\} \psi$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi' = e^{\frac{i}{\hbar} \Lambda} \left\{ i \frac{\partial}{\partial t} - e \frac{\partial \Lambda}{\partial t} \right\} \psi$$

Si Λ est arbitraire, la description d'une situation physique ne peut pas dépendre de Λ . Si l'on veut que l'équation de Schrödinger pour une particule libre

$$\frac{1}{2m} (-i\hbar \vec{\nabla})^2 \psi_0 = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi_0 \quad (8)$$

soit invariante sous la transformation (7) il faudra remplacer les dérivées $\vec{\nabla}$ et $\frac{\partial}{\partial t}$ par d'autres opérations \vec{D} et D_t telles que, en même temps que $\psi \rightarrow \psi'$, alors $\vec{D} \rightarrow \vec{D}'$ et $D_t \rightarrow D'_t$ et :

$$\begin{aligned} -i\hbar \vec{D}' \psi' &= e^{\frac{i}{\hbar} \Lambda} (-i\hbar \vec{D} \psi) \\ i\hbar D'_t \psi' &= e^{\frac{i}{\hbar} \Lambda} (i\hbar D_t \psi) \end{aligned} \quad (9)$$

On doit donc remplacer l'équation (3) par

$$\frac{1}{2m} (-i\hbar \vec{D})^2 \psi = i\hbar D_t \psi$$

qui sera alors invariante par (7) et (9).

On trouve facilement que :

$$\vec{D} = \vec{\nabla} - \frac{ie}{\hbar} \vec{A} \tag{10}$$

$$D_t = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{ie}{\hbar} \varphi$$

et donc :

$$\begin{aligned} \vec{D}' \psi' &= (\vec{\nabla} - \frac{ie}{\hbar} \vec{A}') e^{\frac{i}{\hbar} e \Lambda} \psi = \\ &= (\vec{\nabla} - \frac{ie}{\hbar} \vec{A} - \frac{ie}{\hbar} (\vec{\nabla} \Lambda)) e^{\frac{i}{\hbar} e \Lambda} \psi = \\ &= e^{\frac{i}{\hbar} e \Lambda} \vec{D} \psi \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D'_t \psi' &= (\frac{\partial}{\partial t} + \frac{ie}{\hbar} \varphi') e^{\frac{i}{\hbar} e \Lambda} \psi = \\ &= (\frac{\partial}{\partial t} + \frac{ie}{\hbar} \varphi - \frac{ie}{\hbar} \frac{\partial \Lambda}{\partial t}) e^{\frac{i}{\hbar} e \Lambda} \psi = \\ &= e^{\frac{i}{\hbar} e \Lambda} D_t \psi \end{aligned}$$

Ainsi si nous avons une équation qui décrit un champ libre donné par une fonction complexe $\phi(x)$ sur laquelle agit un opérateur $O(\vec{\nabla}, \frac{\partial}{\partial t}, m)$:

$$O(\vec{\nabla}, \frac{\partial}{\partial t}, m) \phi(\vec{x}, t) = 0$$

une équation invariante sous les transformations de jauge (7)

$$\phi(\vec{x}, t) \rightarrow \phi'(\vec{x}, t) = e^{\frac{i}{\hbar} \Lambda(\vec{x}, t)} \phi(\vec{x}, t)$$

sera obtenue avec l'insertion en 0 des opérateurs \vec{D} et D_t donnés par (10) :

$$0(\vec{D}, D_t, m) \phi(\vec{x}, t) = 0 \quad (11)$$

La demande d'invariance de jauge d'une équation quantique pour un champ complexe sous les transformations (7) exige donc l'introduction d'un champ vectoriel \vec{A} et d'un champ φ au moyen des dérivées (10). Ces dérivées s'appellent dérivées covariantes de jauge. Le champ \vec{A}, φ s'appelle un champ de jauge et l'équation décrit l'évolution d'un champ $\phi(x)$ en interaction avec le champ de jauge. Et celui-ci -on le voit- est le champ (potentiel) électromagnétique.

Si maintenant je considère les équations des champs sous forme relativiste, telles que celles données par les équations de Klein-Gordon (2), de Proca (3), de Dirac (5), j'obtiendrai les équations invariantes de jauge si j'y remplace les dérivées ordinaires $\partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu}$, $\mu = 0, 1, 2, 3$ par les dérivées covariantes

$$D_\mu = \partial_\mu + ie A_\mu \quad (12)$$

où j'ai choisi de faire $\hbar = 1$, $c = 1$ et le champ A_μ est tel que $A_0 = \varphi$. Les équations sont indiquées dans la Table X.

TABLE X		
EQUATIONS DE CHAMP INVARIANTES DE JAUGE ELECTROMAGNETIQUE		
	Equation de champ libre	Equation invariante de jauge
Klein-Gordon (Scalaire) (particules à spin zéro)	$(\square + \mu^2) \phi_0 = 0$	$(D_\alpha D^\alpha + \mu^2) \phi(x) = 0$
Proca (vecteur) (particules à spin 1)	$\partial_\nu \mathcal{G}_0^{\mu\nu} + \mu^2 \phi_0^\mu = 0,$ $\mathcal{G}_0^{\mu\nu} = \partial^\nu \phi_0^\mu - \partial^\mu \phi_0^\nu$	$D_\nu \mathcal{G}^{\mu\nu} + \mu^2 \phi^\mu = 0,$ $\mathcal{G}^{\mu\nu} = D^\nu A^\mu - D^\mu A^\nu$
Dirac (spineur) (particules à spin 1/2)	$(i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_0(x) = 0$	$(i \gamma^\mu D_\mu - m) \psi(x) = 0$
$D_\mu = \partial_\mu + ie A_\mu(x)$		

L'équation invariante de jauge décrit l'évolution d'un champ, représenté par une fonction complexe, en interaction avec le champ de jauge qui est, dans le cas présent, le champ électromagnétique.

La théorie est développée généralement par le formalisme lagrangien qui est basé sur le principe d'action. Une fonction réelle L construite avec un champ $\phi(x)$, son complexe conjugué $\phi^*(x)$ et ses dérivées premières $\partial_\mu \phi$, $\partial_\mu \phi^*$:

$$L = L(\phi(x), \phi^*(x), \partial_\mu \phi, \partial_\mu \phi^*)$$

engendre l'action S :

$$S = \int d^4 x L$$

Lorsque l'on change le champ $\phi(x)$ en $\phi(x) + \delta \phi(x)$ où $\delta \phi(x)$ est arbitraire mais s'annule à l'infini, L change en $L + \delta L$ et S en $S + \delta S$. Le principe d'action postule que S est stationnaire pour $\delta \phi(x)$ choisi de la façon indiquée, c'est-à-dire :

$$\delta S = 0 \quad (13)$$

Il en résulte que le champ obéit aux équations suivantes :

$$\frac{\partial L}{\partial \phi(x)} - \partial_\mu \frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu \phi)} = 0$$

dites équations de Lagrange qui sont les équations d'évolution du champ libre.

TABLE XI

LAGRANGEENS DE CHAMPS LIBRES

Klein-Gordon

$$L_0 = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - m^2 \phi^* \phi$$

Proca

(les variables dans
l'équation de Lagrange
sont $\phi^{\mu*}$ et $\mathcal{G}^{\mu\nu*}$)

$$L_0 = \frac{1}{2} \mathcal{G}_{\mu\nu}^* \mathcal{G}^{\mu\nu} - \frac{1}{2} \mathcal{G}_{\mu\nu}^* (\partial^\nu \phi^\mu - \partial^\mu \phi^\nu) - \\ - \frac{1}{2} (\partial^\nu \phi^{\mu*} - \partial^\mu \phi^{\nu*}) \mathcal{G}_{\mu\nu} + m^2 \phi_\mu^* \phi^\mu$$

Dirac

$$L_0 = \bar{\psi} (i \gamma^\alpha \partial_\alpha - m) \psi \quad \text{avec} \quad \bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$$

Pour construire maintenant une théorie invariante par rapport aux transformations (7) on doit remplacer dans ces lagrangiens les dérivées ∂_μ par les dérivées covariantes D_μ données par (12)

$$L(\phi, \phi^*, \partial_\mu \phi, \partial_\mu \phi^*) \longrightarrow L(\phi, \phi^*, D_\mu \phi, (D_\mu \phi)^*)$$

Au lagrangien ainsi obtenu on doit ajouter un terme nouveau que ne contient que le champ de jauge. On trouve que :

$$L_A = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

où $F_{\mu\nu}$ est le tenseur de Maxwell (4a).

Ainsi le lagrangien qui engendre une théorie invariante de jauge électromagnétique est finalement :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu}(x) + L(\phi(x), \phi^*(x), D_\mu \phi(x), (D_\mu \phi(x))^*) \quad (13a)$$

Si l'on considère comme variables à être variées dans le principe d'action (13), ϕ et $D_\mu \phi$ et ses complexes conjugués on obtient les équations de Lagrange invariantes de jauge :

$$\frac{\partial L}{\partial \phi^*(x)} - D_\mu \frac{\partial L}{\partial (D_\mu \phi)^*} = 0 \quad (14)$$

qui déterminent les équations de $\phi(x)$

Lorsque l'on varie A_μ et $\partial_\nu A_\mu$ on obtient

$$\frac{\partial L}{\partial A_\mu(x)} - \partial_\nu \frac{\partial L}{\partial (\partial_\nu A_\mu(x))} = 0 \quad (15)$$

Ce qui donnera les équations de Maxwell :

$$\partial_\nu F^{\mu\nu}(x) = j^\mu(x)$$

où $j^\mu(x)$ est le courant électromagnétique.

VI DEGRES DE LIBERTE INTERNE DE PARTICULES. L'ISOSPIN

Une particule neutre est décrite par un champ qui est une fonction réelle (opérateur hermitique dans la théorie quantique). Il ne peut évidemment pas subir les transformations de jauge (7), valables uniquement pour des fonctions ψ complexes. Les propriétés intrinsèques d'une telle particule sans charge sont la masse et son spin, des propriétés géométriques puisque déterminées par les générateurs du groupe de Poincaré, un groupe de transformations géométriques dans l'espace-temps. La charge d'une particule est donc liée au caractère complexe de la fonction (ou opérateur) qui la décrit -un degré de liberté interne.

Le courant électromagnétique d'un champ décrit par une fonction complexe résulte du fait que les observables doivent avoir uniquement des valeurs réelles et donc s'exprimer en fonction de produits de la forme $\psi^*\psi$. Ces observables sont donc invariantes sous le groupe de transformations (7) avec pour Λ une constante. Ce groupe à un seul paramètre a le nom de groupe $U(1)$.

Un autre exemple de degré de liberté interne est l'isospin. Vous savez qu'un spineur de Pauli $\psi(x)$ est une paire de fonctions complexes, $\psi_1(x)$ et $\psi_2(x)$:

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \end{pmatrix}$$

qui décrivent, en mécanique quantique non-relativiste, une particule avec spin 1/2. $\psi_1^*(x) \psi_1(x)$ représente la densité de probabilité pour trouver une particule au point \vec{x} , à l'instant t , avec la composante de son spin selon un axe, Oz disons, égale à $\frac{1}{2} \pi$, tandis que $\psi_2^*(x) \psi_2(x)$ correspond au cas où cette composante est $-\frac{1}{2} \pi$.

Les matrices de Pauli $\vec{\sigma}$:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (16)$$

décrivent l'opérateur de spin \vec{S} d'un fermion à spin 1/2 :

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \pi \vec{\sigma}$$

Lorsque l'on applique une rotation avec les angles $\vec{\alpha}$ dans l'espace à trois dimensions le spineur de Pauli change de telle sorte que l'équation de Pauli-Schrödinger soit invariante. On trouve que cette transformation est de la forme :

$$\psi'(x') = e^{i \vec{\alpha} \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2}} \psi(x) \quad (16a)$$

qui correspond aux rotations de l'espace.

Le groupe des transformations, $e^{i \vec{\alpha} \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2}}$, définies dans l'espace des spineurs de Pauli s'appelle le groupe SU(2).

Au lieu de considérer le spin mécanique, nous pouvons avoir affaire avec deux particules avec la même masse et qui ont les mêmes propriétés sauf la charge électrique. Dans le cas du proton et du neutron, dans la limite de même masse

(elles diffèrent un peu), ils ont les mêmes propriétés nucléaires, abstraction faite de la charge et, donc, du moment magnétique. Heisenberg proposa de considérer le proton et neutron comme deux états, avec charge différente, d'une seule particule, le nucléon. Si $p(x)$ et $n(x)$ sont deux fonctions de \vec{x} et t , un nucléon est décrit par le spineur (appelé isospineur) :

$$N(x) = \begin{pmatrix} p(x) \\ n(x) \end{pmatrix} ; \quad (17)$$

$p^*(x)$ $p(x)$ représente la densité de probabilité pour que la particule au point \vec{x} et à l'instant t soit un proton, $n^*(x)$ $n(x)$ pour qu'elle soit un neutron (p et n , à leur tour, seront des spineurs de Pauli si l'on prend en compte le spin du nucléon). La physique nucléaire obtenue par un observateur qui décrit un nucléon par le spineur (17) sera donc la même que celle obtenue par un physicien qui décrit ce nucléon par l'isospineur

$$N'(x) = e^{i \vec{\lambda} \cdot \frac{\vec{\tau}}{2}} N(x) \quad (18)$$

où $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ sont trois paramètres réels et les $\vec{\tau}$ sont les matrices (16) -qui ne se réfèrent pas au spin mécanique, elles déterminent la charge du nucléon :

$$Q = \frac{1}{2}(I + \tau_3)$$

Le groupe des transformations données par l'exponentielle ci-dessus constitue le groupe SU(2).

Si l'invariance de la théorie par rapport aux transformations (7) avec Λ constante -le groupe U(1)- donne lieu au courant électromagnétique, conservé

l'invariance de la théorie sous les transformations (18) du groupe SU(2) définit un nouveau courant qui se conserve, lui aussi, le courant de isospin, $j_a^\mu(x)$, où l'indice $a = 1, 2, 3$ correspond à l'isospin.

VII LES CHAMPS DE JAUGE DE YANG-MILLS

C.N. Yang et R. Mills ont eu l'idée de considérer les transformations (18) dans le cas où les paramètres $\vec{\lambda}$ dépendent de \vec{x} et t . Le groupe correspondant s'appelle le groupe SU(2) local :

$$N'(x) = e^{i \vec{\lambda}(x) \cdot \frac{\vec{\tau}}{2}} N(x) \quad (19)$$

(si les paramètres $\vec{\lambda}$ sont constants, le groupe SU(2) s'appelle global).

En admettant que les deux états $p(x)$ et $n(x)$ qui constituent le spineur $N(x)$ ont la même masse m , le lagrangien de Dirac pour $N(x)$ s'écrit

$$L = \bar{N}(x) (i \gamma^\alpha \partial_\alpha - m) N(x) \quad (20)$$

ce qui veut dire :

$$L = \bar{p}(x) (i \gamma^\alpha \partial_\alpha - m) p(x) + \bar{n}(x) (i \gamma^\alpha \partial_\alpha - m) n(x)$$

où

$$\bar{p} = p^\dagger \gamma^0 \quad \text{et} \quad \bar{N}(x) = (\bar{p}(x), \bar{n}(x))$$

Il est invariant sous le groupe SU(2) global, (18) mais ne l'est pas sous le groupe SU(2) local (19).

Pour construire une théorie invariante dans ce dernier cas il faudra remplacer

les dérivées ∂_α par des dérivées covariantes convenables D_μ , qui sont maintenant des matrices 2×2 puisque N a deux composantes :

$$(D_\mu N(x))_a = \sum_{b=1}^2 (D_\mu)_{ab} N_b, \quad a = 1,2 \quad ; \quad N_1 \equiv n, \quad N_2 \equiv p$$

Cette dérivée contiendra nécessairement les générateurs du groupe $SU(2)$, τ_a , et sera donc de la forme :

$$(D_\mu)_{ab} = \partial_\mu \delta_{ab} + ig \vec{A}_\mu(x) \cdot \frac{\vec{\tau}_{ab}}{2}$$

g est une constante similaire à la charge e . Les trois champs $A_{\mu a}(x)$, $a = 1,2,3$ sont les champs de jauge de Yang-Mills.

Le lagrangien d'une théorie invariante de jauge de Yang-Mills contient un terme qui se réfère uniquement au champ de Yang-Mills ; il a la forme

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} \vec{F}_{\mu\nu} \cdot \vec{F}^{\mu\nu} + L(N, N^\dagger, D_\mu N, (D_\mu N)^\dagger)$$

(la flèche indique ici un tri-vecteur d'isospin).

Le tenseur $\vec{F}_{\mu\nu}$ a la forme

$$\vec{F}_{\mu\nu} = \partial_\nu \vec{A}_\mu - \partial_\mu \vec{A}_\nu + g [\vec{A}_\mu \times \vec{A}_\nu]$$

Aussi bien le champ $\vec{A}_\mu(x)$ que le champ $\vec{F}_{\mu\nu}(x)$ subissent une transformation de jauge correspondante aux transformations locales (19) de $N(x)$. Elles s'écrivent, pour $\vec{\Lambda}(x)$ infinitésimal :

$$\vec{A}'_\mu(x) = \vec{A}_\mu(x) - \partial_\mu \vec{\Lambda}(x) + g [\vec{\Lambda}(x) \times \vec{A}_\mu(x)]$$

$$\vec{F}'_{\mu\nu}(x) = \vec{F}_{\mu\nu}(x) - g [\vec{\Lambda}(x) \times \vec{F}_{\mu\nu}(x)]$$

(19a)

Les transformations (19) s'appellent non-abéliennes parce qu'elles contiennent les matrices $\vec{\tau}$ dont les composantes ne commutent pas entre elles.

Le lagrangien donnera lieu à une interaction du champ \vec{A}_μ , avec le courant d'isospin ; mais la caractéristique de ce lagrangien sera le fait que le champ \vec{A}_μ interagit avec lui-même - la théorie est non-linéaire.

VIII LES INTERACTIONS FAIBLES ET LE MODELE DES FORCES ELECTROFAIBLES

Il faut maintenant que je vous parle des interactions faibles.

Vous savez que l'interaction entre deux électrons est transmise par des photons : un électron interagit avec le champ électromagnétique et émet un photon qui se propage et est absorbé par l'autre électron

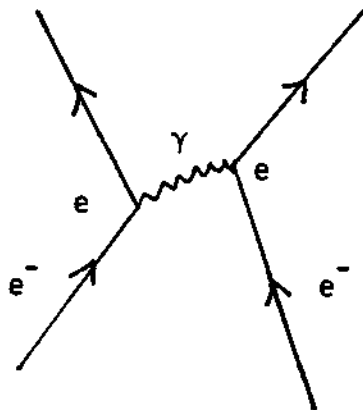
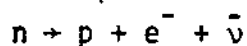


FIGURE 4

On peut penser que la désintégration beta du neutron



est due à l'action du quantum d'un champ similaire au champ électromagnétique. Le neutron émet ce quantum et se transforme en proton et le quantum se désintègre en un électron et antineutrino (Fig. 5). Ce quantum doit donc avoir une charge électrique et une masse pour que la force ait une courte portée.

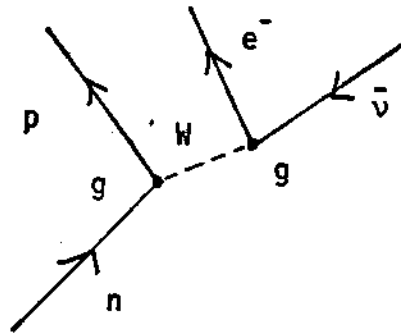


FIGURE 5

Les idées sur les interactions faibles se sont développées à partir de 1934 lorsque Fermi proposa que les deux points $g g$ de la Fig. 5 seraient coïncidents. Mais l'idée d'un quantum W entre ces deux points restait plausible.

Avant 1957 on ne savait lequel de ces champs serait le responsable pour ce quantum ; ni même si cette idée serait valable. Cette année là, Feynmann et Gell-Mann ont trouvé la forme mathématique de l'interaction responsable pour la désintégration beta : on l'exprime en disant que les courants faibles (n, p) et (e, ν) sont exprimés comme une forme vectorielle moins une forme axiale. Par conséquent le quantum échangé entre le neutron et la paire (e, ν) devrait bien être une particule vectorielle. On l'appelle les bosons W^+, W^- . En 1958, en lisant l'article de Feynman et Gell-Mann j'ai pensé que ces particules devraient réellement exister et avoir un lien de parenté avec les photons, qui sont aussi des particules vectorielles. J'ai donc publié un article où j'ai montré que si

La constante d'interaction g des bosons W avec la matière est égale à la charge e , qui est la constante d'interaction électromagnétique, alors la masse des bosons W est déterminée et égale à environ 60 fois la masse d'un proton¹⁾

$$g = e \rightarrow m_W \sim 60 m_p$$

L'hypothèse $g = e$ est déjà une indication que les interactions faible et électromagnétique sont unifiées puisque les deux quanta, γ et W , ont la même nature géométrique (vectorielle) et la même intensité d'interaction avec une différence à savoir la violation de parité par les forces faibles. Ces années là les physiciens pensaient que cette masse serait à peine plus grande que m_p .

J'ai encore généralisé les interactions faibles et admis qu'un autre boson, neutre (on l'appelle aujourd'hui le boson Z), devrait aussi exister et être responsable pour des forces faibles entre des particules qui ne changent pas de charge (Fig. 6) par exemple, dans les collisions électron-neutron et ν_μ, e .

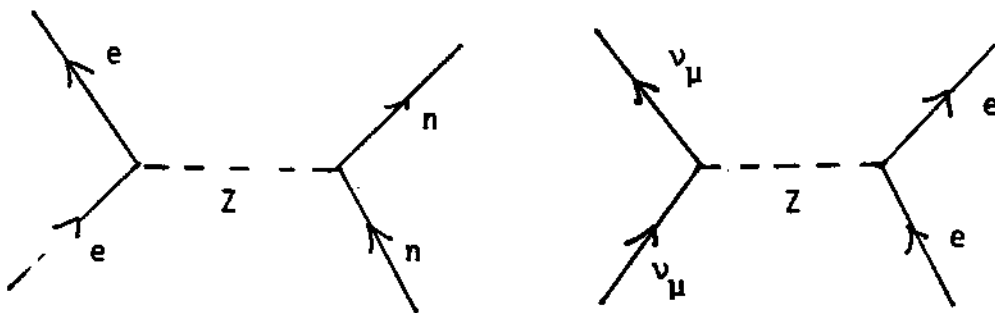


FIGURE 6

A cette époque là, on a pensé que si le champ responsable pour les interactions faibles est vectoriel, il pourrait bien être un champ de jauge de Yang-Mills.

1) J. Leite Lopes, Nucl. Phys. 8, 234 (1958).

Mais ce champ a une masse nulle, pour qu'il existe une invariance de jauge $SU(2)$, tandis que les bosons W doivent avoir une masse. La même difficulté je l'ai éprouvée quand j'ai trouvé une masse très élevée pour les W puisqu'alors je ne savais pas comment W^+ , W^- et Z pourraient appartenir à un multiplet avec les photons dont la masse est nulle. L'appartenance à un tel multiplet suggérée par l'égalité $g = e$ serait une indication d'unification.

Cette question a été résolue par Steve Weinberg en 1967 et en 1972. Il a proposé une théorie invariante de jauge, sous les groupes $SU(2)$ et $U(1)$; la matière fondamentale serait constituée d'un doublet (sur lequel agit le groupe $SU(2)$) et un singulet (sur lequel agit le groupe $U(1)$). Par exemple, comme les neutrinos émis dans les réactions connues jusqu'à aujourd'hui sont totalement polarisés à gauche, on peut considérer un doublet constitué d'un neutrino lévogyre et un électron lévogyre :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$$

Mais puisque l'électron peut avoir des composantes dextrogyres il faut aussi admettre un singulet, à savoir un électron dextrogyre :

$$e_D$$

A partir de là, Weinberg (et indépendamment Salam et Glashow) construisit un lagrangien invariant de jauge sous $SU(2)$ et $U(1)$; il a donc introduit un champ de Yang-Mills avec trois composantes d'isospin, \vec{A}_μ et un champ de jauge sous $U(1)$, B_μ , et deux constantes d'interaction g et g' . Initialement, le

lagrangien est invariant de jauge et donc toutes ces particules, le neutrino, l'électron et les champs de jauge, sont à masse nulle. Weinberg montra alors que l'on peut introduire une autre interaction avec un champ scalaire massif, le champ de Higgs, briser la symétrie de jauge et ensuite engendrer les masses des particules physiques : (c'est le soi-disant mécanisme de Higgs) l'électron acquiert ainsi sa masse, le neutrino peut avoir soit une masse nulle ou une petite masse. Et les champs \vec{A}_μ et B_μ donnent lieu à quatre champs équivalents, les champs W_μ , W_μ^+ , Z_μ et A_μ , qui sont les champs des bosons mentionnés avant, et le champ électromagnétique. Les bosons acquièrent une masse telle que

$$m_W \sim 75 \text{ GeV} \qquad m_Z \sim 90 \text{ GeV}$$

$$m_\gamma = 0$$

Les bosons W et Z ont été trouvés expérimentalement au CERN il y a juste un an. Ces résultats ont confirmé ma suggestion de 1958. Et au lieu de l'égalité $g = e$ que j'avais postulée, on obtient dans la théorie de Weinberg et Salam-Glashow :

$$e = g \sin \theta_W$$

où θ_W est un paramètre tel que $\sin^2 \theta_W \approx 0.23$.

Cette théorie constitue le modèle standard des forces électrofaibles. C'est le premier exemple d'une tentative d'unification des forces fondamentales qui a eu du succès. Les forces électromagnétiques et les forces faibles sont les deux faces des champs de jauge sous le groupe $SU(2) \otimes U(1)$.

IX LES INTERACTIONS FORTES ET LA CHROMODYNAMIQUE

Pendant plusieurs décades, depuis que Yukawa en 1935 proposa l'existence de champs mésoniques, on a pensé que les interactions fortes étaient dues à ces champs, à l'interaction de mésons hadroniques avec baryons. Ce ne fut que dans les années 70 que se développa la chromodynamique, une théorie acceptée aujourd'hui comme le modèle des interactions fortes. Il a fallu attendre la naissance du modèle des quarks et la conception que chaque quark existe en trois états caractérisés par le nombre quantique couleur. (La notion de couleur résulta des difficultés liées à la construction d'états, comme celui de Δ^{++} de baryons avec trois quarks u avec spin en haut. Seulement si chacun des trois u a une couleur différente, peut-on construire un état antisymétrique pour Δ^{++} . En plus, on postule qu'aucune particule physique ne peut avoir une couleur différente de zéro). Si nous désignons par $q(x)$ un spineur que décrit un quark ce spineur doit avoir trois composantes de couleur :

$$q(x) = \begin{pmatrix} q_1(x) \\ q_2(x) \\ q_3(x) \end{pmatrix}$$

Le groupe de transformations défini dans l'espace vectoriel complexe à trois dimensions, avec déterminant égal à 1 s'appelle le groupe SU(3). Il existe huit matrices fondamentales à trois lignes et trois colonnes, λ_k , qui jouent le rôle pour SU(3) que les matrices de Pauli τ_j ont pour le groupe SU(2). Si α_j , $j = 1, \dots, 8$ sont les paramètres qui caractérisent une transformation de ce groupe, on aura :

$$q'(x) = e^{i \sum_k \frac{\lambda_k}{2} \alpha_k} q(x)$$

(somme sur k de 1 à 8).

Lorsque les paramètres α_k dépendent du point x de l'espace temps alors le lagrangien du quark $q(x)$ libre n'est pas invariant sous ce groupe. Si l'on utilise la méthode appliquée dans le cas du groupe SU(2) local on trouve que l'on peut obtenir un lagrangien, L , invariant de jauge si l'on utilise les dérivées covariantes :

$$D_\mu q(x) = (\partial_\mu + if C_{\mu k}(x) \frac{\lambda_k}{2}) q(x)$$

avec la demande que ces dérivées se transforment comme les spineurs eux-mêmes :

$$D'_\mu q'(x) = e^{if \frac{\lambda_k}{2} \alpha_k(x)} (D_\mu q(x))$$

On est ainsi conduit à introduire un champ de jauge $C_{\mu k}(x)$, $k = 1, \dots, 8$ avec huit composantes, avec masse nulle, qui aura une loi de transformation de jauge telle que le lagrangien

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} \mathcal{G}_k^{\mu\nu} \mathcal{G}_{\mu\nu k} + \bar{q} (i \gamma^\alpha D_\alpha - m) q$$

soit invariant sous le groupe SU(3) :

$$\mathcal{G}_{\mu\nu, k} = \partial_\nu C_{\mu k} - \partial_\mu C_{\nu k} + f h_{k\ell n} C_{\mu\ell} C_{\nu n}$$

f est la constante d'interaction, $h_{k\ell n}$ les constantes de structure du groupe SU(3).

Ce champ de jauge $C_{\mu k}(x)$ s'appelle le champ de couleur et ses huit quanta sont les gluons. Les gluons interagissent avec les quarks aussi bien qu'entre eux. La théorie est donc non-linéaire et vous avez des termes d'interaction qui contiennent les auto-interactions de gluons mettant en jeu soit trois soit quatre champs

de gluons ayant un sommet commun.

La théorie a été développée au cours des dix dernières années et les spécialistes la considèrent comme un succès.

X LA GRANDE UNIFICATION

Les interactions faibles, électromagnétique et forte sont donc décrites au moyen de certains champs de jauge avec spin 1. Dans le cas électromagnétique, l'invariance de jauge $U(1)$ est exacte ; aussi dans le cas de la chromodynamique l'invariance $SU(3)$ est exacte. Les photons et les gluons ont donc masse zéro. Dans le modèle électrofaible l'invariance de jauge $SU(2) \times U(1)$ est brisée, les bosons de jauge acquièrent une masse et la théorie n'a finalement que l'invariance $U(1)$.

Après ces développements, vous voyez qu'il est naturel qu'on se demande s'il n'est pas possible de construire une théorie qui unifie les interactions fortes avec les forces électrofaibles. La théorie devra donc admettre un groupe qui doit contenir le produit $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

On a pu construire quelques modèles qui satisfont à cette demande, par exemple le modèle $SU(5)$, le modèle $SO(10)$ et le modèle E_6 .

La demande d'une grande unification des trois forces indiquées provient du fait que certaines questions fondamentales ne sont pas résolues si l'on reste dans le cadre de la chromodynamique à côté du modèle standard électrofaible, c'est-à-dire, du groupe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$:

- 1) l'existence de trois constantes d'interaction f, g, g' ou f, e, θ_W n'est pas satisfaisant du point de vue de l'unification ;
- 2) pourquoi existe-t-il trois familles de leptons et de quarks, avec des masses si différentes ?
- 3) Quelle est la relation entre quarks et leptons ?
- 4) Pourquoi a-t-on une charge du proton exactement (à moins de 10^{-20}) égale et de signe opposé à celle de l'électron ?

Dans le modèle SU(5) le groupe de jauge est le groupe SU(5), un groupe de transformations avec vingt-quatre paramètres, α_k , avec déterminant égal à 1 et qui agit sur un espace vectoriel complexe à cinq dimensions. Le nombre de matrices T_k dans l'exponentielle

$$\psi' = e^{ig \alpha_k T_k} \psi$$

est donc vingt et quatre. Elles sont des matrices à cinq lignes et cinq colonnes et la fonction ψ a cinq composantes. ψ est le multiplet fondamental et contient trois composantes de couleur d'un quark, l'anti-quark \bar{d} lévogyre, et les deux autres composantes sont l'électron et son neutrino, lévogyres.

La théorie introduit vingt-quatre champs de jauge et une seule constante g :

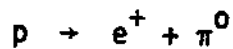
$$D_\mu = \partial_\mu + ig \alpha_k(x) T_k$$

(somme sur k de 1 à 24). Ces champs de jauge comprennent les douze champs qui correspondent aux huit gluons plus W^+, W^-, Z et γ . Les champs de jauge qui restent, en nombre de douze, sont responsables de transformations de quarks en

leptons ; ils ont une masse très élevée de l'ordre de 10^{15} GeV. La théorie donne une corrélation entre la charge de l'électron et celle des quarks, à savoir

$$Q_u = \frac{2}{3} Q_{e^+} .$$

Surtout, l'occurrence de leptons dans un multiplet avec des quarks implique une transformation de ceux-ci en leptons et donc une instabilité du proton :



avec une vie moyenne de l'ordre de 10^{31} ans. C'est la conséquence phénoménologique la plus importante de ce modèle et des expériences sont aujourd'hui en cours pour vérifier si elle est vraie.

Je m'arrête ici. D'autres développements importants se sont produits dans le domaine de la théorie de l'unification des champs, tels que la supersymétrie et la supergravité. L'unification des trois forces examinées ci-dessus avec la gravitation* n'est pas encore achevée. Mais la cosmologie reçoit d'importantes contributions des modèles d'unification, concernant l'évolution de l'Univers dans les premières secondes de sa formation. L'échelle d'énergies mise en jeu par ces modèles, 10^{15} GeV ou plus grandes, peut être atteinte dans l'explosion de trous noirs qui vont jusqu'à l'énergie de Planck, 10^{19} GeV, qui correspond à des températures de 10^{32} degrés Kelvin. Ces températures doivent avoir été réalisées pendant le big-bang lorsque l'Univers avait l'âge de 10^{-37} sec. L'Univers dans ces conditions, se présente aux physiciens comme le laboratoire adéquat à la vérification expérimentale des prédictions des théories d'unification.

La supersymétrie prédit l'existence de nouvelles particules, les théories de jauge l'existence de monopoles magnétiques, pas encore détectées expérimentalement.

* Le champ de gravitation est un champ de jauge avec spin 2.

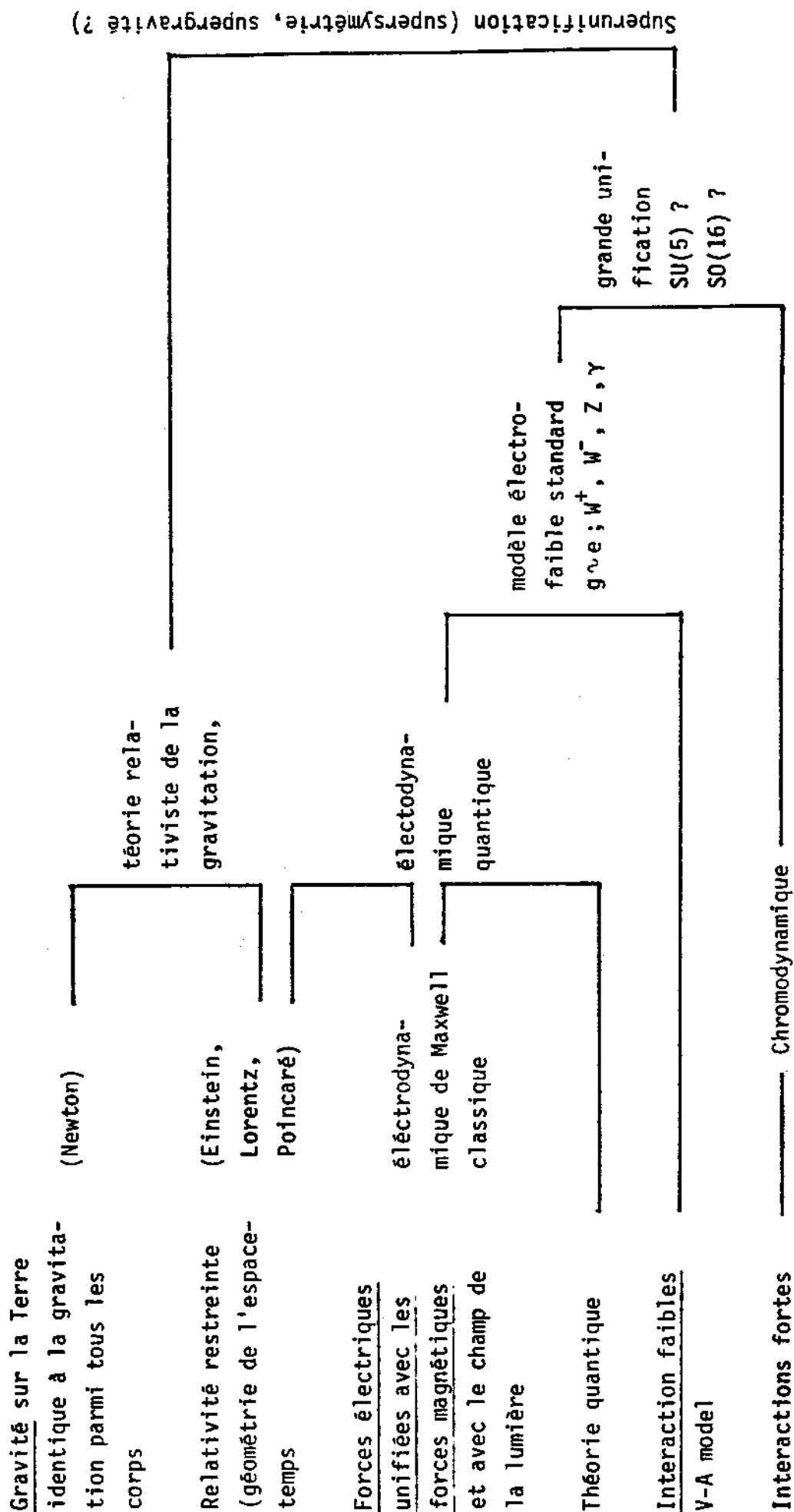


TABLE XII - Les étapes vers l'unification des interactions physiques

BIBLIOGRAPHIE

1. J. LEITE LOPES, Fondements de la Physique Atomique, Hermann, Paris 1967.
2. R.P. FEYNMAN, Cours de Physique, Vol. 3 (Mécanique Quantique) Interéditions, Paris 1980.
3. Erwind H. WICHMAN, Physique Quantique, Cours de Physique de Berkeley, Vol. 4, A. Colin, Paris 1974.
4. C. COHEN-TANNOUJJI, B. Diu, F. Laloe, Mécanique Quantique, Hermann, Paris 1977.
5. A. EINSTEIN, The meaning of relativity, Princeton University Press 1946.
6. H. WEYL, Symmetry, Princeton University Press 1952.
7. J. LEITE LOPES, Lectures on symmetries, Gordon & Breach, New York 1969.
8. R. OMNES, Introduction à l'Etude des Particules Élémentaires, Ediscience, Paris 1970.
9. L. LANDAU, Théorie du Champ, Ed. de la Paix, Moscou.
10. L. LANDAU, Théorie Quantique Relativiste, Ed. de la Paix, Moscou 1972.
11. J. LEITE LOPES, Gauge Field Theories : an Introduction, Pergamon Press, Oxford 1981.
12. R.P. FEYNMAN, La Nature de la Physique, Ed. Seuil.
13. W. HEISENBERG, Physique et Philosophie, Ed. Albin Michel 1971.
14. W. HEISENBERG, La Nature dans la Physique Contemporaine, Ed. NRF 1962.
15. V.F. WEISSKOPF, La Physique du XXè siècle, Del Duca, Paris 1974.
16. F. VANUCCI, Les Leptons, La Recherche N° 159, Octobre 1984.
17. N. PRATYOS et M. CASSE, L'Avenir de l'Univers, Le Recherche, N°156, juin 1984.
18. T.X. THUAN, Le Big Bang aujourd'hui, La Recherche N°15, janvier 1984.