

Physique théorique des particules élémentaires

M. Jacques PRENTKI, professeur

Le cours de cette année était consacré aux « Développements récents en Théorie des Interactions faibles ».

Depuis deux ans, en effet, on observe dans ce domaine une recrudescence notable d'activité qui a conduit à des résultats extrêmement intéressants sinon fondamentaux. La théorie moderne des interactions faibles remonte aux années 1957-58, date à laquelle ont été établies la violation de la parité et, par conséquent, l'interaction en V-A. Depuis lors, on dispose de Lagrangiens qui décrivent d'une manière satisfaisante l'ensemble de la phénoménologie des interactions faibles. La façon de procéder pour obtenir ces Lagrangiens est simple. On écrit les courants en V-A des leptons et des baryons, le courant total étant leur somme. Le Lagrangien est le produit du courant total et de son hermitique conjugué. On est alors en présence de la théorie courant-courant, c'est-à-dire de l'interaction de Fermi, caractérisée par une constante de couplage dimensionnelle G_F . Il se pourrait cependant que le courant faible total interagisse avec un méson vectoriel W chargé et lourd, la constante de couplage étant sans dimension. L'interaction de Fermi s'obtient alors par un effet du second ordre (en g^2) dans l'approximation où les carrés des quadri-moments transférés et les énergies mises en jeu sont faibles par rapport à la masse du W. Cette dernière version de la théorie présente des analogies frappantes avec l'électrodynamique quantique où le photon (particule vectorielle neutre et de masse nulle) interagit avec le courant électromagnétique. A ce stade, cependant, l'analogie n'est qu'assez vague. Le Lagrangien de l'interaction électromagnétique se déduit d'une manière quasi univoque à l'aide d'un principe fondamental qui est l'invariance de jauge locale. Ceci n'est pas encore le cas pour les Lagrangiens des interactions faibles. On introduit explicitement, par l'intermédiaire de la structure des courants, les règles de sélection et les propriétés fondamentales qui caractérisent ces

interactions (par exemple, l'absence des courants neutres, la règle $\Delta \vec{I} = \frac{1}{2}$

leptonique, le CVC et sa généralisation, l'universalité) pour lesquelles on donne souvent des raisons convaincantes et élégantes. Mais il faut souligner que le seul argument justifiant ce procédé, argument par ailleurs non négligeable, se trouve dans le fait qu'un calcul à l'ordre le plus bas avec de tels Lagrangiens fournit des prédictions qui se comparent, jusqu'à présent, très favorablement avec les données concernant les interactions purement leptoniques, semi-leptoniques et, dans une moindre mesure, les processus non leptoniques. De plus, il est facile de se convaincre que ces Lagrangiens, soit sous la forme de Fermi, soit sous celle du boson intermédiaire, ne peuvent prétendre à une description complète de l'interaction faible. Il suffit pour cela d'examiner le comportement des sections efficaces que l'on en déduit. Elles croissent très rapidement aux grandes énergies, violant ainsi les limites de l'unitarité. Ce problème est intimement lié au calcul des effets d'ordres supérieurs aux basses et moyennes énergies. Ces effets divergent très fortement, nécessitant ainsi l'introduction de coupures arbitraires ou d'un nombre infini de constantes de soustraction dans les relations de dispersion ou, en langage de Lagrangien, d'un nombre infini de contre-termes. La théorie n'est pas renormalisable, sa puissance prédictive en est amoindrie ; elle est en fait de nature purement phénoménologique et, de très loin, elle n'est pas satisfaisante pour l'esprit.

Depuis bien longtemps, cet état de choses préoccupait bon nombre de théoriciens qui s'efforçaient vainement d'y trouver remède. De nombreuses hypothèses furent formulées, de nombreux modèles proposés. Tous ces essais (à part l'algèbre des courants qui part d'une philosophie radicalement différente) restèrent infructueux. Une théorie digne de ce nom doit permettre en principe le calcul de tous les effets à tous les ordres, comme ceci est le cas en électrodynamique quantique. La pierre d'achoppement de ces essais était soit leur grande artificialité, soit le manque de renormalisabilité. Il y a quelques années, Weinberg et Salam avaient proposé un modèle pour les interactions faibles, basé sur la théorie des champs de jauge de Yang et Mills. Le pas décisif a été franchi il y a deux ans par 't Hooft qui prouva que ce modèle est renormalisable.

La renormalisabilité de l'électrodynamique quantique est due à la conservation du courant électromagnétique et à l'invariance de jauge locale. La généralisation à des bosons vectoriels chargés demande l'introduction d'un groupe de « spin isotopique faible » (par exemple, SU_2), donc d'une jauge non abélienne. On est conduit ainsi à la théorie des champs de Yang et Mills où la forme de l'interaction faible est parfaitement prescrite. Cette théorie est renormalisable mais la masse du boson intermédiaire (comme celle du photon) est nulle. Ceci est dû à l'invariance de jauge qu'il est donc nécessaire de casser. La solution la plus simple consisterait à ajouter au

Lagrangien de Yang et Mills un terme de masse. Malheureusement, cette procédure rend la théorie non renormalisable. On distingue au moins deux manières de casser une symétrie. La première est dynamique. Elle consiste à ajouter un terme, supposé faible et non invariant, au terme principal et invariant du Lagrangien. On est conduit à des symétries approchées. La cassure du spin isotopique des interactions fortes par l'électromagnétisme en est un exemple. La seconde manière est la brisure spontanée. On part d'une situation symétrique avec états (ou vide) dégénérés. Bien que l'interaction reste symétrique, les solutions stables ne le sont plus. Ce genre de cassure est connu depuis longtemps en physique. Le ferromagnétisme en est un exemple. Elle intervient aussi dans la théorie des champs. Le problème a été étudié en particulier par Goldstone, qui a formulé un théorème qui porte son nom, et selon lequel, lors d'une brisure spontanée des mésons scalaires de masse nulle doivent apparaître dans la théorie. Ce théorème a été à l'origine de certaines difficultés dans ce type de théorie des champs. Le théorème de Goldstone ne s'applique par cependant en présence de champs de jauge de masse nulle. Bien au contraire : les degrés de liberté des mésons scalaires de Goldstone peuvent être absorbés par les mésons vectoriels fournissant à ces derniers le degré de liberté longitudinal qu'un méson vectoriel massif possède. Ceci est à la base du mécanisme de Higgs. Ce mécanisme permet de donner des masses aux bosons vectoriels d'une façon beaucoup plus tempérée que l'introduction brutale d'un terme de masse dans le Lagrangien. La théorie qui en découle est, comme l'a montré 't Hooft, renormalisable. Ces théories demandent un ou plusieurs courants neutres en fonction du groupe de jauge choisi. Un de ces courants est le courant électromagnétique. Ces théories ne sont donc pas seulement renormalisables mais donnent simultanément une description unifiée de l'interaction électromagnétique et des interactions faibles, ce qui constitue une réussite absolument remarquable.

Depuis le travail de 't Hooft, les choses ont progressé rapidement. Il a été réalisé que l'introduction des champs de Yang et Mills conjointement avec le mécanisme de Higgs conduits à toute une classe de théories renormalisables, donc à de nombreux modèles. Dans le cadre de ces modèles, toute grandeur physique mesurable peut, en principe, être calculée. Ces modèles exigent la présence soit de courants neutres soit de nouveaux leptons, soit encore des deux à la fois. Du côté des hadrons, la situation est plus compliquée et moins claire, mais il est très probable que de nouveaux degrés de liberté interne doivent être introduits sous la forme de nouvelles particules dites « charmées ». Le nouvel aspect de la théorie des interactions faibles est donc riche non seulement par son aspect théorique intrinsèquement intéressant mais aussi, et peut-être surtout, par ses nombreuses et importantes implications expérimentales. Car il faut (et on s'y essaye déjà) mettre en évidence ces

courants neutres ou ces leptons lourds prédits, dont on peut estimer par ailleurs assez bien les propriétés. Un nouveau champ d'investigations vient d'être ouvert.

Les idées fondamentales de la théorie sont d'une grande élégance. Il n'en est pas encore de même pour les différents modèles proposés, et il serait osé d'affirmer que le modèle définitif décrivant l'interaction faible ait été déjà trouvé. Il faut espérer que de nouveaux résultats expérimentaux permettront un jour de le formuler ou bien montreront peut-être que la nature n'a pas voulu choisir cette attrayante possibilité.

Dans ce qui suit, nous donnons le plan nécessairement incomplet du cours de cette année.

1) Bref rappel concernant la phénoménologie des interactions faibles. Les courants leptoniques, la désintégration du μ et la diffusion $e\nu_e$. Le problème des corrections radiatives en théorie de Fermi et du boson intermédiaire. Remarques préliminaires sur les anomalies d'Adler. Les courants hadroniques et les interactions semi-leptoniques, leurs propriétés générales et les règles de sélection.

2) Le caractère phénoménologique des Lagrangiens des interactions faibles. Le comportement des sections efficaces en théories de Fermi et du boson intermédiaire à haute énergie. La coupure unitaire. Les effets d'ordres supérieurs calculés, soit directement, soit à l'aide des relations de dispersion. Nécessité d'introduire des coupures afin de sauver les règles de sélection. Le caractère non renormalisable de ces théories.

3) Brève discussion des schémas proposés antérieurement afin de supprimer certains infinis dans la théorie. Les raisons de leurs échecs.

4) Etude plus détaillée du mauvais comportement des sections efficaces à grande énergie dans la théorie du boson intermédiaire. Introduction de nouvelles particules (leptons lourds), de courant neutre ou des deux à la fois, rendant ce comportement acceptable. Le problème de l'absence du courant neutre $\Delta S = 1$ et des transitions $\Delta S = 2$ non leptoniques, et la nécessité d'introduire de nouveaux hadrons (particules charmées). Contraintes apportées par l'étude d'un ensemble de réactions faisant intervenir les W longitudinaux. Les couplages du type Yang-Mills entre les bosons intermédiaires, la forme spécifique de l'interaction entre les fermions et le W . Structure groupale (du type spin isotopique) du Lagrangien déduit de cette manière. Le modèle de Weinberg (pas de nouveaux leptons) et possibilité d'autres schémas. Le bon comportement des sections efficaces conduit nécessairement à des modèles, faisant intervenir des champs de jauge de Yang et Mills, modèles qu'il serait désirable de déduire d'une théorie générale.

5) L'électrodynamique quantique et le rôle joué par l'invariance de jauge. Les bosons vectoriels chargés et la généralisation de l'invariance de jauge à une jauge non abélienne du type SU_2 . Le Lagrangien de Yang et Mills. Les dérivées covariantes et la forme de l'interaction dictée par l'invariance de jauge locale (interaction minimale). La masse nulle des W . Renormalisabilité de la théorie avec masse nulle. Impossibilité d'introduire un terme de masse dans le Lagrangien sans rendre la théorie non renormalisable. Le problème de l'universalité de l'interaction dans les théories avec jauge non abélienne.

6) Les symétries brisées spontanément. Quelques exemples tirés de la physique « classique ». Le phénomène dans la théorie des champs. Discussion du modèle de Goldstone avec : a) champ réel neutre, b) champ complexe. Le champ scalaire développe une valeur moyenne sur le vide. Définition des champs physiques et le nouveau Lagrangien en terme de ces champs. Brisure de la symétrie et apparition d'un méson scalaire de masse nulle. Théorème de Goldstone. Une symétrie interne correspondant à un groupe de n paramètres aboutissant à une symétrie d'ordre m par cassure spontanée entraîne l'existence de $n-m$ mésons scalaires de masse nulle. Quelques conséquences.

7) Les champs de jauge de masse nulle et le problème de la cassure spontanée de la symétrie. La non validité du théorème de Goldstone. Le mécanisme de Higgs. Le rôle de l'invariance de jauge. L'acquisition de masse par les bosons vectoriels. La jauge unitaire et l'élimination des bosons de Goldstone. Les jauges renormalisables et les problèmes de renormalisation de la théorie.

8) Construction d'un modèle réaliste pour l'interaction faible sans l'introduction de nouveaux leptons. Le groupe de jauge $(SU_2)_L \times U(1)$. Le Lagrangien de Yang et Mills invariant de jauge et la cassure spontanée de la symétrie par le mécanisme de Higgs. Passage à la jauge unitaire. Apparition de champs W^\pm et W^0 massifs et du champ électromagnétique. Description unifiée des interactions faibles et électromagnétiques. Etude détaillée du modèle de Weinberg et de ses propriétés, en particulier du courant neutre faible. Modification des prédictions de la théorie de Feynman-Gell-Mann pour les processus de diffusion $\nu_e e$ et surtout $\nu_\mu e$. Prédictions expérimentales à ce sujet et comparaison avec les données. Généralisation du modèle de Weinberg aux hadrons. Nécessité de l'introduction d'un nouveau quark, en raison de l'absence du courant neutre $\Delta S = 1$. Les particules charmées et le groupe SU_4 des interactions fortes. Discussion des propriétés des particules charmées, des différentes possibilités de leur production et de leur désintégration, du rôle possible des réactions neutrinos à haute énergie, de la manière de détecter ces nouvelles particules dans des expériences futures.

9) Le problème des effets d'ordre supérieur dans les théories unifiées qui sont en général de l'ordre α par rapport au terme principal. Possibilité d'induction d'un courant neutre $\Delta S = 1$ par échange de deux W chargés. Contrainte supplémentaire sur les modèles et le mécanisme de Glashow, Iliopoulos et Maiani.

10) Discussion détaillée des propriétés du courant hadronique $\Delta S = 0$ neutre dans le cadre du modèle de Weinberg et de ses implications expérimentales dans les réactions semi-leptoniques. La diffusion élastique νP , la neutrino-production de l'isobare N^* et la diffusion inélastique, induites par ce courant. Comparaison des prédictions de la théorie avec les données. Possibilité de difficultés pour le modèle de Weinberg.

11) Les identités de Ward et les anomalies d'Adler pour les courants axiaux. La non renormalisabilité de la théorie en présence des anomalies et la nécessité de les éliminer. Le mécanisme de Bouchiat, Iliopoulos et Meyer et l'introduction de nouvelles particules avec couplages adéquats. La forme générale de l'anomalie. La formule de Bardeen et les restrictions imposées dans le cas du groupe de jauge $(SU_2 \times U(1))$. Les anomalies et la désintégration du π^0 .

12) Prescriptions générales pour la construction d'une théorie renormalisable et unifiée des interactions électromagnétique et faible à l'aide de champs de jauge de Yang et Mills avec le mécanisme de Higgs, celui de G.I.M. et sans anomalies.

13) Le problème du courant neutre $\Delta S = 0$ dans les réactions neutrinos et la possibilité de l'éviter. Nécessité d'introduction de nouveaux leptons. Le modèle de Lee, Prentki, Zumino avec un nouveau lepton chargé et sans courant neutre neutrinique. Le modèle Prentki-Zumino avec courant neutre $\nu - \nu'$, ν' étant un nouveau lepton neutre. La structure compliquée et inélégante des baryons. Discussion de certaines prédictions expérimentales découlant de ces modèles.

14) Le modèle de Georgi-Glashow et le groupe de jauge O_3 . Les nouveaux leptons et l'absence du courant neutre faible, le seul courant neutre étant le courant électromagnétique. Discussion concernant l'universalité des interactions faible et électromagnétique en fonction des groupes de jauge considérés. Généralisation, pas très satisfaisante du modèle, aux hadrons.

15) Discussion générale du problème des symétries des interactions fortes en relation avec les théories unifiées de l'électromagnétisme et de l'interaction faible. Le modèle de Glashow et Georgi avec les quarks de Han et Nambu ; le modèle de Weinberg dans le cadre de l'hypothèse de trois triplets de quarks avec gluon (groupe $SU_3 \times SU_3$) pour l'interaction forte.

16) Schémas plus généraux de théories ou l'interaction forte découle elle aussi d'une théorie invariante de jauge. Le modèle de Bars, Halpern et Yoshimura.

17) Essai d'introduction de la violation de PC dans les théories unifiées. Le modèle de Pais.

18) Les corrections d'ordre supérieur dans les théories de jauge des interactions faibles. Les formalismes R (jauge renormalisable) et U (jauge unitaire). Esquisse du calcul de ces corrections pour les quantités statiques telles que le $g-2$ de l'électron et du muon. Limitations apportées aux paramètres de la théorie (par exemple aux masses des W) par les données expérimentales. Corrections radiatives apportées à la désintégration du μ et aux diffusions électron-neutrino qui sont typiquement de l'ordre α .

19) Estimations des courants neutres induits, de la transition $K_0 - \bar{K}_0$ et le problème de la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$ — non leptonique — dans le cadre des différents modèles d'interactions unifiées.

20) Propriétés des leptons lourds.

A) Les désintégrations purement leptoniques et les désintégrations avec émission de hadrons. Etude des rapports de branchement et conséquences expérimentales.

B) Production des leptons lourds. La production des leptons lourds chargés dans les collisions e^+e^- et par la photoproduction sur les noyaux. Analyse des recherches faites à ce sujet dans le passé et des possibilités offertes par la prochaine mise en marche de nouveaux accélérateurs. Production de ces leptons dans les réactions neutrino et par les collisions nucleon-nucleon à haute énergie. Les sections efficaces pour ces processus. Production des leptons lourds neutres à l'aide de faisceaux de neutrinos et de muons. Discussion générale des possibilités expérimentales futures pour la mise en évidence de ces particules.

21) Les règles de somme pour les processus profondément inélastiques de l'électroproduction et de la neutrino-production dans le cadre des théories de jauge des interactions faibles. Modifications des règles de somme dues aux modifications apportées à l'algèbre des courants en fonction des modèles. Exemples de la règle de somme d'Adler et de la relation de Llewellyn Smith dans plusieurs modèles discutés ci-dessus.