

L'unification des interactions fondamentales

Gilles COHEN-TANNOUJJI

Préambule

En relisant pour sa publication dans les Cahiers du MURS le texte de ma conférence, il m'apparaît que si son propos général est accessible à un public non spécialiste, j'ai été amené à faire appel à quelques termes et notions, d'un usage très fréquent chez les spécialistes, mais qui risquent de désorienter le lecteur, et lui faire perdre le fil de l'argumentation. Pour pallier cette difficulté, je propose donc le petit lexique suivant.

Champ : un champ est une structure définie sur l'ensemble de l'espace. En physique classique la notion de champ est utile dans la description des interactions électromagnétique et gravitationnelle. La prise en compte de l'absence d'interaction instantanée à distance, qui se traduit par l'existence d'une borne supérieure de toutes

les vitesses, la vitesse de la lumière, a conduit à considérer des champs définis, non plus sur tout l'espace ordinaire de la mécanique classique, mais sur l'espace-temps de la théorie de la relativité. En 1905, avec la théorie de la relativité restreinte, Einstein a pu lever les difficultés qui demeuraient dans la théorie de Maxwell de l'interaction électromagnétique, et en 1915, avec la théorie de la relativité générale, il a établi une théorie de la gravitation universelle qui élargit celle de Newton et la redonne comme une approximation. Lorsque l'on tient compte des contraintes impliquées par le quantum d'action, on est amené à introduire le concept de champ quantique, qui permet de rendre compte de la production et de l'annihilation de particules en chaque point de l'espace-temps. La théorie quantique des champs est le cadre général dans lequel s'opère le mariage des théories de la relativité et des quanta.

Espace de phases : l'espace de phases est un espace abstrait qui permet la mathématisation de la mécanique rationnelle. Soit un système mécanique quelconque. Il dépend de N "degrés de liberté" qui sont des paramètres qui permettent de le situer dans l'espace (coordonnées de positions des particules constituant le système, orientation angulaire, etc...). L'espace de phases d'un tel système est un espace abstrait de $2N$ dimensions, les degrés de liberté et leurs vitesses (ou dérivées par rapport au temps). La mécanique rationnelle remplace le problème du mouvement du système dans l'espace ordinaire par celui de la détermination de la trajectoire du point représentant le système dans l'espace de phases.

Nombre complexe : un nombre complexe est un nombre qui fait intervenir la racine carrée de -1 . Il s'agit d'une extension de l'ensemble des nombres usuels, qualifiés de réels, qui n'incluent pas la racine carrée de -1 (il n'existe aucun nombre réel dont le carré vaille -1 , puisque le carré d'un nombre réel est toujours positif). On dénote par i et $-i$ les deux nombres complexes racines carrées de -1 . Un nombre complexe quelconque s'écrit $z = a + ib$, où a et b sont des nombres réels quelconques ; a est appelé la partie réelle de z , et b sa partie imaginaire. Les règles d'addition, soustraction, multiplication et division des nombres complexes peuvent être très facilement déduites de leur décomposition en parties réelle et imaginaire et de l'équation $i^2 = -1$. Il existe aussi une représentation géométrique des nombres complexes. Alors que les nombres réels peuvent être représentés par des points sur une droite orientée, les nombres complexes peuvent être représentés par des vecteurs dans un plan, repérés par leurs projections sur des axes orthogonaux de coordonnées

(la partie réelle en abscisse, et la partie imaginaire en ordonnée, par exemple). Mais de même qu'un vecteur à deux dimensions peut aussi être représenté par sa longueur et son orientation angulaire (c'est ce qu'on appelle sa représentation en "coordonnées polaires"), un nombre complexe peut aussi être représenté par son module ρ et sa phase ϕ . On établit alors facilement les relations suivantes : $z = a + ib = \rho e^{i\phi}$, $\rho^2 = a^2 + b^2$, $\text{tg}\phi = b/a$. Si les nombres complexes n'existaient pas, il aurait sans doute fallu les inventer pour les besoins de la théorie quantique ! C'est grâce à leur caractère de nombre complexe que les amplitudes de probabilités sont si bien adaptées à la prise en compte de l'horizon de discernabilité délimitée par le quantum d'action.

Potentiel : on sait, en mécanique classique, ce qu'est une force "conservative" : le travail d'une force conservative le long d'un certain trajet ne dépend pas de la forme du trajet, mais seulement des positions du point de départ et du point d'arrivée. Une autre façon de rendre compte de cette propriété est de dire que la force conservative dérive d'un potentiel. En physique classique, un potentiel est une énergie définie en chaque point de l'espace. La force conservative "dérive" du potentiel en ce sens qu'elle est égale au gradient du potentiel (le gradient d'une fonction scalaire est un vecteur dont les composantes sont les dérivées de la fonction scalaire par rapport aux coordonnées). On voit d'emblée qu'à une force conservative donnée correspond une infinité de potentiels, différant par une constante (dont le gradient est identiquement nul), qui redonnent la même force. Il a été possible de généraliser la notion de potentiel à la théorie relativiste de l'interaction électromagnétique. L'indétermination du potentiel correspond alors à la propriété fondamentale d'invariance de jauge qui a joué un rôle déterminant dans l'élaboration du modèle standard de la physique des particules.

Symétrie : la symétrie revêt en physique contemporaine une signification différente de celle du langage courant. Dans une certaine interaction, au sens dans lequel ce terme a été défini dans le texte de la conférence, on appelle symétrie l'invariance de l'interaction sous l'effet d'une certaine opération ou transformation. Les opérations de symétries qui laissent invariantes les interactions fondamentales forment en général un groupe, une structure mathématique introduite par Evariste

Gallois au début du siècle dernier, qui, à l'instar des nombres complexes, s'est trouvée merveilleusement bien adaptée à la physique moderne. Le théorème d'Emma Noether, établi en physique classique, mais généralisable en théorie quantique, permet de bien mesurer le rôle des propriétés de symétrie dans la compréhension des interactions fondamentales. Ce théorème articule relativité, symétrie et lois de conservation. Par exemple à la relativité du temps - l'absence d'une origine absolue du temps -, le théorème de Noether fait correspondre l'invariance par translation dans le temps et la très fondamentale loi de conservation de l'énergie. En physique des particules et des interactions fondamentales, on distingue quatre grandes familles de propriétés de symétrie :

1) les symétries d'espace-temps, -translations, rotations, transformations de Lorentz-,

2) la symétrie par permutation de particules identiques, qui conduit à la différenciation entre les bosons, les particules d'interactions, et les fermions, les particules de matière,

3) les symétries discrètes - parité d'espace, ou symétrie par rapport à un miroir, conjugaison de charge ou remplacement de chaque particule par son anti-particule, renversement du sens du temps,

4) symétries internes ou dynamiques - isospin, couleur, saveur, etc.- L'unification des interactions fondamentales a fait des progrès décisifs lorsque certaines symétries internes ont été considérées comme des symétries de jauge.

G. Cohen-Tannoudji

Gilles Cohen-Tannoudji

*exposé sur
l'unification des interactions fondamentales*

Sorbonne le 6 mars 1991

Introduction

Le sujet dont je vais vous entretenir est assez difficile. Je vais essayer, sans gommer les difficultés, de vous faire partager les raisons de notre enthousiasme puisque cette conférence se place dans un cycle relatif aux espoirs de la connaissance pour le 21ème siècle.

Avec Jean-Pierre Baton nous avons utilisé dans «*l'Horizon des Particules*», l'expression des «trois infinis» pour caractériser la physique de frontière. L'univers se présente à nous comme un gigantesque emboitement des structures qui s'étagent sur plus de 40 ordres de grandeur, depuis les échelles les plus petites qui sont les particules élémentaires jusqu'à l'échelle maximale qui est l'univers pris dans son ensemble (**figure 1**). Il y a donc toute une hiérarchie de structures. Nous tenons en général à bien présenter cet emboitement sous la forme de 3 infinis. On a souvent tendance à ne considérer que l'infiniment petit et l'infiniment grand. Nous tenons à intercaler l'infiniment complexe parmi ces 3 infinis, l'infiniment complexe étant caractérisé par le fait que les structures qui s'emboitent dans cette direction de l'infiniment complexe sont susceptibles de participer à un très grand nombre d'interactions différentes.

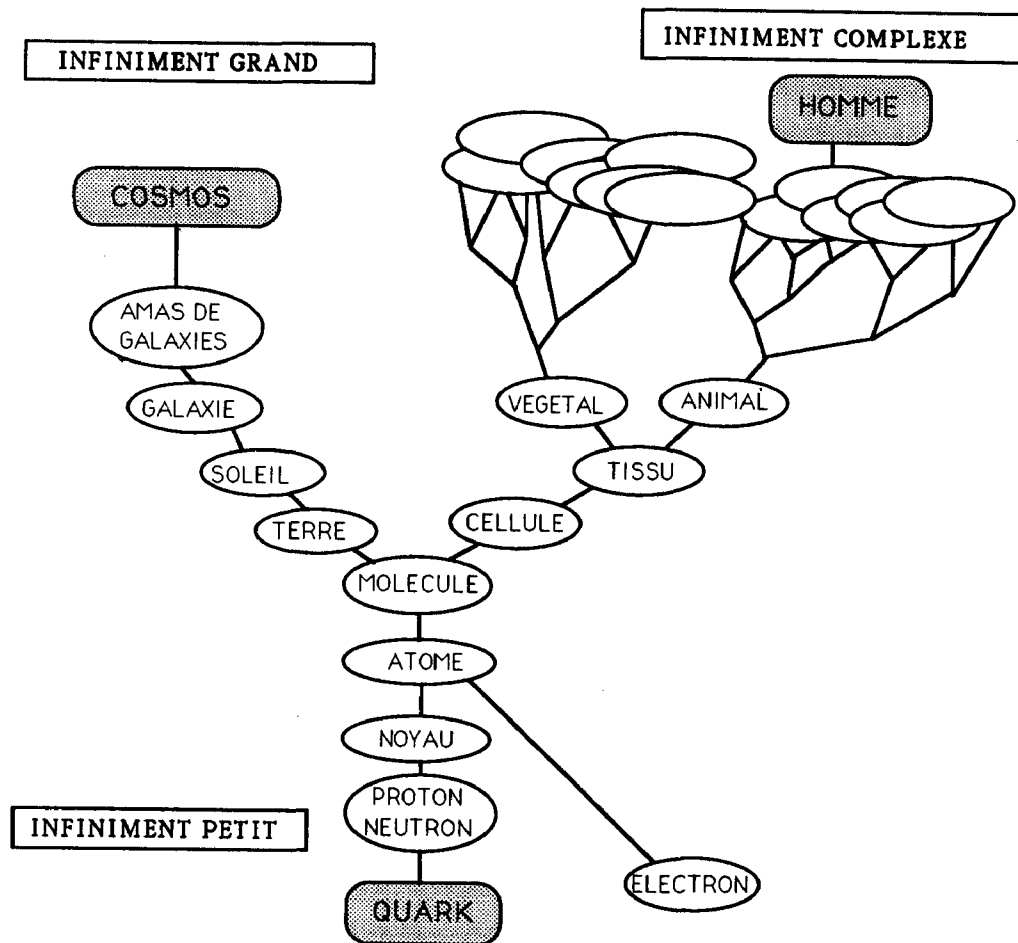


Figure 1
Les trois infinis. Des architectures en étages

C'est pourquoi je vais passer quelques minutes à définir la notion très importante *d'interactions*.. Nous utilisons cette notion d'une façon qui nous est propre. Nous utilisons le terme d'interactions un peu comme un «fourre-tout». Lorsque l'on considère une structure, elle est constituée de certains constituants. Tout ce qui concoure à la formation de cette structure, à son évolution, à son devenir soit vers

la cohésion, soit vers sa destruction, tout ceci se rassemble sous le vocable d'interaction. Tout ce qui lie une structure à des structures de même niveau, ou des structures de niveau inférieur ou de niveau supérieur, nous appelons cela une interaction. Si tout est emboîtement de structures, tout est aussi interaction. Dans le domaine de l'infiniment complexe, on a un grand nombre de structures emboîtées et elles peuvent participer à un très grand nombre d'interactions différentes. En fait, la complexité, c'est cet enchevêtrement des interactions auxquelles peuvent participer les structures. On peut espérer que dans les deux autres directions, les deux autres infinis, l'infiniment petit et l'infiniment grand, on puisse décrire la dynamique des structures à l'aide d'un petit nombre d'interactions différentes, interactions qu'on appellera des *interactions fondamentales*. Et de fait, on constate que dans l'infiniment petit et dans l'infiniment grand, avec seulement quatre interactions fondamentales, on est capable de décrire la dynamique de toutes les structures. Et même la tendance est à la réduction du nombre d'interactions fondamentales indépendantes, puisque la tendance est à rechercher des origines communes à ces interactions fondamentales. L'objet de mon exposé est de raconter, de discuter cette évolution vers l'unification des interactions fondamentales.

Que sont ces quatre interactions fondamentales ? Vous les connaissez toutes. Il s'agit de l'interaction gravitationnelle, de l'interaction électromagnétique et des deux interactions nucléaires, ces deux dernières ont été découvertes au début du 20ème siècle. Jusqu'au 20ème siècle, on ne connaissait que deux interactions fondamentales : l'interaction gravitationnelle et l'interaction électromagnétique. Et ces deux interactions étaient déjà bien comprises théoriquement. Toutes les deux étaient décrites par des modèles théoriques extrêmement performants permettant de faire des prédictions quantitatives que l'on pouvait comparer avec l'expérience au point que, comme on ne connaissait pas d'autres interactions fondamentales, la physique dite classique de l'époque pensait être parvenue à une apogée, pensait même être achevée. Elle pensait avoir atteint le même degré de rigueur que les mathématiques elles-mêmes. Le 20ème siècle a vu la découverte de deux nouvelles interactions qui sont dites nucléaires parce qu'elles interviennent au niveau du noyau ou au niveau inférieur à celui du noyau, l'interaction nucléaire forte qui en première approximation est responsable de la cohésion du noyau et l'interaction nucléaire faible qui en première approximation est responsable des désintégrations spontanées de certains noyaux et du neutron en particulier.

Ce qui est extrêmement intéressant c'est que finalement, tout ce 20ème siècle aura consisté à s'inspirer des théories des deux interactions macroscopiques qui ont une portée infinie, comme l'interaction gravitationnelle et l'interaction électromagnétique, et à en faire un paradigme qui permette de comprendre les mécanismes des interactions nucléaires. En fait, nous sortons d'une période de près de 40 ans dans laquelle le paradigme a été l'électromagnétisme. On a su déceler dans la théorie de l'électromagnétisme tout ce qui est susceptible d'être généralisé aux interactions nucléaires. Et à partir de là, on a abouti à un progrès dans la compréhension des interactions fondamentales qui est un progrès majeur et que je vais essayer de vous décrire plus loin. Il me semble percevoir un certain mouvement qui nous dirait que ce paradigme est un peu éclusé maintenant et qu'il va nous falloir en changer. La perspective est, me semble-t-il, que le nouveau paradigme sera celui de la gravitation. On va être de plus en plus amené à copier ce que nous savons de la gravitation pour comprendre encore plus profondément que nous le faisons actuellement les autres interactions.

I. Le paradigme de l'électrodynamique quantique

C'est pourquoi il y aura deux parties dans cet exposé. Une première partie sur le paradigme de l'électrodynamique quantique qui est la théorie quantique de l'interaction électro-magnétique et une deuxième partie, beaucoup plus prospective sur la possibilité du fait que la gravitation quantique devienne le nouveau paradigme.

1) L'horizon quantique

J'ai déjà utilisé à plusieurs reprises le mot **quantique**. C'est un mot-clé de tout cet exposé. Le mot quantique renvoie aux situations physiques dans lesquelles entre en jeu la constante universelle de Planck, le quantum d'action. Qu'est-ce que le quantum d'action ? La découverte du quantum d'action marque la découverte du discontinu là où on ne l'attendait pas. La physique classique s'accommodait tant bien que mal avec l'hypothèse atomique en ce qui concerne la matière, au travers de la chimie et au travers de la thermodynamique qui a commencé à se développer dans la seconde moitié du 19ème siècle avec la description microscopique de la thermodynamique. Mais en ce qui concerne les interactions, il semblait qu'elles étaient, s'il en était, le domaine du continu. Une interaction, une force, on peut la faire

tendre vers 0 continuellement. Or, la découverte du quantum d'action marque cette surprise qui est la découverte du discontinu dans les interactions.

La première interaction que l'on va essayer de considérer est, au sens très général que j'ai utilisé tout à l'heure, l'interaction que constitue un acte de mesure. Supposez que nous voulions tester toutes les lois de la physique classique dans le domaine de l'infiniment petit. Nous allons faire l'hypothèse de la structure atomique au niveau de la matière et essayer de tester expérimentalement, les lois de la physique classique au niveau microscopique. Supposez que nous ayons été capables de réaliser un appareil de mesure qui existe maintenant, qu'on appelle un détecteur qui est capable de transformer un signal microscopique en provenance de l'univers microscopique en un signal macroscopique (**figure 2**). Supposez que cet appareil ait donné une réponse, un résultat. Je dis que pour que cet appareil ait donné un résultat il faut qu'au moins un de ses atomes (si je crois l'hypothèse atomique, le détecteur est fait d'atomes, l'objet que je veux étudier est fait d'atomes) ait reçu d'un des atomes de l'objet, que je vais appeler maintenant l'objet, un certain signal. Je vais faire l'hypothèse que ce signal peut être amplifié de façon à donner une réponse macroscopique et que ce processus d'amplification puisse être réalisé sans davantage perturber l'objet. Mais si j'obtiens un résultat de mesure, il aura bien fallu que l'objet ait émis un signal.

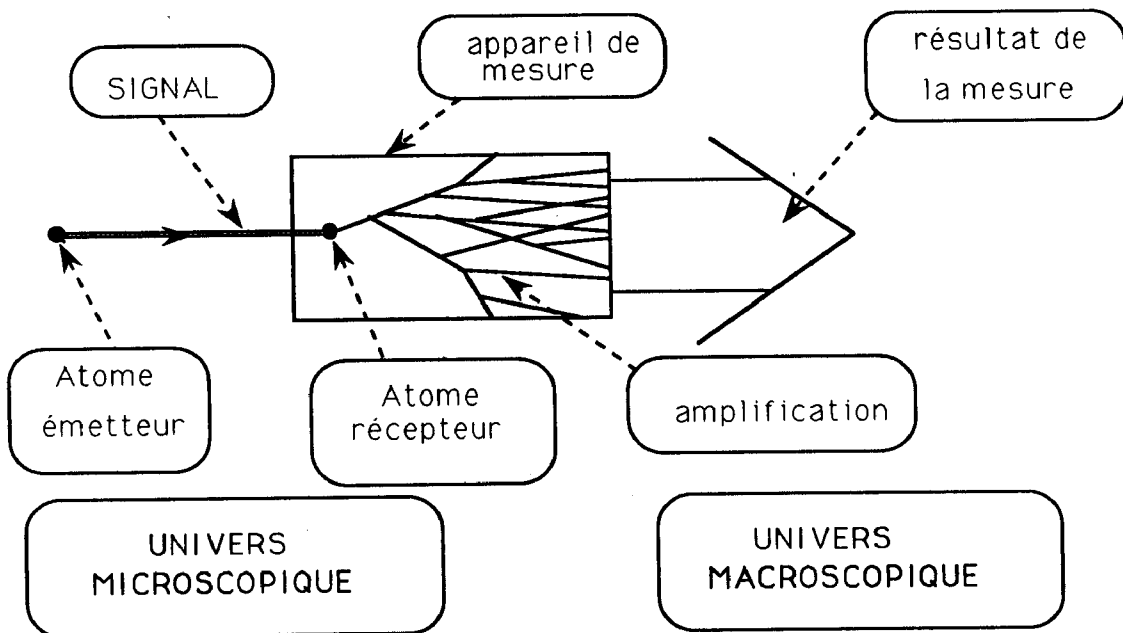


Figure 2

Transmission d'un signal de l'univers microscopique à l'univers macroscopique

Pour mesurer la perturbation de l'objet, je vais utiliser de l'énergie. Je vais appeler ΔE la quantité d'énergie transmise à l'objet nécessaire à l'obtention d'un résultat de mesure. Je vais appeler ΔT la durée de l'expérience nécessaire à ce résultat de mesure. Le discontinu dans les interactions est apparu dans le fait que la quantité ΔA égale au produit de ΔE par ΔT est supérieure à une certaine quantité qu'on appelle le quantum d'action. On ne peut pas faire tendre ΔA vers 0. Qu'est-ce que cela veut dire ? Cela veut dire qu'on ne peut pas faire tendre la perturbation énergétique de l'objet vers 0 sans faire tendre ΔT vers l'infini. C'est-à-dire : à moins de faire une expérience qui dure un temps infini, il est impossible d'observer un objet microscopique sans perturber un tant soit peu son énergie. Réciproquement, si l'on veut une précision ΔT très petite, si on veut localiser une particule élémentaire, la mesurer avec une précision spatiale très grande, il faudra une précision temporelle très grande donc un ΔT très petit. Si on voulait filmer au ralenti une particule élémentaire, il faudrait prendre un film avec beaucoup d'images par secondes pour pouvoir après, les restituer à la vitesse normale, donc il faudrait faire tendre ΔT vers 0. Si on fait tendre ΔT vers 0, on est obligé de faire tendre ΔE vers l'infini parce que sinon on ne verrait pas la particule. D'autre part comme nous sommes dans le cadre de la théorie de la relativité, découverte aussi au début du 20ème siècle, cette énergie peut se transformer en création de nouvelles particules. Ainsi, plus l'on veut filmer une particule au ralenti, plus elle bouge, plus elle se transforme et plus sont créées de nouvelles particules. Le monde de l'infiniment petit, contrairement à ce que nous dit l'intuition, est un monde ouvert : la physique de l'élémentarité est une physique ouverte. Ce que la discussion précédente montre, c'est qu'il y a du discontinu dans les interactions. Le quantum d'action est un quantum d'interaction : au niveau microscopique, pour qu'il y ait interaction entre des particules élémentaires, il faut que s'échange une certaine quantité d'énergie, pendant une certaine durée ; l'action, égale au produit de cette énergie par cette durée, ne peut pas être rendue arbitrairement petite, elle est nécessairement au moins égale au quantum d'action h .

L'échange d'un quantum d'interaction se fait par l'échange d'une particule élémentaire d'un type nouveau, qu'on appelle un **boson**, alors que les particules élémentaires de matière sont appelées des **fermions**. Le diagramme de la **figure 3** représente la symbolisation d'un tel processus élémentaire d'interaction. *C'est ce qu'on appelle un diagramme de Feynman.*

A la suite de notre livre sur *«L'horizon des particules»*, j'ai approfondi ma réflexion sur cette notion d'horizon et j'ai en particulier découvert un philosophe d'expression française qui malheureusement est peu connu en France et qui, à mon avis, a apporté une contribution considérable à la philosophie des sciences du 20ème siècle, il s'agit de Ferdinand Gonseth qui a beaucoup travaillé cette notion d'horizon. Je vais essayer de me servir de cette notion pour essayer de me faire comprendre, car je dois dire que ces notions sont tout de même assez délicates.

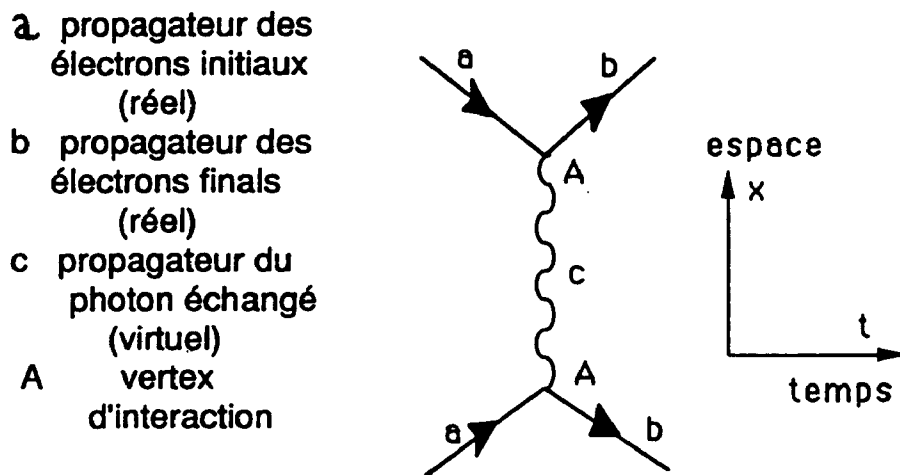


Figure 3
Schéma d'un diagramme de Feynman

Considérons le quantum d'action. On peut dire que ce quantum d'action délimite pour nous un horizon. Il constitue une limite à la connaissance mais c'est une limite de principe : aussi performants que soient nos moyens de connaissance, nous buterons sur le problème du quantum d'action. Cela est typique de ce que j'appelle un horizon, pour désigner une limite inaliénable, mais que l'on peut déplacer. Un horizon, on peut le faire bouger. Cet horizon que j'appelle l'horizon quantique, je vais le représenter dans un espace abstrait qu'on appelle l'espace de phase. C'est un espace dans lequel on va porter en coordonnées la position et l'impulsion ou la vitesse. Les contraintes du quantum d'action, ces inégalités qui sont les inégalités de Heisenberg nous disent que deux points représentatifs de l'évolution d'un système, dans cet espace de phase, qui se situent à l'intérieur de cette case qui a une surface égale au quantum d'action, sont indiscernables (**figure 4**). Le quantum d'action délimite un

horizon de discernabilité. Il a fallu adapter toute la physique théorique à la prise en compte de cette donnée nouvelle. Comment tenir compte de l'existence de cet horizon de discernabilité? Cela s'est passé dans un bouillonnement de débats, de controverses, qui ne sont d'ailleurs pas totalement apaisés mais auxquels ont contribué les grands noms, les pères fondateurs de la théorie quantique : Bohr, Einstein, Heisenberg, Schrödinger, Pauli et j'en passe. Ils ont dû procéder réellement à une refondation de tout le cadre de la pensée physique théorique. Ce remaniement est, me semble-t-il, bien exprimé par Bohr qui tend à nous convaincre qu'avec l'existence du quantum d'action, les concepts physiques ne sont plus sensés décrire la réalité objective indépendante, en soi. Les concepts physiques sont adaptés à la description de ce que Bohr appelle des **phénomènes**. Un phénomène étant une réalité placée dans des conditions d'observations aussi bien déterminées que possible. Pour prendre en compte l'existence de cet horizon quantique, on reconnaît au concept quantique une certaine part de subjectivité sous la forme de la prise en compte des conditions de l'observation. Le fait de reconnaître cette part de subjectivité nous permet d'accéder à une meilleure appréhension de l'objectivité.

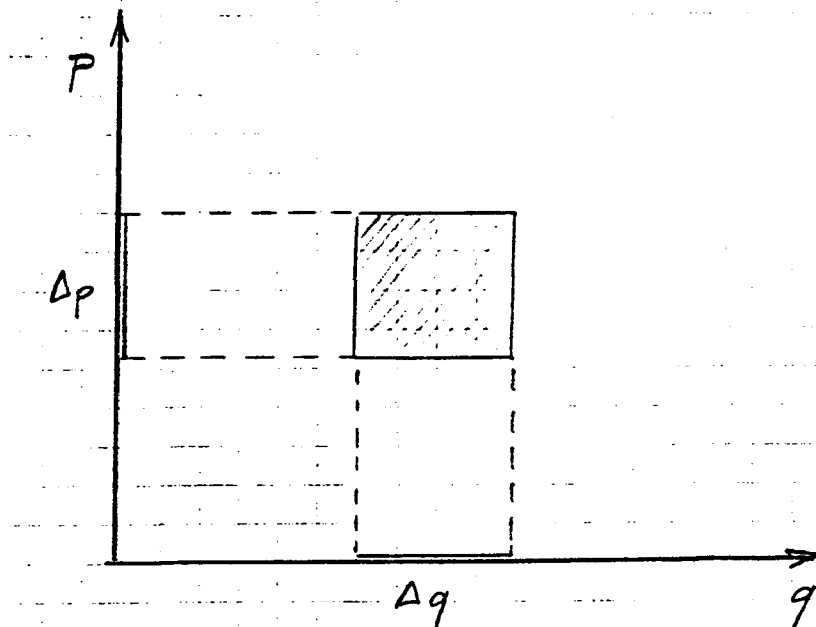


Figure 4

Le domaine (d'aire \hbar) constitue une zone échappant à l'observabilité

La prise en compte des conditions de l'observation est un problème extrêmement difficile, car cette prise en compte ne doit pas nuire à la maniabilité des concepts. De

plus, comme les appareils qui nous servent à observer la réalité microscopique, sont macroscopiques et comportent des nombres énormes de particules de la même taille que l'objet qu'il s'agit de décrire, il est évident que les conditions de l'observation ne peuvent pas être mieux déterminées que statistiquement. L'idée «géniale» de la théorie quantique est de renoncer à la «prédictabilité» déterministe au profit d'une prédictabilité probabiliste : puisque, dit-elle, il convient de prendre en compte les conditions de l'observation, et que ces conditions ne peuvent pas être mieux déterminées que statistiquement, les concepts quantiques seront nécessairement probabilistes. **Des concepts quantiques entièrement déterministes ne seraient pas crédibles.** Il y a deux horizons dans l'horizon quantique : l'horizon de discernabilité et l'horizon de prédictabilité. Pour tenir compte de ce double horizon, la théorie quantique ne peut pas se suffire du concept classique de probabilité ; il lui a fallu forger un concept nouveau, que je vais maintenant discuter, le concept **d'amplitude de probabilité.**

Qu'est-ce qu'une **amplitude de probabilité** ? C'est en quelque sorte la racine carrée complexe d'une probabilité. C'est un nombre dont le carré donne une probabilité. En fait, c'est un nombre complexe, c'est-à-dire qu'il a un module et une phase, et le carré du module est une probabilité. Une amplitude de probabilité peut se définir pour un état ou pour une transition. Le carré du module de l'amplitude, c'est la probabilité de l'état ou de la transition. C'est une probabilité : c'est-à-dire un nombre positif inférieur à 1 . La phase est arbitraire. La phase absolue n'est pas mesurable. Seule est mesurable la probabilité. Ces amplitudes de probabilité obéissent à une règle d'or. Les gens qui pratiquent la théorie quantique (cela fait maintenant presque un siècle), la plupart de ceux qui ne veulent pas se poser de problème peuvent le faire, il leur suffit de connaître cette règle d'or :

- pour les états ou transitions indiscernables, il faut ajouter les amplitudes de probabilité pour obtenir l'amplitude totale ;
- pour les états ou transitions discernables, il faut ajouter les probabilités.

Lorsque l'on ajoute des amplitudes de probabilité, comme ce sont des nombres complexes, on peut réaliser des interférences. D'où les fameux effets très paradoxaux des interférences que prédit la théorie quantique et dont on arrive à rendre compte avec cette règle d'or. Je voudrais essayer de vous faire réfléchir à la finesse de cette notion d'amplitude de probabilité et c'est pourquoi je reviens à mon image

de l'horizon. J'ai symbolisé un monde sphérique avec un observateur placé à une très haute altitude (par exemple un satellite) et j'ai dessiné son horizon (**figure 5**). La ligne d'horizon est la ligne de contact d'un cône dont le sommet est l'observateur et qui est tangent au monde. Cette ligne d'horizon est fictive. Rien ne la matérialise. Elle sépare le monde en deux parties : la partie qui est du côté de l'observateur, que l'on pourrait appeler avec Gonsseth «*le monde propre de l'observateur*». Je l'appellerai aussi le **pôle actuel**, et l'au-delà de la ligne d'horizon, qui est masqué à la vue de l'observateur, je l'appellerai le **pôle potentiel**. La ligne d'horizon c'est la ligne de partage entre le pôle actuel et le pôle potentiel. Mais ce qui est très important c'est que même si la ligne d'horizon est fictive, on a à son propos au moins une certitude : elle est sur le monde. Et la démarche fondamentale de la théorie quantique, consiste à définir le réel comme lieu de toutes les lignes d'horizons possibles. On va approcher le réel à l'aide de la triade réel-potentiel-actuel : en jouant sur la possibilité de faire déplacer, de faire bouger, la ligne de partage actuel-potentiel, on approche le réel. L'amplitude de probabilité nous permet ceci. En effet, une amplitude de probabilité, grâce à sa phase, nous donne accès au pôle potentiel. Par son module elle nous donne accès au pôle actuel puisque seules les probabilités sont

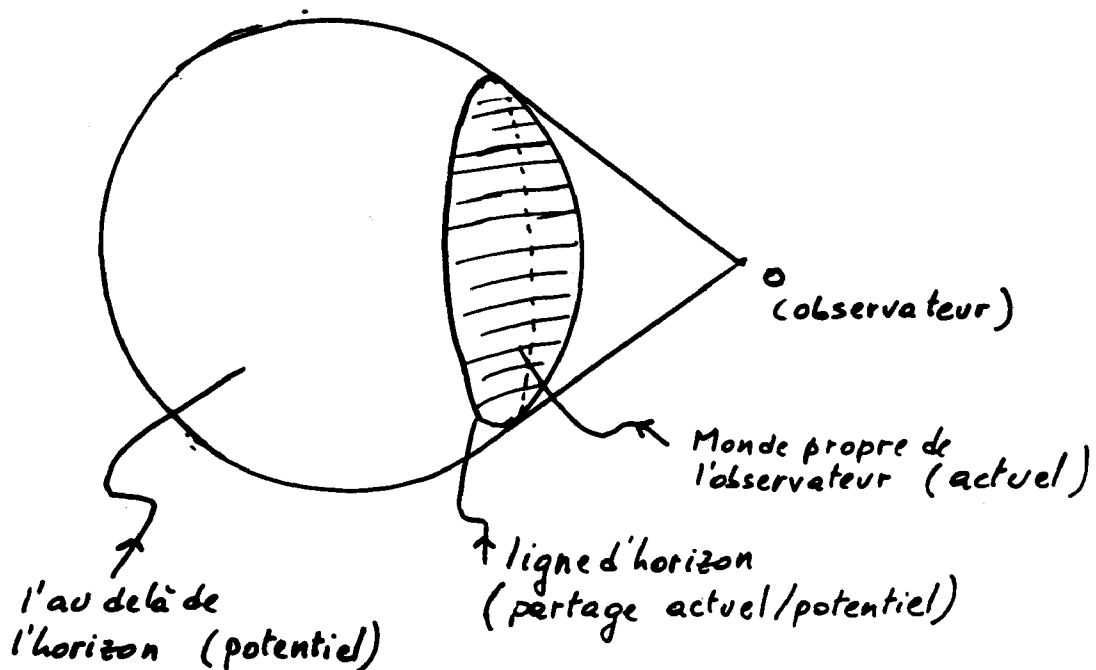


Figure 5
L'horizon

accessibles à l'expérience. Et par sa phase, elle nous permet de faire bouger l'horizon et d'approcher le réel comme le lieu de tous les horizons possibles. Telle est l'idée

qui sous-tend la méthode préconisée par Feynman (voilà encore un nom qui, à mon avis, a marqué toute la physique de ce siècle). Cette méthode dite de «quantification par l'intégrale fonctionnelle», consiste à sommer toutes les amplitudes de probabilités, pour toutes les voies que peut emprunter un processus donné.

2) Théorie quantique de l'interaction électromagnétique

Grâce à cette approche de Feynman, il a été possible de construire une théorie quantique de l'interaction électromagnétique. Avant d'aborder les effets quantiques, quelques mots sur la théorie de l'électromagnétisme classique. Vous savez que la force électrique dérive d'un potentiel et que la force magnétique dérive aussi d'un potentiel, mais d'un potentiel vecteur. Si on considère le potentiel scalaire dont dérive le champ électrique et le potentiel vecteur dont dérive le champ magnétique, on obtient quatre fonctions qui forment ce qu'on appelle le **quadrivecteur potentiel**. Au niveau classique, il y a une propriété de symétrie qui n'est pas sans rappeler la vision de type horizontal développée plus haut. De quoi s'agit-il ? Il se trouve que si on considère un couple de champ électrique et de champ magnétique, c'est-à-dire une certaine force électromagnétique donnée, mesurable expérimentalement, (qu'on peut appeler le pôle actuel), il existe toute une classe infinie de potentiels quadrivectoriels dont dérive cette force électromagnétique donnée. Cette classe infinie de «potentiels» forme le pôle «potentiel» ! La notion de potentiel a toujours été considérée comme assez mystérieuse par la plupart des physiciens, y compris par Louis de Broglie, qui, en 1948 écrivait dans un article que la notion de potentiel lui paraissait extrêmement délicate. Ce qui me semble important dans le mot de potentiel c'est le fait que plusieurs potentiels peuvent donner la même force, c'est que ces potentiels nous permettent d'imaginer un pôle potentiel et donc d'avoir une description de l'interaction électro-magnétique classique (au sens de non-quantique), qui déjà a un pôle actuel et un pôle potentiel. On appelle transformation de jauge, une transformation d'un potentiel en un autre donnant le même champ électromagnétique. L'interaction électromagnétique est dite invariance de jauge, car elle reste invariante sous l'effet des transformations de jauge.

Essayons maintenant de quantifier la théorie de l'interaction électromagnétique. Pour quantifier, il convient d'abord de décrire la matière. Par exemple, on va supposer une théorie de l'électromagnétisme ultra simplifiée dans laquelle il n'y a que des électrons. On considère donc la répartition des électrons dans l'espace et

dans le temps. A l'aide d'un champ d'amplitude de probabilités. $\Psi(t,x)$ ou t est le temps et x la position dans l'espace ; $\Psi(t,x)$ est l'amplitude de probabilité de trouver un électron au temps t au point x . Le module au carré de $\Psi(t,x)$ est la probabilité de trouver l'électron. C'est un «champ» puisque c'est défini en tous points de l'espace et du temps. Ce champ, comme je l'ai dit plus haut, a une propriété d'invariance, une invariance horizontale, qui est l'invariance par changement de la phase, à module constant. Il est possible de démontrer que l'invariance de phase est équivalente à la conservation de la charge électrique. Le miracle qui se produit est le suivant : on voudrait pouvoir imposer cette invariance de phase comme une invariance locale, c'est-à-dire qu'on veut pouvoir changer la phase du champ d'électron en tous points de l'espace et en tous points du temps. On s'aperçoit que c'est impossible à faire s'il n'existe pas un champ d'interaction invariant de jauge au sens où l'interaction électromagnétique est invariante de jauge, et qui soit couplé au champ de matière. Donc, partant d'une distribution de matière, imposer sur cette distribution de matière une invariance de phase locale, implique l'existence d'une interaction entre les particules qui forment cette matière ; et cette interaction, c'est l'interaction électromagnétique..

Autrement dit, **au niveau quantique, l'interaction électromagnétique résulte de l'adéquation de deux invariances horizontales , l'invariance locale de phase du champ de matière et l'invariance de jauge du champ électromagnétique.** Ce qui est tout à fait spectaculaire avec cette théorie, c'est qu'on peut lui appliquer la méthode de **l'intégrale fonctionnelle de Feynman** qui consiste à sommer toutes les amplitudes de probabilités possibles. Comment ceci se fait-il ? Cela se fait en donnant un sens, un contenu mathématique précis au diagramme d'interaction élémentaire représenté **sur la figure 3**. Considérons un certain processus comme, par exemple une collision électron-électron donnant électron-électron, une diffusion élastique de deux électrons par interaction électromagnétique. La **règle de Feynman** consiste à dessiner tous les diagrammes de Feynman possibles ; ces diagrammes sont construits à l'aide d'une sorte de jeu de construction qui implique la propagation de **particules de matière**, la propagation de **particules associées à l'interaction électromagnétique**, qui sont les **photons**, et le couplage des deux. A partir de ce jeu de construction, on peut construire pour un processus donné, tous les diagrammes de Feynman possibles (**figure 6**). D'autre part, les règles de Feynman associent à chaque diagramme une amplitude de probabilité de transition. On va ensuite sommer tout cela pour obtenir l'amplitude de probabilité du processus

donné ; on prend le module et on obtient ainsi la section efficace du processus. La section efficace peut être mesurée expérimentalement.

Les différents diagrammes comportent des points d'interaction, les **vertex d'interaction**. Plus on complique le diagramme, plus il y a de vertex d'interaction. D'autre part, ces vertex mesurent l'intensité de l'interaction. En fait, ils contribuent au module de l'amplitude associée. Si la constante de couplage g est petite, comme c'est le cas pour l'interaction électromagnétique, plus il y a de vertex, plus la puissance de g est grande et plus le diagramme devrait être négligeable. Et donc, avec un peu de chance si g est petit, on devrait pouvoir se contenter d'un petit nombre de diagrammes de Feynman. Ce développement est ce que l'on appelle un **développement perturbatif**. Les corrections d'ordre élevé sont petites, tout au moins on l'espère, si g est petit. Malheureusement, à part les diagrammes d'ordre le plus bas, tous les autres diagrammes comportent des boucles et les amplitudes associées comportent des intégrales qui ont en général la mauvaise idée de diverger ! Elles valent l'infini. Donc les corrections qui devraient être petites puisqu'elles font apparaître g^4 voire g^6 , etc... toutes ces corrections sont multipliées par l'infini.

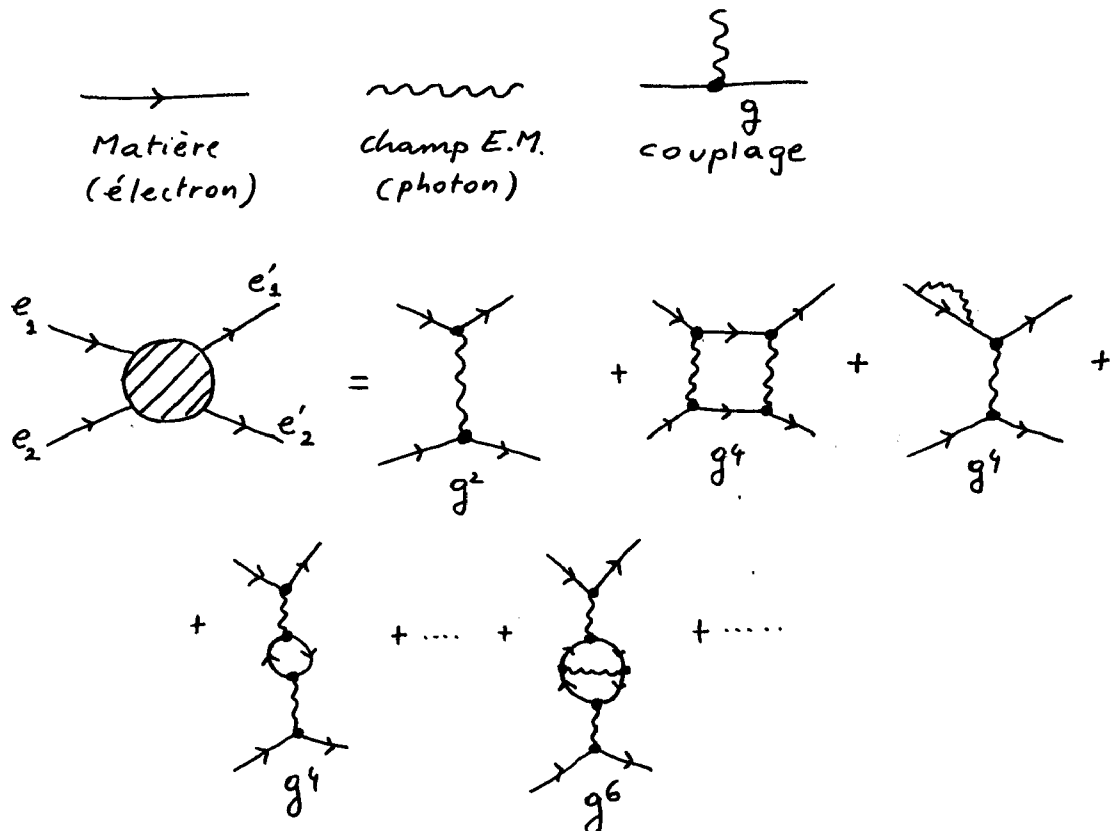


Figure 6

Les règles de Feynman de l'électrodynamique quantique

Est-on ramené au problème précédent ? Non, on a réussi à avancer là-dessus grâce à la **théorie de la renormalisation**. Que se passe-t-il avec ces intégrales qui divergent ? Les règles de Feynman sont extrêmement précises. Elles nous disent exactement quelles sont les intégrales. Or, quand des intégrales divergent les mathématiciens nous ont appris à ne pas désespérer. Il y a des techniques qui permettent d'extraire une information fiable d'intégrales divergentes. La technique de la renormalisation consiste à «régulariser» l'intégrale, à supprimer sa partie divergente. En coupant l'intégrale, on introduit des paramètres qui sont bien évidemment non physiques. Il faut ensuite se débarrasser de ces paramètres non physiques ou tout au moins les remplacer par des paramètres physiques. Supposez que vous connaissiez l'amplitude associée à un diagramme, pour certaines valeurs des variables dont elle dépend, vous pouvez alors considérer l'amplitude «soustraite», qui est l'amplitude moins sa valeur supposée connue. Et cette amplitude soustraite peut, ne pas être divergente. S'il est possible d'exprimer les observables physiques entièrement à l'aide des amplitudes soustraites, on aura résolu le problème, car on aura remplacé un paramètre non physique par un paramètre physique qui est la valeur de l'amplitude là où elle est supposée connue. On dira qu'une théorie est renormalisable si toutes les divergences qui interviennent dans le développement de Feynman, (en fait, ce développement est un développement infini), si toutes les divergences peuvent être éliminées à l'aide d'un nombre fini de paramètres physiques, c'est-à-dire de paramètres expérimentalement mesurables. Avec une théorie renormalisable, vous pouvez faire des prédictions et comparer avec l'expérience. Bien-sûr, cela se fera au prix d'un certain nombre fini de paramètres qu'il faudra mesurer, que la théorie ne permettra pas de prédire.

Cette idée est extrêmement importante. Je pense, bien que ce ne soit pas nécessairement partagé par tous les théoriciens, que ce concept de renormalisation n'est pas un simple artifice technique pour résoudre un problème d'infini dans une certaine représentation. Il me semble que c'est quelque chose de beaucoup plus profond qui obéit à cette logique de l'horizon. Voici comment je le vois : lorsque nous définissons notre intégrale de Feynman, nous le faisons à l'aide de champs d'amplitudes de probabilité qui sont déjà quantiques, puisque ce sont des amplitudes de probabilité, mais qui n'ont pas encore acquis le statut quantique tel que l'a défini Bohr. Ils ne sont pas relatifs à des phénomènes c'est-à-dire que ce sont des champs qui ne sont pas physiques, qui ne sont pas pleinement quantiques. C'est pourquoi on les appelle des **champs nus**. Et entre les **observables physiques** qui sont donc le

pôle actuel et ces **champs nus** qui appartiennent au **pôle potentiel**, on va mettre un intermédiaire, un champ «horizontal». On aurait pu l'appeler le «champ habillé» par opposition à champ nu, mais en fait on les appelle des **champs renormalisés**. Et ces champs renormalisés, ce sont pleinement des champs quantiques. C'est-à-dire qu'ils sont relatifs à des phénomènes quantiques. Ils sont relatifs à la réalité microscopique placée dans des conditions bien définies d'observation.

Ce qui est très intéressant avec cette approche de la renormalisation, c'est que les divergences n'existent que dans le passage des champs nus aux champs renormalisés. Mais dans le passage des champs renormalisés aux observables physiques, il n'y a plus de divergences. Le prix que l'on paie avec ceci, c'est que les charges, par exemple, deviennent des **paramètres effectifs**. Les constantes de couplage ne sont plus constantes. Elles dépendent de la résolution, c'est-à-dire de l'énergie. La charge effective dépend de l'énergie. **L'électrodynamique quantique telle que je l'ai esquissée est une théorie renormalisable**. En conséquence, avec deux paramètres seulement qui sont la masse de l'électron et le carré de la constante de couplage, constante maintenant effective évaluée à une énergie égale à la masse de l'électron (ce nombre qui vaut 1 sur 137, un nombre petit), on est capable de reproduire l'ensemble des données expérimentales relatives à l'interaction électromagnétique au niveau microscopique avec une précision tout à fait impressionnante. A tel point qu'on a pu dire, et je crois que cela reste vrai, que c'est la théorie qui a obtenu la meilleure comparaison avec l'expérience de toute l'histoire des sciences.

Voyez le moment magnétique de l'électron, sa valeur théorique et sa valeur expérimentale $\mu_{th} = 2,00231930476 \pm (52)$ $\mu_{exp} = 2,00231930482 \pm (40)$. Si on était en physique classique, elle serait égale à 2 exactement. Tous les chiffres qui viennent après la virgule sont dus à des aspects quantiques, c'est-à-dire à des diagrammes de Feynman d'ordre élevé, des transitions quantiques, des effets spécifiquement quantiques ; on voit la précision avec laquelle l'expérience et la théorie peuvent être comparées. En voyant ceci, vous vous doutez bien que l'électrodynamique quantique a de quoi devenir un modèle, la théorie de référence sur le modèle de laquelle on peut essayer de construire les théories d'autres interactions. Et cela a réussi.

3) *La chromodynamique quantique*

Ainsi la première extension est la **chromodynamique quantique** : c'est l'in-

teraction nucléaire forte au niveau des quarks (les constituants des protons et des neutrons). Pour la chromodynamique quantique, la matière est décrite avec un champ de quark. On a introduit un nombre quantique pour caractériser les quarks, qu'on appelle la **couleur**. On l'a appelé couleur parce qu'en quelque sorte, le proton qui est blanc serait une combinaison des trois quarks colorés (de la même façon que les trois couleurs fondamentales se combinent pour donner le blanc, c'est-à-dire l'absence de couleur). La symétrie horizontale de la chromodynamique quantique c'est l'invariance locale de couleur. C'est une invariance par changement de couleur des quarks en chaque point de l'espace et du temps. En appliquant un raisonnement tout à fait analogue à celui développé plus haut, par une généralisation minimale de l'interaction électromagnétique, on arrive à la théorie de la chromodynamique quantique : pour avoir cette invariance par changement de la couleur des quarks en chaque point de l'espace et du temps, il faut qu'existe une interaction chromodynamique véhiculée par des champs de **gluons** et satisfaisant une invariance de jauge. On peut définir à nouveau un développement en diagrammes de Feynman. Les règles de construction de cette théorie sont légèrement différentes : on a un champ de matière, très analogue à celui de l'électron, les champs d'interaction, les gluons, très analogues au photon, on a le couplage du quark au gluon, mais ce qui est nouveau, qui n'existait pas dans l'interaction électromagnétique, c'est que les gluons sont autocouplés. Le gluon porte une charge de chromodynamique. Alors que le photon est neutre, le gluon n'est pas neutre par rapport à l'interaction chromodynamique. Il y a donc des interactions à 3 gluons et à 4 gluons. C'est un aspect très nouveau, non linéaire dans la chromodynamique quantique qui est extrêmement intéressant. J'ai dessiné l'interaction chromodynamique élémentaire entre deux quarks, par exemple un quark u rouge et un quark u bleu par échange d'un gluon (**figure 7**). Je pourrai aussi la représenter de manière à montrer qu'un gluon, c'est ce qui change la couleur d'un quark : un gluon enlève une couleur et en apporte une nouvelle. Miracle ! La chromodynamique quantique est renormalisable. Donc il est possible d'avoir une théorie calculable pour l'interaction nucléaire forte. Pour moi qui ai travaillé, depuis que j'ai commencé à faire de la recherche, dans l'interaction nucléaire forte, le fait qu'il existe **maintenant** une **théorie quantitative** pour l'interaction nucléaire forte est une avancée considérable. La propriété essentielle de la renormalisabilité nous dit que la charge de chromodynamique, l'équivalent du carré de la charge électrique, que l'on désigne par α_s (s pour strong en anglais), **dépend de l'énergie**. Cette énergie, je l'appelle Q, c'est aussi un moment transféré et en général on le

prend au carré. La constante de couplage α_s dépend de Q^2 . A très haute énergie, lorsque Q^2 tend vers l'infini, la charge tend vers 0. C'est très curieux. Cela veut dire que des quarks à très haute énergie, c'est-à-dire à très haute résolution apparaissent comme des particules quasiment libres. C'est ce que l'on appelle la propriété de **liberté asymptotique**, qui a comme conséquence que, à haute résolution, un proton apparaît comme une structure granulaire contenant des quarks bien individualisés. Et on a vu les quarks, c'est-à-dire qu'on a fait des expériences qui permettent de sonder à haute résolution la structure d'un proton. Et on peut dire qu'on a vu les quarks, et ceci est dû au fait que la chromodynamique quantique est renormalisable et que sa constante de couplage tend vers 0 à haute résolution. A l'inverse, quand Q^2 tend vers 0, c'est-à-dire lorsque l'on observe le proton à grande distance, α_s (la charge) tend vers l'infini. Cela veut dire que si on essaie d'extraire un quark du proton dans lequel il est, à grande distance, sa charge va devenir infinie. On ne pourra pas isoler le quark de son proton C'est la propriété de confinement des quarks et des gluons à l'intérieur des particules dont ils sont les constituants.

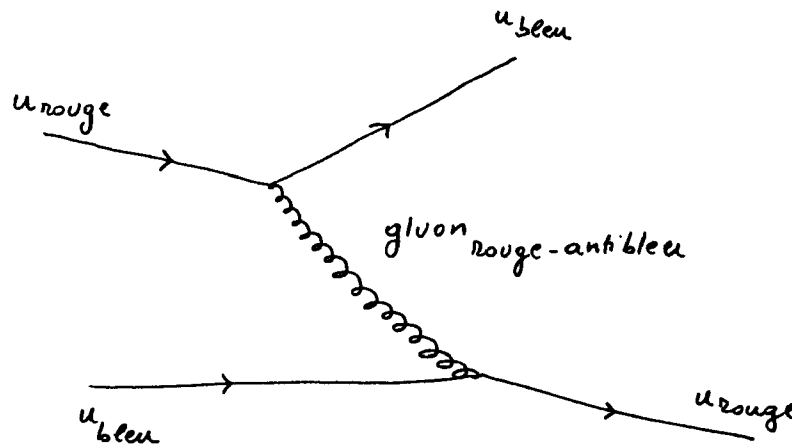


Figure 7
L'interaction chromodynamique élémentaire

On arrive ainsi à l'image suivante pour l'interaction forte : si on porte Q^2 , sur un axe logarithmique (à gauche Q^2 tend vers 0 et à droite Q^2 tend vers l'infini), on a le modèle des partons à petite distance : un proton se voit comme une structure

granulaire de 3 quarks, tandis qu'à grande distance si on essaie de séparer un quark, il va se former une corde entre ce quark et les deux autres (**figure 8**). L'image du proton change complètement selon la résolution avec laquelle on le regarde. Le confinement correspond à l'image des cordes : les quarks sont confinés comme les extrémités d'une corde. On ne peut pas séparer une extrémité de sa corde. On peut couper une corde, mais on ne peut pas séparer son extrémité.

4 - L'unification électrofaible

La seconde avancée que je voudrais évoquer concerne l'unification électrofaible. On a réussi à découvrir, pour l'interaction faible, un groupe de symétrie à traiter comme une invariance locale. Il s'agit du groupe de l'**isospin faible** : une transformation d'isospin faible fait passer d'un lepton chargé à son neutrino, du quark d au quark u.

En s'inspirant de l'analogie avec l'électrodynamique quantique, on a compris que l'invariance locale de l'isospin faible implique l'existence d'une interaction, invariante de jauge, véhiculée par des particules appelées les **bosons intermédiaires**.

Alors que le premier modèle imaginé par Fermi, pour rendre compte de l'interaction faible, qui consistait en une interaction de contact, conduisait à une théorie non renormalisable, on pouvait, à l'aide d'une théorie à invariance de jauge, espérer construire une théorie renormalisable pour cette interaction fondamentale.

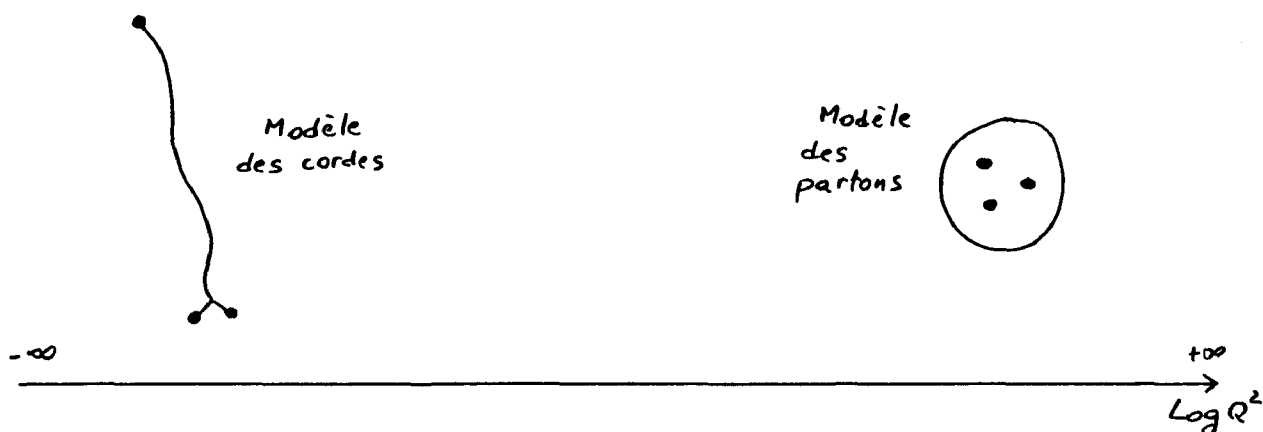


Figure 8
Les deux régimes de l'interaction chromodynamique

De plus il est apparu possible d'aller au-delà d'une simple analogie entre l'interaction faible et l'interaction électromagnétique, d'aller jusqu'à une **unification** de ces deux interactions : à condition que les bosons intermédiaires de l'interaction faible soient assez massifs, il est possible d'égaliser les constantes de couplages (qui mesurent les intensités) des interactions faible et électromagnétique.

Cependant le raisonnement par invariance de jauge implique une condition rigoureuse : que la masse des bosons associés à l'interaction soit nulle. Comme la masse du boson de l'interaction est inversement proportionnelle à la portée de l'interaction, et que la portée de l'interaction nucléaire faible est notoirement microscopique, cette condition aurait dû dissuader la recherche d'une théorie à invariance de jauge pour décrire l'interaction nucléaire faible.

On a néanmoins réussi à sauver les théories à invariance de jauge à l'aide du mécanisme de **brisure spontanée de symétrie**, emprunté, pour l'essentiel, à la physique de la supraconductivité. Dans une telle situation de brisure spontanée de symétrie, une certaine interaction peut être invariante par une certaine symétrie sans que le soient les états des particules qui participent à l'interaction ; les états symétriques sont instables et les états stables ne sont pas symétriques. Pour que se produise une telle situation il faut qu'existe un nouveau champ de bosons appelé champ de **Higgs**. Ce qui est remarquable, c'est que, si la symétrie spontanément brisée, est une invariance de jauge, certains bosons deviennent massifs **sans que la renormalisabilité de la théorie ne soit affectée**. Et on a trouvé un modèle explicite, le modèle de Higgs, dans lequel la théorie de l'interaction faible est renormalisable, la masse des bosons intermédiaires W et Z est différente de zéro, le photon est de masse nulle, les constantes de couplages des interactions électromagnétique et faible sont égales. Ce modèle minimal de brisure spontanée de symétrie suppose l'existence d'au moins une particule massive nouvelle, appelée boson de Higgs. Toutes les prédictions de la théorie unifiée électrofaible ont été vérifiées expérimentalement. Il s'agit d'un remarquable succès car ces prédictions concernent des domaines très éloignés comme les interférences électrofaibles en physique atomique (effets de très basse énergie) et la production des bosons Z^0 au collisionneur LEP du CERN.

Mais jusqu'à présent, le boson de Higgs n'a toujours pas été découvert. Les résultats de sa recherche au collisionneur LEP permettent d'affirmer que, s'il existe, sa masse est supérieure à 45 GeV. C'est à sa recherche que seront principalement

affectées les machines géantes qui entreront en fonctionnement à l'orée du XXIème siècle, le LHC européen et le SSC américain.

5 - L'unification électronucléaire

Pourquoi s'arrêter en si bon chemin ? Pourquoi ne pas essayer une grandiose unification des interactions nucléaires (forte et faible) avec l'interaction électromagnétique ? Rien n'interdit d'extrapoler jusqu'aux plus hautes énergies la loi de dépendance du couplage effectif de l'interaction forte $\alpha_s(Q^2)$. On trouve alors que, pour une énergie Q de l'ordre de 10^{15} GeV, la constante de couplage de l'interaction nucléaire forte est comparable à celle de l'interaction électromagnétique (qui est déjà égale à celle de l'interaction faible). Cette énergie de 10^{15} GeV (qui est énorme, à l'échelle des particules, puisqu'elle correspond à l'énergie cinétique d'une voiture de taille moyenne...) est donc considérée comme l'échelle de **l'unification électro-nucléaire**. Comme cette énergie est définitivement inaccessible expérimentalement, cette unification relève, pour l'essentiel, de spéculations théoriques.

On a cependant essayé de trouver un groupe de symétrie, englobant les groupes de la couleur, de la phase et de l'isospin faible, susceptible d'être traité comme une invariance locale pour induire une théorie à invariance de jauge pour cette hypothétique interaction unifiée électro-nucléaire. Le modèle minimal fait intervenir la symétrie SU (5), qui serait spontanément brisée à 10^{15} GeV. Un tel modèle n'est pas sans implications vérifiables expérimentalement. Il permet tout d'abord de calculer un paramètre essentiel de l'interaction électrofaible, que l'on doit déterminer expérimentalement en l'absence d'unification électro-nucléaire. Le fait que la valeur calculée de ce paramètre est compatible avec sa valeur mesurée est un encouragement pour cette tentative d'unification. Or, il existe une autre implication de cette théorie : comme le groupe de symétrie SU (5) peut transformer un quark en un lepton, la théorie à invariance de jauge qui lui est associée conduit à prédire que le proton n'est plus une particule stable, qu'il peut se désintégrer en un lepton et des particules instables comme des pions ou des kaons. La théorie permet même de prédire la durée de vie du proton : environ 10^{31} années. Une prédiction qui peut paraître décourageante, quand on sait que l'âge de l'Univers est à peine de 10^{10} années. Pourtant, cette prédiction peut être comparée à l'expérience : il suffit de surveiller quelques milliers de tonnes de matière (soit quelques 10^{32} protons) pendant quelques années, à l'abri de toute radioactivité, en espérant surprendre quelques dizaines ou centaines de

désintégrations de protons. Ces expériences ont été tentées, malheureusement sans succès : les protons ne veulent pas se désintégrer. Nous sommes en mesure d'affirmer que si le proton est instable sa durée de vie est supérieure à 10^{32} années, et que s'il y a une unification électronucléaire, le modèle minimal SU (5) est insuffisant.

Cet échec montre , à mon avis, que le paradigme de l'interaction électromagnétique, commence à s'épuiser et qu'il convient, peut-être, d'en rechercher un nouveau.

II La gravitation quantique comme nouveau paradigme ?

1) *Le modèle cosmologique du «big bang»*

Puisque la quantification de l'interaction électromagnétique s'est révélée d'une telle fécondité pour la compréhension des interactions nucléaires, pourquoi ne pas considérer la quantification de l'autre interaction de portée macroscopique, la gravitation, comme une source possible de nouvelles avancées ?

La théorie de la gravitation universelle de Newton fait intervenir la constante universelle G dans l'expression de la force d'attraction entre deux corps de masses m et m' distants de la longueur r :

$$F = G \frac{mm'}{r^2}$$

La constante G a le contenu dimensionnel du produit d'une action par une vitesse divisé par le carré d'une masse. Dans le système d'unités dites naturelles (système adapté à la physique des particules) où $h/2\pi$ et c sont égales à l'unité, la constante de Newton vaut 10^{-38} GeV⁻². Aux énergies accessibles en physique des particules, la gravitation est donc complètement négligeable, et elle est effectivement habituellement négligée. Mais, à l'échelle d'énergie de 10^{19} GeV, appelée échelle de Planck, qui correspond à une distance de 10^{-19} GeV⁻¹, soit 10^{-33} cm ou à un temps de 10^{-19} GeV⁻¹, soit 10^{-43} sec, les effets quantiques ne peuvent plus être négligés dans

l'interaction gravitationnelle, qui devient d'intensité comparable à celles des interactions nucléaires.

Ce problème peut paraître totalement académique puisque l'énergie de 10^{19} GeV (énergie cinétique d'un avion de transport) est encore plus inaccessible que celle de l'unification électronucléaire. Pourtant c'est ce problème qui tend actuellement à occuper la majorité des théoriciens. Le cadre général dans lequel surgit ce problème est celui du rapprochement de la physique des particules et de la cosmologie.

Tout comme la physique des particules, la cosmologie moderne s'est dotée d'un modèle standard, le modèle du «big-bang», dont le fondement théorique est la relativité générale d'Einstein. Cette théorie, d'une extraordinaire élégance, intègre et élargit la théorie de Newton qu'elle redonne à l'approximation des faibles champs gravitationnels. A partir du **principe d'équivalence** qui égale la masse d'inertie et la masse gravitationnelle, et du principe de **relativité générale** qui postule une invariance locale des lois de la physique par changement général de référentiel, Einstein a élaboré une théorie géométrique de la gravitation. D'après cette théorie, il est toujours possible d'annuler, localement, la gravitation par un changement de référentiel ; la matière et le champ gravitationnel qu'elle induit peuvent être remplacés par un espace-temps de métrique (on dit aussi de courbure) variable. On peut remplacer la matière interagissant par interaction gravitationnelle dans un espace-temps plat, par un espace-temps sans matière, mais de courbure variable. Les équations d'Einstein expriment quantitativement cette équivalence.

Quand on applique ces équations à l'Univers livré à sa propre gravitation, on obtient un modèle cosmologique. Le modèle cosmologique du «big-bang» satisfait à ces équations et intègre les données observationnelles qui signalent le phénomène d'**expansion de l'Univers**. Selon ce modèle, l'Univers est en expansion et en refroidissement depuis une «singularité primordiale», le «big-bang» (densité et température infinies) survenue il y a 15 milliards d'années. La température de l'Univers qui est l'énergie cinétique moyenne par particule) décroît à raison inverse de la racine carrée du temps écoulé depuis le «big-bang». Tout comme la physique des particules, la cosmologie fait donc intervenir une relation temps-énergie. Utiliser, en physique des particules, une sonde de haute énergie pour sonder à haute résolution spatiale et temporelle une structure microscopique, revient à simuler, en laboratoire, les conditions de l'Univers primordial, à l'époque où sa température correspondait à l'énergie

de la sonde. L'énergie du LEP permet de «remonter le temps cosmologique» jusqu'à un milliardième de seconde après le «big-bang»...

2) *Les problèmes de la gravitation quantique*

Dans le modèle du «big-bang», la gravitation peut être traitée classiquement, il n'y a aucunement besoin d'introduire des corrections quantiques, tant que le temps écoulé depuis le "big-bang", est grand devant le temps de Planck, de 10^{-43} seconde. Par contre, au temps $T = 10^{-43}$ sec. on sait que le modèle classique du "big-bang", qui néglige les effets quantiques, est certainement faux. On pense d'ailleurs que la «singularité» impliquée par le modèle du "big-bang" (valeurs infinies de la densité et de la température) n'est due qu'au fait que les effets quantiques ont été négligés. Le modèle du "big-bang" n'a donc aucune crédibilité pour $T \lesssim 10^{-43}$ sec. On va plutôt appeler "big-bang" l'état de l'Univers au temps $T = 10^{-43}$ sec, sans supposer l'existence d'une quelconque «singularité originelle».

Mais si l'on s'intéresse à la dynamique du «big-bang», (et pourquoi ne pas s'y intéresser ?) on est nécessairement confronté aux problèmes de la quantification de la gravitation.

Ces problèmes sont extrêmement difficiles. Au niveau élémentaire, la gravitation ne distingue pas les particules de matière que sont les fermions, des particules d'interaction que sont les bosons : dès qu'une particule a une certaine énergie, comme l'énergie est équivalente à de la masse selon la relativité d'Einstein, elle subit l'interaction gravitationnelle. Au niveau quantique, le quantum d'interaction gravitationnelle est porté par une particule (encore hypothétique car on n'a pas encore réussi à la mettre en évidence) appelée le **graviton**.

On a bien essayé d'élaborer une théorie quantique de la gravitation, avec une série de diagrammes de Feynman impliquant des échanges de gravitons. Malheureusement aucune de ces tentatives n'a abouti à une théorie **renormalisable**. La raison en est vraisemblablement que la gravitation comporte trop d'effets non linéaires pour que l'on puisse éliminer toutes les divergences à l'aide d'un nombre fini de paramètres : non seulement les diagrammes de Feynman sont en nombre infini, mais les règles de Feynman sont en nombre infini (il y a un nombre infini de couplages à un nombre arbitraire de gravitons).

La généralisation, à la gravitation, de la méthode de l'intégrale fonctionnelle de Feynman, consisterait à sommer sur toutes les métriques d'espace-temps possibles. Voilà qui semble dépasser l'entendement !

3) Des modèles de cordes aux théories de supercordes

Et pourtant, c'est à des problèmes de ce genre, que l'on commence à s'attaquer.

Très curieusement, c'est dans la phénoménologie de l'interaction forte qu'ont surgi ces problèmes. Le modèle des cordes, rapidement évoqué plus haut, représente les hadrons (les particules constituées de quarks qui participent à l'interaction forte) comme des cordes ouvertes dont les extrémités sont les quarks, ainsi automatiquement confinés. Les interactions de telles cordes sont représentées par des diagrammes généralisant les diagrammes de Feynman. La sommation sur toutes les topologies possibles de la «surface d'Univers» balayée par les cordes au cours de leur évolution, serait le problème de la quantification de la gravitation si l'espace-temps avait deux dimensions au lieu de quatre. Ainsi, la quantification par la méthode de Feynman d'une interaction dans laquelle les particules élémentaires sont des cordes est équivalente à la quantification d'une gravitation à deux dimensions. Or on s'est avisé, qu'à deux dimensions, la gravitation peut être quantifiée selon une théorie renormalisable !

De plus, dès 1974, notre regretté collègue et ami Joël Scherk a remarqué que, si les cordes ont une «tension de corde» égale au carré de l'énergie de Planck, soit 10^{38} GeV², on peut envisager, à partir des cordes, un modèle plausible, peut-être renormalisable, pour la vraie gravitation quantique. A partir de cette remarque, d'ailleurs, les modèles de cordes ont été abandonnés dans le domaine de l'interaction forte, et ils ont été utilisés comme un outil théorique pour aborder le problème de la quantification de la gravitation.

C'est ainsi qu'est née la **théorie des supercordes**, qui intègre une nouvelle propriété de symétrie, la supersymétrie qui unifie fermions et bosons, matière et interactions. Cette symétrie est bien adaptée à la gravitation qui, comme nous venons de le dire, ne distingue pas les fermions des bosons. Mais, si la gravitation est invariante par supersymétrie, le graviton, qui est un boson, devrait avoir un partenaire supersymétrique, un fermion appelé le **gravitino**. Il se trouve qu'avec la supersy-

métrie, la théorie quantique de la gravitation a plus de chances d'être renormalisable et que les théories de cordes peuvent devenir plus cohérentes. Il y a eu, en 1984, une véritable explosion d'enthousiasme, quand on a cru avoir découvert un critère permettant de déterminer, de manière à peu près unique, une théorie de supercordes capable d'unifier toutes les interactions fondamentales, gravitation comprise. Depuis l'enthousiasme est un peu retombé quand on a découvert que ce critère n'est pas aussi contraignant qu'on le pensait.

Mon opinion personnelle est que l'exploration de la gravitation quantique en est à ses tous débuts, et que notre compréhension de ce domaine est encore insuffisante pour espérer découvrir rapidement la grande théorie unitaire dont Einstein avait rêvé. Je pense, en revanche, que l'émergence des modèles de cordes dans la physique de l'interaction forte, suggère que la géométrie quantique, sous-jacente à la quantification de la gravitation, pourrait bien fournir le nouveau paradigme dont la physique des particules a besoin, compte tenu de l'essoufflement du paradigme de l'électrodynamique quantique. Ce nouveau paradigme pourrait suivre ensuite une nouvelle voie d'unification, la voie gravito-forte qui prendrait le relais de celle qui a permis tous les succès récents, la voie électro-faible.

Conclusion

Quels sont donc, pour conclure, les espoirs pour l'après 2000 ? J'espère quatre grandes avancées :

a) une théorie complète de l'interaction forte.

Les progrès récents accomplis dans les théories de supercordes permettent un retour à l'interaction forte à l'aide des modèles de cordes. Comme l'interaction forte est maintenant bien comprise, à petite distance, à l'aide de la chromodynamique quantique, on dispose de contraintes précises sur l'éventuelle théorie de corde de l'interaction forte. La découverte d'une telle théorie serait une avancée considérable, car nous disposerions avec elle d'un banc d'essai efficace pour les théories de géométrie quantique ; le paradigme commencerait à être opérationnel. C'est à ce problème que je consacre mon activité de recherche.

b) une nouvelle physique aux environs du TeV.

Le modèle minimal de Higgs, pour la brisure de la symétrie électrofaible, commence à soulever des doutes quant à sa cohérence théorique. Très nombreux sont les théoriciens qui pensent que ce modèle est insuffisant, que toute une nouvelle physique (interaction forte entre les bosons intermédiaires, une structure composite des quarks et leptons, de nouvelles dimensions dans l'espace-temps, la supersymétrie...) va émerger à l'échelle d'énergie du TeV, que l'on va pouvoir explorer à l'aide du LHC et du SSC. Je le pense aussi, et personnellement je penche pour l'existence d'une dynamique de cordes, analogue à 1TeV, à celle de l'interaction forte à 1 GeV.

c) La supersymétrie.

La supersymétrie est la symétrie qui unifie, en profondeur, matière et espace-temps. Cette symétrie a été imaginée pour de pures raisons théoriques. On n'en a vu encore aucune trace dans la réalité expérimentale. Mais quel triomphe de la pensée humaine serait la découverte d'une telle trace !

d) Une théorie quantique de la gravitation à 4 dimensions d'espace-temps

Tous les espoirs sont permis, mais cela prendra encore peut-être quelques dizaines d'années...

Ainsi, après être partis de l'interaction électromagnétique, une interaction macroscopique, et nous en être servi comme modèle au niveau microscopique, sommes nous en train de rencontrer l'autre interaction macroscopique, la gravitation. Cette interaction, la première à être comprise théoriquement, apparaît comme un serpent qui se mord la queue (p 23). Dominante dans l'Univers à très grande échelle, elle est négligeable aux échelles accessibles en physique des particules. Mais, aux échelles ultra-microscopiques elle redevient importante, voire dominante. En partant de la molécule, on va, vers l'infiniment petit, en passant par l'atome, le noyau, le proton, le quark, peut-être le constituant de quarks, le **préon**. Vers l'infiniment grand on rencontre la Terre, le Soleil, la Galaxie, l'amas de galaxies, le superamas, l'Univers en entier, l'Univers primordial, le «big-bang», la gravitation s'unifie aux autres interactions. Et la boucle est bouclée.

Gilles COHEN TANNOUJJI
physicien (Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay)