

# Le vide, un concept en évolution

Autor(en): **Wanders, Gérard**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles**

Band (Jahr): **78 (1986-1987)**

Heft 369

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-278901>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Le vide, un concept en évolution

PAR

GÉRARD WANDERS<sup>1</sup>

*Résumé.* – L'on décrit l'évolution du concept du vide depuis l'abandon de l'éther. La théorie des champs quantifiés implique que des champs tels que le champ électrique ont une valeur moyenne nulle dans le vide tout en présentant des fluctuations. L'effet Casimir est une manifestation observable de ces fluctuations. Les développements théoriques plus récents qui ont abouti à l'unification des interactions électromagnétiques et faibles montrent qu'il y a des champs qui ont des valeurs non nulles dans le vide. Ainsi, le vide n'est plus «vide» au sens ordinaire. La découverte des bosons intermédiaires confirme indirectement cette idée. Dans les modèles cosmologiques modernes, l'évolution de l'univers depuis l'explosion primordiale est liée à une évolution des propriétés du vide.

*Abstract.* – *The vacuum, an evolving concept.* The evolution of the vacuum concept since the ether has been abandoned is described. Quantum field theory implies that fields like the electric field have vanishing mean values in the vacuum but non vanishing fluctuations. The Casimir effect is an observable manifestation of these fluctuations. The more recent theoretical investigations which led to the unification of the electromagnetic and weak interactions show that there are fields which have non zero values in the vacuum. Hence, the vacuum is no longer empty in the usual sense. The discovery of the intermediate bosons confirms this idea in a indirect way. In the modern cosmological models, the evolution of the universe since the primordial big bang is connected to an evolution of the vacuum properties.

Le texte qui suit est une version développée d'un colloque donné à Lausanne en novembre 1984 et à Genève en juin 1985. Il est destiné à un lecteur averti des développements de la physique contemporaine qui ne dispose pas de connaissances détaillées de cette discipline.

---

<sup>1</sup> Institut de physique théorique, Bâtiment des sciences physiques, Université de Lausanne, 1015 Lausanne, Suisse.

Le but de l'exposé est de présenter les transformations qu'a subies la notion du vide depuis l'abandon de l'éther, au début de ce siècle. Alors que le vide était réduit à ce moment-là à un objet simple, nous avons de nouveau affaire aujourd'hui à un objet ayant une structure complexe.

Dans les sciences de la nature, il arrive fréquemment que l'évolution d'une idée ne naisse pas d'une réflexion concentrée uniquement sur l'objet que recouvre cette idée. Ce sont les efforts en vue d'une théorie des interactions fondamentales qui ont révélé la nature complexe du vide. Ainsi, esquisser l'évolution du vide donne une occasion de parler du développement de la théorie des interactions électrofaibles et de la découverte des bosons intermédiaires prévus par cette théorie.

Ce travail ne cherche pas à reconstituer l'histoire d'une idée, nous en décrivons l'évolution sans entrer dans le détail de son développement historique, sans chercher à en dater avec précision les étapes. La bibliographie est sommaire: quelques références d'articles originaux et d'articles de vulgarisation. Un lexique donne la signification de termes marqués [L...] dans le texte et qui y apparaissent sans explications.

Un excellent article sur l'évolution récente de la notion de vide a paru depuis la rédaction de ce texte. Il s'agit de: I. J. R. AITCHISON, Nothing's plenty. The vacuum in modern quantum field theory, *Contemporary Physics*, 26 (1985): 333-391.

## 1. COMMENT PRODUIRE UN ÉCHANTILLON DE VIDE?

Pour discerner ce que recouvre la notion de vide, nous nous demandons pour commencer comment on s'y prendrait en laboratoire pour produire du vide dans une enceinte. Sait-on préparer un échantillon de vide comme on sait préparer un échantillon de sel de cuisine? La pompe à vide, son nom même l'indique, a manifestement été conçue pour l'opération qui nous intéresse. On commencera donc par relier l'enceinte à une pompe à vide. Idéalement, cela aura pour effet d'en extraire toutes les particules matérielles qui s'y trouveraient et d'y réaliser une pression nulle. Si le vide ainsi produit peut être acceptable d'un point de vue pratique, il est loin de satisfaire nos exigences: à température ordinaire l'enceinte contient encore  $3 \cdot 10^{11}$  photons par litre. Plutôt que d'avoir fabriqué du vide, on a produit un corps noir [L1]; la pression n'est pas strictement nulle: il subsiste une pression de radiation [L1] due au rayonnement thermique. Pour absorber les photons qui le constituent, il faut avoir recours à la cryogénie et réduire la température des parois de l'enceinte au zéro absolu. Ce qui précède nous montre que nous concevons le vide comme un milieu évacué de tout ce qui peut l'être, dépourvu de propriétés en ce sens que toutes les grandeurs que nous pouvons mesurer y sont nulles: pression  $p$ , densité  $\rho$ , température  $T$ , champ électrique  $\vec{E}$ , champ magnétique  $\vec{B}$ ...

Si l'on veut vérifier qu'une enceinte est vide, cela ne peut se faire qu'en y

plaçant des appareils de mesure ou des corps d'épreuve dont on observe le comportement. Si, à la suite des préparatifs que nous avons décrits, on introduit un point matériel dans l'enceinte, celui-ci effectuera un mouvement uniformément accéléré, une chute libre due au fait que le champ gravifique  $\vec{g}$  n'est pas nul dans l'enceinte. Cela est une indication de la qualité du vide puisque le point matériel n'a pas subi de force de frottement. Cela attire aussi notre attention sur le fait que le champ gravifique n'a pas été évacué et nous amène à une question délicate: admettrons-nous qu'un vide est acceptable si le champ gravifique y diffère de zéro? Nous préférons évidemment  $\vec{g} = 0$  parce qu'il serait souhaitable que le vide soit homogène et isotrope [L2], un champ vectoriel non nul produisant une anisotropie. Il y a heureusement un moyen d'évacuer le champ gravifique: il suffit de placer notre enceinte dans la cabine d'un ascenseur en chute libre.

Nous avons le sentiment que le résultat des dispositions prises est un bon échantillon de vide (il faut reconnaître que l'enceinte sera encore traversée par des neutrinos qu'il serait difficile d'éliminer). La notion de vide nous apparaît comme une idéalisation d'une situation réalisable en laboratoire. Nous pouvons caractériser un échantillon de vide comme un morceau d'espace pur. La relativité générale nous apprend qu'il ne s'agit pas de n'importe quel espace; il possède un rayon de courbure  $R$  non nul [L3].

Observons qu'il n'est possible de créer du vide au sens où nous l'entendons que dans un domaine de dimension réduite. Mis à part les problèmes techniques que poserait une enceinte trop grande, le champ gravifique ne peut être annulé que dans une région limitée. Il serait évidemment absurde de vouloir annuler à la fois  $\vec{g}$  et  $R$  en vidant l'univers tout entier.

Le lecteur aura reconnu que la notion de vide que nous esquissons ici est la notion qui s'est développée dans le cadre de la physique classique après l'abandon de l'idée de l'éther [L4]. Il faut noter que cette conception du vide comme de l'espace géométrique pur n'est pas dépourvue d'ambiguïté. Ce vide, cet espace a la propriété de pouvoir être rempli, par exemple des ondes électromagnétiques peuvent s'y propager. Quel est le statut de ces modalités de remplissage du vide en tant que propriétés de ce dernier? Les «équations de Maxwell du vide» n'expriment-elles pas à la fois des propriétés des champs électromagnétiques et des propriétés du vide [L5]? Nous n'allons pas nous attarder à cette problématique; la physique quantique se charge d'en réduire l'importance.

## 2. LA PHYSIQUE QUANTIQUE RESPONSABLE D'UNE PREMIÈRE RÉVISION DE LA NOTION DU VIDE

Le nombre des particules constituant un système n'est pas nécessairement constant au cours du temps: des processus de création et d'annihilation de

particules peuvent avoir lieu. Une théorie susceptible de couvrir l'ensemble des processus entre particules élémentaires doit donc produire un formalisme permettant de décrire ces créations et annihilations. Les théoriciens ont trouvé que cela exige l'utilisation de champs quantifiés; ces champs se distinguent des champs classiques (champ électrique, champ magnétique par exemple) par le fait que ce sont des opérateurs et non pas des grandeurs à valeur numérique.

Nous allons voir que l'avènement de la théorie des champs quantifiés a conduit à une première révision de notre image du vide. Dans une théorie quantique, il faut définir le système que l'on veut décrire et spécifier l'ensemble des états possibles de ce système. Un électron dans le champ d'attraction électrique d'un proton est un exemple de système que l'on rencontre en mécanique quantique; chacun de ses états est caractérisé, entre autres, par la probabilité d'observer l'électron en un point donné. En théorie des champs quantifiés, le système n'est pas défini comme un ensemble donné de particules, mais comme un ensemble d'espèces de particules; les états du système comprennent toutes les configurations formées de nombres arbitraires de particules de ces différentes espèces. Dans une théorie donnée, un champ quantifié est associé à chacune des espèces de particules décrites. En mécanique quantique, le système est une collection d'individus: un électron et un proton, par exemple. En théorie des champs quantifiés, le système est un ensemble d'espèces: les espèces «électron», «positron» et «photon» dans la version la plus simple de l'électrodynamique quantique. Les états sont des configurations de nombres variables de spécimens de ces espèces:  $n_-$  électrons,  $n_+$  positrons et  $n_\gamma$  photons. Ces nombres varient dans le temps à cause des émissions et absorptions de photons, des créations et annihilations de paires. Si un état d'une théorie des champs quantifiés peut contenir  $n_\alpha$  particules de l'espèce ( $\alpha$ ), certains de ces  $n_\alpha$  peuvent être nuls. Il y a même un état dans lequel tous les  $n_\alpha$  sont nuls. Cet état ne contient aucune particule, c'est un vide au sens où nous l'avons défini précédemment. Le vide est l'un des états du système de la théorie des champs quantifiés décrivant toutes les espèces de particules!

Un système quantique isolé possède un état dont l'énergie est minimale: c'est son état fondamental. L'énergie de l'état fondamental de l'atome d'hydrogène vaut  $-13,6$  eV si l'énergie d'un état au seuil d'ionisation est normalisée à 0. L'état fondamental d'un oscillateur harmonique [L6] a une énergie  $\frac{1}{2}\hbar\omega$  où  $\omega$  est sa pulsation classique. Comme une particule de masse  $m$  possède au moins l'énergie  $mc^2$ , c'est le vide qui est l'état d'énergie minimale d'un système de champs quantifiés. Cela nous conduit à une définition précise du vide comme état fondamental d'un système quantique.

L'on sait que dans le cas de l'oscillateur harmonique, les valeurs moyennes de la position  $q$  et de la quantité de mouvement  $p$  sont nulles dans l'état fondamental. Cela ne signifie pas que ces grandeurs sont strictement nulles; elles fluctuent autour de valeurs moyennes nulles. Il est possible d'observer

une position  $q$  non nulle de l'oscillateur dans l'état fondamental. Ces fluctuations [L7] sont responsables de l'énergie  $\frac{1}{2} \hbar \omega$  de cet état:

$$\langle q \rangle = 0, \quad \langle p \rangle = 0, \quad \langle q^2 \rangle = \frac{1}{2} \frac{\hbar}{m\omega}, \quad \langle p^2 \rangle = \frac{1}{2} \hbar m\omega,$$

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2m} \langle p^2 \rangle + \frac{1}{2} m\omega^2 \langle q^2 \rangle = \frac{1}{2} \hbar \omega, \quad (1)$$

$m$  = masse de l'oscillateur.

De manière analogue, le champ électrique  $\vec{E}$  et le champ magnétique  $\vec{B}$  sont nuls en moyenne dans le vide; ils ne sont pas identiquement nuls et leurs fluctuations ont des effets observables. Elles induisent des créations et annihilations de paires qui rendent le vide polarisable [L8]. Cela a une influence sur la force entre deux points matériels chargés placés comme corps d'épreuve dans le vide. Il s'ensuit que cette force ne varie pas exactement comme l'inverse du carré de leur distance. Il y a des déviations à courtes distances (inférieures à  $10^{-10}$  cm.) dues à la polarisation du vide induite par les corps d'épreuve. Les distances qui interviennent ici font que nous avons décrit un *Gedankenexperiment*: la polarisabilité du vide ne peut être mise en évidence que de manière indirecte, par exemple par ses effets sur les niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène.

Comme nous l'avons déjà annoncé à la fin du paragraphe précédent, la physique quantique rend moins aiguë la question des propriétés du vide en tant que réceptacle de particules, de photons par exemple. Le champ électromagnétique n'étant pas strictement nul dans le vide, en ce sens qu'il présente des fluctuations, il n'est pas trop surprenant que le vide puisse être excité dans un état dans lequel la valeur moyenne de ce champ diffère de zéro.

### 3. L'EFFET CASIMIR :

#### UNE MANIFESTATION MACROSCOPIQUE DES FLUCTUATIONS DU VIDE

Les fluctuations qui sont une caractéristique du vide comme état fondamental quantique ont des effets macroscopiques qui sont à la limite de l'observabilité. Il s'agit de l'effet Casimir; il ne fait intervenir que le champ électromagnétique. L'on se pose la question suivante: si l'on place dans l'enceinte dans laquelle on a établi le vide deux plaques conductrices parallèles, ces plaques exercent-elles une force l'une sur l'autre (fig. 1)? Pour trouver la réponse à cette question, on calcule l'énergie du vide comme fonction de la distance entre les deux plaques<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Nous appliquons le principe des travaux virtuels; la variation d'énergie  $\delta E$  est égale au travail de la force  $-SF$  qu'il faut exercer sur les plaques pour maintenir leur distance égale à  $a$ .

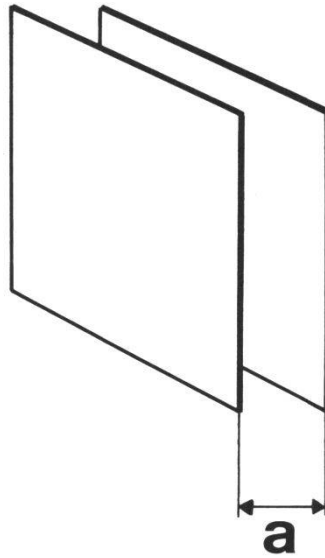


Fig. 1. – Effet Casimir: deux plaques conductrices parallèles placées dans le vide exercent l'une sur l'autre une force attractive détectable si leur distance  $a$  est assez petite.

Le champ électromagnétique quantifié est une collection d'une infinité d'oscillateurs harmoniques; chacun d'eux correspond à l'un des modes du rayonnement électromagnétique dans l'enceinte. Si  $\omega_n$  est la pulsation du  $n$ -ème mode, l'énergie de ses fluctuations vaut  $\frac{1}{2} \hbar \omega_n$  et l'énergie du vide est donnée par:

$$E = \sum_n \frac{1}{2} \hbar \omega_n . \quad (2)$$

Malheureusement, cette somme diverge; nous avons ici une illustration d'un problème majeur de la théorie des champs quantifiés. L'évaluation de grandeurs physiques butte fréquemment sur l'apparition de sommes ou d'intégrales divergentes. La mise au point de techniques de renormalisation permettant d'éliminer ces infinités de manière systématique et consistante a été l'un des grands achèvements de la théorie des champs quantifiés. Après renormalisation, l'on a une théorie prédictive si l'on ajuste un petit nombre de paramètres aux valeurs fournies par l'expérience. Par exemple, l'énergie du vide est normalisée de manière à ce qu'un vide occupant tout l'espace ait une énergie nulle.

Si l'équation (2) ne permet pas de déterminer l'énergie du vide, cette équation suggère la manière de déterminer la variation de cette énergie comme fonction de la distance  $a$  entre les plaques. La pulsation du  $n$ -ème mode est une fonction  $\omega_n(a)$  de  $a$  et la contribution de ce mode à l'énergie du vide varie de  $\frac{1}{2} \hbar [\omega_n(a + \delta a) - \omega_n(a)]$  lorsque la distance des plaques passe de  $a$  à  $(a + \delta a)$ . Alors que la somme (2) n'est pas définie, la somme des

variations des énergies des modes l'est mieux et l'on peut déterminer la variation de l'énergie du vide par<sup>2</sup>:

$$\delta E = \sum_n \frac{1}{2} \hbar (\omega_n(a + \delta a) - \omega_n(a)) . \quad (3)$$

La force par unité de surface que les deux plaques exercent l'une sur l'autre vaut alors:

$$F = - \frac{1}{S} \frac{\delta E}{\delta a} , \quad S = \text{aire des plaques.} \quad (4)$$

Les grandeurs apparaissant dans ces formules sont calculables et H.B.G. CASIMIR [1] a obtenu en 1948 une force attractive:

$$F = - \frac{\pi^2 \hbar c}{240 a^4} = - \frac{0,013}{(a [\mu\text{m}])^4} \text{ dyn/cm}^2 . \quad (5)$$

Des expériences difficiles ont été menées par SPAARNAAY [2] pour vérifier cette formule. Les résultats publiés en 1958 sont compatibles avec (5) sans en fournir une vérification précise.

#### 4. SPÉCULATIONS SUR LA POSSIBILITÉ D'UNE DEUXIÈME RÉVISION DE LA NOTION DU VIDE

Si le vide est l'état fondamental d'un système quantique, on peut se demander si le fait que les champs ont une valeur moyenne nulle dans le vide est une nécessité, ou si l'on peut imaginer des champs qui ont une valeur non nulle dans le vide. Le vide étant un état invariant sous le groupe des transformations de Lorentz [L9], un tel champ doit être un champ scalaire [L9] et sa valeur moyenne doit être indépendante du lieu:

$$\text{si } \langle \phi(x) \rangle = \phi_0 \neq 0 , \quad \phi(x) \text{ est un champ scalaire.}$$

Comme nous ne connaissons pas de particule scalaire (spin 0) stable, il n'est pas évident qu'une théorie réaliste doive ou puisse faire intervenir des champs scalaires. Plutôt que de nous laisser arrêter par cette observation, nous allons examiner les conditions qui permettraient à un champ scalaire d'avoir une valeur moyenne non nulle dans le vide. Pour cela, nous devons introduire un peu de formalisme. Un système mécanique est caractérisé par la donnée de son lagrangien  $L$  qui est une fonction des variables  $q_i$  fixant sa position et de leurs dérivées par rapport au temps  $\dot{q}_i$ . Dans le cas d'une particule de masse  $m$  se déplaçant sur une droite et soumise à une force dérivant d'un potentiel  $V$ , il n'y a qu'une variable  $q$  et:

$$L(q, \dot{q}) = \frac{1}{2} m \dot{q}^2 - V(q) . \quad (6)$$

<sup>2</sup>En fait, la somme (3) ne converge pas encore; il faut la restreindre à  $n \leq N$ . Cette coupure tient compte du fait que les plaques n'ont pas d'effet sur les modes dont la longueur d'onde est plus petite que la distance séparant leurs constituants atomiques.



Dans le cas de l'oscillateur harmonique  $V(q) = \frac{1}{2} kq^2$ ,  $k =$  constante du ressort. De manière analogue, une théorie des champs est spécifiée par une densité lagrangienne  $L(x)$  ( $x$  est un quadrivecteur repérant un point de l'espace-temps  $x = (x^0, x^1, x^2, x^3)$ ,  $x^0 =$  temps,  $(x^1, x^2, x^3) =$  coordonnées spatiales).  $L(x)$  est une fonction des champs et de leurs dérivées évaluées au point  $x$ . Dans le cas d'une collection de champs scalaires  $\phi_a(x)$ :

$$L(x) = L(\phi_1(x), \dots, (\partial/\partial x^0) \phi_1(x), \dots) = \frac{1}{2} \sum_a \left[ \left( \frac{\partial}{\partial x^0} \phi_a(x) \right)^2 - \sum_{i=1}^3 \left( \frac{\partial}{\partial x^i} \phi_a(x) \right)^2 \right] - V(\phi_1(x_1) \dots \phi_n(x_n)). \quad (7)$$

En prenant différentes expressions pour le «potentiel»  $V(\phi_1, \dots, \phi_n)$ , on obtient différents modèles qui sont des terrains d'exercice de difficulté variable pour le théoricien. En général, un souci d'esthétique conduit à choisir  $V$  de manière à ce que la valeur de  $L$  ne soit pas modifiée par certaines substitutions  $\phi_a \rightarrow \phi'_a$  où  $\phi'_a$  se calcule à l'aide des  $\phi$ . Si l'on a un seul champ  $\phi$ , on peut avoir:

$$L(\phi') = L(\phi) \quad \text{avec } \phi'(x) = -\phi(x) \quad (8)$$

ou, si  $\phi$  est complexe,

$$\phi'(x) = e^{i\alpha} \phi(x), \quad 0 \leq \alpha < 2\pi. \quad (9)$$

Si l'on a plusieurs champs, on peut exiger

$$L(\phi'_1, \dots) = L(\phi_1, \dots) \quad \text{avec } \phi'_a = \sum_b U_{ab} \phi_b \quad (10)$$

pour un ensemble particulier de matrices  $U_{ab}$ . Dans chacun de ces cas,  $L$  est invariant sous certaines transformations des champs; les variables  $\phi$  et  $\phi'$  sont équivalentes. On dit que  $L$  présente une symétrie. Pour qu'une telle symétrie se manifeste directement par des propriétés physiques du système, il faut que l'état fondamental, le vide, présente cette symétrie. En particulier  $\phi$  et  $\phi'$  doivent avoir une même valeur moyenne dans le vide. Cela est incompatible avec une valeur moyenne non nulle. Par exemple, dans le cas (8), on a:

$$\langle \phi' \rangle = \langle -\phi \rangle = -\phi_0 \quad (11)$$

et l'égalité  $\langle \phi' \rangle = \langle \phi \rangle$  implique  $\phi_0 = 0$ .

Si  $\langle \phi' \rangle \neq \langle \phi \rangle$ , les propriétés physiques du système ne reflètent pas directement la symétrie du lagrangien; on dit que cette symétrie est brisée. Nous

voyons donc qu'en général, une valeur moyenne dans le vide non nulle signale une symétrie brisée.

L'idée que les symétries d'un lagrangien et des équations du mouvement qui en résultent soient aussi des symétries de l'état d'énergie minimale du système (classique ou quantique) est une idée qui vient naturellement à l'esprit. Si elle est fréquemment vérifiée, elle ne l'est pas toujours. Un exemple proche de la situation que nous allons rencontrer est celui d'un ferroaimant. Les interactions entre ses constituants sont telles que l'on s'attend à ce que ses états d'équilibre thermodynamique soient isotropes et qu'en conséquence, ils ne présentent pas d'aimantation. Toutefois, à température suffisamment basse, on assiste à l'apparition d'une aimantation spontanée qui privilégie une direction spatiale et brise la symétrie de rotation.

Les théoriciens ont commencé par admettre que le vide d'un ensemble de champs quantifiés est un état présentant toutes les symétries des lois qui gouvernent le système. Ce n'est que peu à peu que l'on a envisagé la possibilité d'une brisure de certaines de ces symétries, ouvrant ainsi la voie à une nouvelle révision de notre conception du vide.

La nécessité d'une telle brisure est apparue notamment à travers les efforts en vue d'une théorie acceptable des interactions faibles et de leur unification avec les interactions électromagnétiques.

## 5. VERS UNE THÉORIE RENORMALISABLE DES INTERACTIONS FAIBLES

L'unification des interactions électromagnétiques et faibles a été l'aboutissement d'une entreprise longue et complexe: nous présentons sommairement les développements concernant les propriétés du vide. Le point de départ réside dans le fait que, contrairement à l'électrodynamique quantique, la première théorie des interactions faibles, due à E. Fermi (1934), pose de graves problèmes de renormalisation. Si l'on reformule la théorie de Fermi en langage moderne, la désintégration  $\beta$  du neutron résulte de la conversion d'un quark  $d$  du neutron en un quark  $u$  [L 10], cette conversion étant accompagnée de l'émission d'un électron et d'un neutrino. Ce processus est localisé en un point de l'espace-temps (fig. 2).

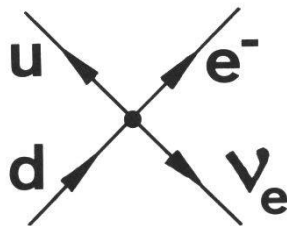


Fig 2. – Illustration de la structure des interactions faibles selon la théorie de Fermi: un quark  $d$  se convertit en un quark  $u$  en émettant une paire  $(e^-, \nu_e)$ .

Nous avons déjà évoqué les problèmes qui affectent tout calcul en théorie des champs quantifiés allant au-delà d'une première approximation. On voit apparaître des grandeurs infinies et l'on a dû inventer des techniques de renormalisation pour éliminer ces infinités. En fait, il existe deux classes de théories de champs quantifiés; les théories renormalisables auxquelles ces traitements s'appliquent avec succès et les théories non renormalisables que l'on ne peut pas guérir de cette façon, qui souffrent d'une prolifération de paramètres indéterminés. L'électrodynamique quantique est renormalisable et conduit à des résultats que l'expérience confirme avec une précision inouïe. La théorie de Fermi ne l'est pas; bien qu'elle décrive correctement les interactions faibles à basse énergie telles que les désintégrations  $\beta$ , il est impossible d'en extraire des prévisions exigeant un calcul de perturbation d'ordre supérieur [L 11].

Cela conduit à penser que la forme de l'interaction de Fermi doit être modifiée; il est possible que le processus élémentaire ne soit pas la rencontre de quatre fermions en un même point de l'espace-temps, mais plutôt l'émission ou l'absorption d'une nouvelle particule – d'un boson intermédiaire pour adopter la terminologie établie maintenant – par un fermion. La désintégration  $\beta$  du neutron est alors le résultat de l'émission d'un boson  $W^-$  par un quark  $d$  du neutron et de l'annihilation de ce boson en une paire électron-neutrino (fig. 3). Ce processus ressemble à l'échange d'un photon entre un quark  $d$  et un électron, échange qui se produit lors d'une collision entre un quark  $d$  et un électron. L'existence de bosons intermédiaires est compatible avec le succès de la théorie de Fermi pour les interactions faibles à basse énergie si leur masse est suffisamment élevée et si leur spin vaut 1. Ces deux propriétés des bosons intermédiaires font que leur introduction ne conduit pas directement à une théorie plus satisfaisante que celle de Fermi. En effet, une théorie de bosons massifs de spin 1 couplés à des fermions tombe dans la classe des théories non renormalisables, comme la théorie de Fermi initiale.

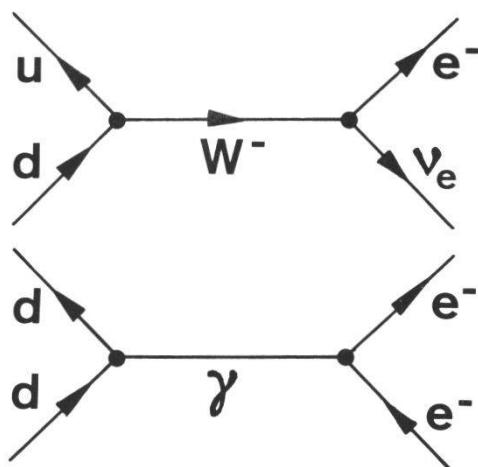


Fig. 3. – Le processus de la figure 2 avec échange d'un boson intermédiaire  $W^-$  :  $d \rightarrow u + W^- \rightarrow e^- + \nu_e$ . Ce processus ressemble à l'interaction d'un quark  $d$  avec un électron  $e^-$  due à l'échange d'un photon  $\gamma$ .

Il semble y avoir une contradiction entre cette affirmation et le fait que l'électrodynamique soit renormalisable; cette dernière fait aussi intervenir des bosons de spin 1, les photons. La différence vient du fait que la masse du photon est nulle. Plus précisément, l'électrodynamique possède une symétrie d'un type spécial, une symétrie de jauge qui, d'une part, force la masse du photon à être nulle et, d'autre part, assure la renormalisabilité de l'électrodynamique.

On est ainsi placé devant un dilemme: une théorie renormalisable des interactions faibles avec bosons intermédiaires de spin 1 est possible si ces bosons ont une masse nulle. Mais s'ils avaient une masse nulle, ils pourraient être émis lors de processus à basse énergie, des désintégrations  $\beta$  par exemple. Comme ces désintégrations ne sont pas accompagnées de telles émissions, la masse de ces bosons, s'ils existent, ne peut pas être nulle.

Nous allons essayer d'expliquer comment on est parvenu à une théorie de jauge des interactions électromagnétiques et faibles en dépit de ces difficultés.

Dans une théorie de jauge, on a:

- des champs de jauge  $B_\mu(x)$  qui sont des quadrivecteurs ( $\mu = 0,1,2,3$ ) et dont les quanta sont des particules de spin 1 (les photons dans le cas de l'électrodynamique);
- des champs de matière qui peuvent être des champs spinoriels  $\psi(x)$  (décrivant des particules de spin  $\frac{1}{2}$ , les particules chargées dans le cas de l'électrodynamique) ou des champs scalaires  $\phi(x)$  (particules de spin 0).

Le lagrangien est invariant sous des transformations de jauge qui ont la caractéristique d'être inhomogènes en les champs de jauge et homogènes en les champs de matière. Dans le cas le plus simple (symétrie de jauge abélienne):

$$B_\mu(x) \rightarrow B'_\mu(x) = B_\mu(x) + \frac{\partial}{\partial x^\mu} \alpha(x) \quad (12)$$

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{iq\alpha(x)} \phi(x)$$

où  $\alpha(x)$  est une fonction arbitraire de  $x$ . On a une même loi de transformation pour tous les champs de matière;  $q$  est la charge des particules décrites par  $\phi$ .

La masse  $M$  d'une particule associée à un champ produit un terme dans le potentiel  $V$  qui est quadratique en ce champ. Par exemple, pour un champ scalaire sans interaction, le potentiel se réduit à un terme de masse:

$$V(\phi) = \frac{1}{2} M^2 \phi^2. \quad (13)$$

Si l'on identifie les champs décrivant les bosons intermédiaires à des champs de jauge, on devrait avoir dans le potentiel des termes de masse de la forme  $\frac{1}{2} M^2 (B_\mu)^2$ . De tels termes ne sont manifestement pas invariants sous la transformation (12). C'est précisément la raison pour laquelle l'invariance de jauge de l'électrodynamique implique que le photon a une masse nulle:  $M_\gamma = 0$ .

Il faut donc une astuce pour donner une masse aux bosons intermédiaires. Elle est basée sur l'observation suivante: un terme de masse est interdit parce que  $M$  est un paramètre qui reste inchangé sous une transformation de jauge. Par contre, un terme de la forme  $\frac{1}{2} \phi^2 (B_\mu)^2$  où  $\phi$  est un champ scalaire réel est admissible si on le combine avec d'autres termes de manière à respecter l'invariance de jauge. Par exemple, dans le cas abélien, l'expression:

$$\frac{1}{2} [(\partial_\mu + iq B_\mu)\bar{\phi}] [(\partial^\mu - iq B^\mu)\phi] \quad (14)$$

est invariante de jauge et peut apparaître dans un lagrangien. Si on la développe, on voit qu'elle contient:

$$\frac{1}{2} q^2 |\phi|^2 (B_\mu)^2 \quad (15)$$

Imaginons maintenant que la valeur moyenne dans le vide  $\phi_0$  de  $\phi$  est non nulle. On peut écrire:

$$\phi(x) = \phi_0 + \tilde{\phi}(x) \quad (16)$$

où  $\tilde{\phi}$  décrit les fluctuations de  $\phi$  autour de  $\phi_0$  ainsi que les particules associées à ce champ. L'expression (15) devient:

$$\frac{1}{2} q^2 |\phi_0|^2 (B_\mu)^2 + (\text{termes d'interaction entre } \tilde{\phi} \text{ et } B_\mu). \quad (17)$$

Le premier terme est un terme de masse; il donne au boson décrit par  $B_\mu$  une masse  $|q||\phi_0|$ . Cette masse est générée par la valeur moyenne non nulle d'un champ scalaire. Dans un problème physique particulier, une constante peut être un paramètre fixe du système ou la valeur d'un champ qui, dans le problème considéré, est constant. Dans un laboratoire à la surface de la terre, l'accélération gravifique est constante; c'est une valeur du champ gravifique qui, à plus grande échelle, est variable. Nous avons une situation quelque peu analogue ici; la masse du boson intermédiaire est déterminée par la valeur moyenne que prend un champ dans le vide. Contrairement à l'exemple du champ gravifique, cette valeur moyenne doit être une constante indépendante du lieu à cause de l'homogénéité du vide.

Comme on l'a déjà vu,  $\phi_0 \neq 0$  signifie qu'une symétrie, ici une symétrie de jauge, est brisée. Nous arrivons maintenant à une propriété cruciale des théories ayant une symétrie de jauge: la renormalisabilité d'une théorie de jauge résulte exclusivement de la symétrie de son lagrangien. Elle est garantie indépendamment de la valeur de  $\phi_0$  que l'on va obtenir, donc qu'il y ait brisure de la symétrie ou non.

Nous voyons ainsi qu'il n'est pas exclu que l'on puisse construire une théorie de jauge renormalisable des interactions faibles qui identifie les bosons intermédiaires aux quanta de ses champs de jauge à condition que cette théorie contienne des champs scalaires ayant une valeur moyenne non

nulle dans le vide. Ces champs scalaires sont appelés champs de Higgs et le mécanisme qui donne une masse à des quanta de champs de jauge par brisure de la symétrie de jauge porte le nom de mécanisme de Higgs [3, 4, 5].

## 6. L'INTERACTION ÉLECTROFAIBLE ET LA DÉCOUVERTE DES BOSONS INTERMÉDIAIRES

Une théorie exploitant le mécanisme de Higgs a été élaborée par S. L. GLASHOW, S. WEINBERG et A. SALAM [6-10]. En fait, la théorie construite par ces chercheurs n'est pas seulement une théorie renormalisable des interactions faibles, c'est une théorie qui unifie les interactions électromagnétiques et faibles. Ces deux types d'interactions apparaissent maintenant comme des manifestations d'une même interaction fondamentale, l'interaction électrofaible. La théorie de Glashow, Weinberg et Salam possède une symétrie de jauge dont les transformations sont plus compliquées que (12) tout en ayant la même structure. Il s'agit d'une symétrie non abélienne [L 12].

L'interaction électrofaible est spécifiée par trois paramètres: la charge électrique élémentaire  $e$ , un angle  $\theta_w$  qui fixe des relations entre les interactions électromagnétiques et faibles, le module  $|\phi_0|$  et la valeur moyenne d'un champ de Higgs.  $|\phi_0|$  ne détermine pas seulement la masse des bosons intermédiaires, mais aussi la constante de couplage de Fermi  $G_F$  mesurant l'intensité des interactions faibles:

$$|\phi_0|^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{G_F}. \quad (18)$$

La valeur expérimentale de  $G_F$  donne  $|\phi_0| = 246$  GeV. Des expériences de diffusion neutrino-électron fixent  $\theta_w$ :  $\sin^2 \theta_w = 0,217$ . Il y a deux bosons intermédiaires chargés  $W^\pm$  et un boson neutre  $Z$ ; leurs masses sont données par:

$$M_w = \frac{1}{2} \frac{e}{\sin \theta_w} |\phi_0|, \quad M_z = \frac{1}{2} \frac{e}{\sin \theta_w \cos \theta_w} |\phi_0|. \quad (19)$$

Avec  $\alpha = (e^2/4\pi) = 1/137$ , ces formules donnent:

$$M_w = 80,0 \text{ GeV}/c^2, \quad M_z = 90,4 \text{ GeV}/c^2. \quad (20)$$

Les bosons  $W^\pm$  et  $Z$  ont été observés [11, 12] et des valeurs récentes de leurs masses [13] sont:

$$\begin{aligned} M_w &= 81,2 \pm 1,1 \text{ (stat.)} \pm 1,3 \text{ (syst.) GeV}/c^2 \\ M_z &= 92,5 \pm 1,3 \text{ (stat.)} \pm 1,5 \text{ (syst.) GeV}/c^2 \end{aligned} \quad (21)$$

Il y a un accord remarquable entre les prévisions (20) et les résultats expérimentaux (21).

La théorie de GLASHOW, WEINBERG et SALAM est considérée actuellement comme un modèle standard des interactions électrofaibles. Notre présentation en a été extrêmement schématique et nous ne l'avons abordée que du

CHAMPS: Bosons vectoriels:  $A_\mu$  (photon),  $W_\mu^\pm$  (bosons intermédiaires chargés),  $Z_\mu$  (boson intermédiaire neutre)

Champs de Higgs: doublet  $\phi = \{\phi_1, \sqrt{1/2} v + \phi_2\}$  (dans le vide:  $\phi = \phi_0 = \{0, \sqrt{1/2} v\}$ )

Fermions: leptons et quarks

PARAMETRES:  $v$ , fixe la valeur de  $\phi$  dans le vide,

$g_1, g_2$ , constantes de couplage,

$M_H$ , fixe la masse des particules de Higgs,

masses des fermions, couplages fermions-champs de Higgs.

LAGRANGIEN = [termes cinétiques des fermions] + [couplages fermions - bosons vectoriels] + [termes cinétiques des bosons vectoriels] + [termes cinétiques des champs de Higgs et couplages Higgs - bosons vectoriels]

(1)

+ [potentiel des champs de Higgs] + [couplages fermions - champs de Higgs]

$$(1) = \left| \partial_\mu \phi_1 - i g \frac{c_W^2 - s_W^2}{c_W} Z_\mu \phi_1 + i e A_\mu \phi_1 - i M_W W_\mu^+ - i \sqrt{1/2} g_2 W_\mu^+ \phi_2 \right|^2 + \left| \partial_\mu \phi_2 - i g \sqrt{1/2} W_\mu^- \phi_1 + i M_Z \sqrt{1/2} Z_\mu + i g_2 (1/2) Z_\mu \phi_2 \right|^2$$

$$(2) = M_H^2 (\phi_2 + \phi_2^\dagger)^2 - g_2 \sqrt{1/8} (M_H^2/M_W) (\phi_2 + \phi_2^\dagger) \{|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2\} - g^2 (1/8) (M_H^2/M_W^2) \{|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2\}^2$$

Notations:  $s_W = g_1/g$  ,  $c_W = g_2/g$  ,  $g = (g_1^2 + g_2^2)^{1/2}$  ,  $M_Z = (v/2) g$  ,  $M_W = (v/2) g_2$  ,

$$e = g_2 s_W$$

Fig. 4. - Ingrédients du modèle standard des interactions électrofaibles et structure du lagrangien. On a donné la forme explicite des termes de ce lagrangien dont des versions simplifiées sont discutées dans le texte.

point de vue de la nécessité d'un champ de Higgs pour engendrer la masse des bosons intermédiaires. Il y a d'autres ingrédients qui entrent dans la construction du modèle. Celui-ci est d'une grande complexité technique qui se reflète dans l'architecture de son lagrangien complet (fig. 4).

La concordance des prévisions théoriques (20), basées sur des données connues avant la découverte des bosons W et Z avec les masses effectivement observées, est étonnante. Elle devient proprement stupéfiante si l'on tient compte du fait que ces prévisions résultent de calculs de première approximation et si l'on songe à la nature hautement spéculative des arguments sur lesquels ils sont basés. D'une part, il y a une idée nouvelle selon laquelle le monde physique brise une symétrie qui lui semble dictée par les lois gouvernant sa dynamique, ce qui permet à certains champs d'avoir une valeur moyenne non nulle dans le vide. D'autre part, un élément central de l'argumentation est le critère de renormalisabilité qui sélectionne les théories que notre savoir-faire a permis de maîtriser. Il n'y a pas de preuve qu'il soit absolument impossible de donner un sens à une théorie non renormalisable. Malgré le succès des spéculations théoriques, la découverte de bosons intermédiaires dont les masses concordent avec (20) n'est pas une démonstration certaine d'une brisure de symétrie et de l'existence d'un champ de Higgs. Elle constitue cependant une invitation pressante à les admettre sérieusement comme hypothèses de travail.

La consolidation de ces hypothèses se fait selon trois voies :

1. Les prévisions du modèle standard vont bien plus loin que celles de l'existence des bosons intermédiaires et des valeurs de leurs masses. Il fournit des prévisions pour tous les processus à haute énergie auxquels les interactions électrofaibles donnent une contribution significative. Leur vérification expérimentale a été abordée, elle fournira des tests des hypothèses de base du modèle.
2. Dans la décomposition (16) du champ de Higgs, le terme  $\tilde{\phi}$  de  $\phi$  est un terme auquel sont associées des particules, les particules de Higgs. Bien que le modèle standard ne puisse pas prévoir la masse de ces particules, leur découverte en serait une nouvelle confirmation. Il faut noter que l'existence des particules de Higgs n'est pas absolument liée au modèle; il se pourrait que le champ de Higgs ne soit pas un champ élémentaire mais qu'il soit, par exemple, une densité scalaire obtenue à partir d'une forme bilinéaire de champs spinoriels fondamentaux évalués au même point. Le vide serait alors un «condensat» de paires de quanta de ces champs caractérisé par une densité à valeur moyenne différente de zéro dans le vide.
3. Que le champ de Higgs soit fondamental ou non, sa valeur moyenne  $\phi_0$  dans le vide est différente de zéro. On peut se demander si une mise en évidence directe de ce  $\phi_0$  est possible, comme l'effet Casimir est une mise en évidence des fluctuations électromagnétiques du vide. En s'inspirant de l'effet Casimir, on peut se demander si, à défaut de mesurer  $\phi_0$ , on pourrait faire varier sa valeur et déceler des effets de sa variation.



Pour trouver comment il faudrait s'y prendre pour produire une variation de  $\phi_0$ , nous reprenons l'exemple d'une brisure de symétrie présenté en page 9. Un ferroaimant ne présente d'aimantation spontanée que si la température est suffisamment basse. Il existe une température critique à laquelle se produit une transition de phase [L 13]. Au-dessus de la température critique, l'état fondamental n'est plus aimanté et la symétrie sous les rotations est restaurée. S'il existe une analogie entre un champ de Higgs  $\phi$ , à valeur moyenne dans le vide  $\phi_0$  non nulle, et l'aimantation non nulle d'un ferroaimant à basse température, le paramètre sur lequel nous devons agir pour varier  $\phi_0$  est une température, et il s'agit de savoir si  $\phi_0$  est susceptible de subir une transition de phase.

Cela ne semble pas être compatible avec ce que nous avons vu jusqu'ici; notre vide ne peut avoir qu'une température nulle. Dans la dernière partie de cet exposé, nous montrons comment une nouvelle modification du concept du vide permet de lui attribuer une température non nulle.

## 7. LE VIDE COMME ÉTAT DE RÉFÉRENCE DE L'UNIVERS

Le vide joue un rôle qui n'a pas encore été mentionné, celui d'état de référence. Toutes les propriétés d'un état quelconque sont spécifiées relativement à celles du vide. Nous avons dit que le vide que nous avons défini ne peut être réalisé que dans une région limitée de l'espace; en conséquence notre vide n'est pas un état de référence pour l'univers dans son ensemble.

Il peut être utile d'avoir un état de référence pour l'univers entier; c'est l'état d'un univers obtenu en distribuant de manière homogène et isotrope toute la matière constituant notre univers de telle sorte qu'elle produise un espace dont la courbure constante soit égale à la courbure moyenne de notre univers. Les astrophysiciens nous disent que si l'on adopte une échelle des distances de l'ordre de 500 Mpc, c'est-à-dire  $1,5 \cdot 10^{27}$  cm, cet univers homogène et isotrope de référence ne diffère que peu de l'univers réel. Ils nous apprennent aussi que la matière de l'univers de référence est très diluée ( $\sim 10^{-8}$  nucléons/cm<sup>3</sup>,  $4 \cdot 10^2$  photons/cm<sup>3</sup>) et que sa température est de quelques °K. Il n'y a ainsi pas une grande différence entre le vide tel que nous l'avons défini et l'état de référence défini par l'approximation homogène et isotrope de notre univers. C'est la raison pour laquelle il n'est techniquement pas trop difficile de réaliser de bons vides et des basses températures dans nos laboratoires. L'une des grandes leçons de la cosmologie moderne est que les propriétés de l'univers varient au cours du temps et que l'état de l'univers de référence n'a pas toujours été proche du vide. Pendant les toutes premières phases de son expansion, l'univers était pratiquement homogène isotrope, très dense, et sa température était très élevée ( $10^{-3}$  s après le «big bang»:  $10^{24}$  nucléons/cm<sup>3</sup>,  $10^{33}$  photons/cm<sup>3</sup>,  $T = 3,510^{11}$  °K. Dans ces conditions, le vide n'est plus un état de référence adéquat; il vaut mieux utiliser l'univers de référence, strictement homogène et isotrope.

Nous voyons ainsi que si nous voulons décrire l'évolution de l'univers depuis ses débuts, il convient de renoncer à l'utilisation de la notion du vide comme état fondamental d'un système de champs quantifiés et d'utiliser à sa place les états d'équilibre thermodynamique, isotropes et homogènes, de ce système, spécifiés par une température  $T$  qui est une fonction décroissante de l'âge de l'univers. Au stade actuel de l'évolution de l'univers, cet état d'équilibre coïncide pratiquement avec l'état fondamental; il n'en a pas été ainsi pendant les premières minutes.

La description des états d'équilibre thermodynamique dont nous parlons requiert l'application des méthodes de la mécanique statistique à un système de champs quantifiés. Bien qu'il s'agisse là d'un sujet délicat, il est généralement accepté qu'il peut y avoir des transitions de phase [L 13] telles que des valeurs moyennes non nulles à basse température s'annulent lorsque la température dépasse une température critique. L'on trouve que les ordres de grandeur de ces températures critiques sont sans commune mesure avec les températures critiques des transitions de phase réalisables en laboratoire. Dans le cas de la transition qui annule la valeur moyenne du champ de Higgs des interactions électrofaibles, on estime qu'elle se produit à une température critique  $T_c = 10^{15}$  °K. C'est la température de notre univers  $10^{-10}$  s après le big bang. Ainsi, s'il est impossible d'inventer une expérience faisant varier  $\phi_0$ , cette grandeur a varié au cours de l'évolution de l'univers; elle était nulle avant que l'âge de l'univers ait atteint  $10^{-10}$  s. Il faut se souvenir que la valeur de  $\phi_0$  détermine la masse des bosons intermédiaires. La transition de phase annulant  $\phi_0$  modifie donc radicalement les interactions électrofaibles; lorsque  $\phi_0 = 0$ , les interactions électromagnétiques et faibles ont des intensités de même ordre de grandeur.

Nous avons esquissé les conséquences sur l'idée que nous nous faisons du vide des efforts de construction d'une théorie des champs renormalisable unifiant les interactions électromagnétiques et faibles. Ces développements ne sont pas les seuls qui ont conduit à réviser la notion du vide. La théorie moderne des interactions fortes qui sont responsables de la liaison des quarks dans un nucléon et de la liaison des nucléons dans un noyau fait, elle aussi, intervenir des grandeurs ayant des valeurs moyennes non nulles dans le vide. L'on pense qu'il existe une transition de phase annulant ces valeurs moyennes et modifiant profondément les propriétés des interactions fortes. La température critique de cette transition est de l'ordre de  $10^{12}$  °K, la température de l'univers aurait ainsi traversé cette valeur critique après que le champ de Higgs des interactions électrofaibles ait acquis sa valeur moyenne non nulle, au moment où l'âge de l'univers était de  $10^{-4}$  s.

Si nous nous sommes attachés aux interactions électrofaibles, c'est qu'il est possible d'expliquer relativement simplement leur incidence, par le mécanisme de Higgs, sur l'évolution de la notion du vide. Cela ne serait guère possible pour les interactions fortes.

## LEXIQUE

- [L 1] *Corps noir*: une enceinte vide de matière contient un rayonnement électromagnétique déterminé uniquement par la forme de l'enceinte et la température de ses parois; c'est le rayonnement du corps noir. Les propriétés de ce rayonnement ont conduit M. Planck à l'idée qu'il est formé de photons, que les ondes électromagnétiques sont des ensembles de quanta de lumière. Le corps noir est un gaz de photons qui exerce une pression sur les parois de l'enceinte, la pression de radiation.
- [L 2] Un milieu, le vide par exemple, est *homogène* si aucune de ses propriétés ne dépend du lieu où elle est mesurée. Certaines grandeurs ont des valeurs qui dépendent du choix d'un référentiel (exemple: composantes d'un vecteur). Un milieu est *isotrope* si toutes ses propriétés sont indépendantes de l'orientation de ce référentiel (exemple: dans un milieu isotrope, toute grandeur vectorielle est nulle).
- [L 3] Une caractéristique intrinsèque d'un espace muni d'une métrique est son *rayon de courbure*  $R$ ; si l'espace est euclidien,  $R = \infty$ . Exemple: la surface d'une sphère dans l'espace euclidien à 3 dimensions est un espace non euclidien à 2 dimensions dont le rayon de courbure est constant, égal au rayon de la sphère.
- [L 4] *Ether*: substance hypothétique, imaginée au XIX<sup>e</sup> siècle, remplissant tout l'espace physique, y compris les domaines occupés par de la matière et servant à transmettre les actions à distance telles que les attractions gravifiques et les attractions et répulsions électriques.
- [L 5] *Equations de Maxwell du vide*: équations déterminant les champs électriques et magnétiques pouvant exister dans le vide. Ces champs sont des superpositions d'ondes électromagnétiques se propageant à la vitesse de la lumière.
- [L 6] *Oscillateur harmonique*: point matériel de masse  $m$  se déplaçant le long d'une droite et soumis à une force  $F$  proportionnelle à sa distance  $x$  à un point fixe  $F = kx$ . Les mouvements de ce système sont périodiques, de période  $T = (2\pi/\omega)$ ,  $\omega =$  pulsation  $= \sqrt{k/m}$ . De manière générale, un oscillateur harmonique est un système dont le lagrangien a la forme (6) avec  $V(q) = \frac{1}{2}kq^2$ . Le lagrangien du champ électromagnétique peut s'écrire comme une somme infinie de lagrangiens d'oscillateurs harmoniques. En mécanique quantique, l'énergie d'un oscillateur harmonique présente une suite de valeurs discrètes, ses niveaux d'énergie,  $E_n = \hbar\omega (n + \frac{1}{2})$ ,  $\hbar = (h/2\pi)$ ,  $h =$  constante de Planck,  $n = 0, 1, 2, \dots$ . L'état fondamental correspond à  $n = 0$ .
- [L 7] La physique quantique fournit une description probabiliste des phénomènes microphysiques. Si un système est dans un état donné, la mesure d'une grandeur  $A$  ne donne pas nécessairement un résultat prévisible avec certitude. Les résultats possibles sont distribués statistiquement autour de la valeur moyenne notée  $\langle A \rangle$ . La grandeur  $A$  présente des *fluctuations* autour de  $\langle A \rangle$  qui sont caractérisées par leur écart quadratique moyen  $(\langle A^2 \rangle - \langle A \rangle^2)^{1/2}$ .
- [L 8] Un milieu électriquement neutre contenant des charges électriques positives et négatives est *polarisable*. Un champ électrique déplace ces charges les unes par rapport aux autres, induisant ainsi la formation de dipôles électriques. En langage imagé, le vide contient des paires virtuelles électron-positron qui forment des dipôles sous l'action d'un champ électrique.

- [L 9] En relativité restreinte, les événements spatio-temporels sont repérés à partir de référentiels qui peuvent être en mouvement rectiligne et uniforme les uns par rapport aux autres. Les *transformations de Lorentz* relient les observations faites à partir de deux tels référentiels. Une grandeur est un *scalaire* si sa valeur ne dépend pas du référentiel. Les propriétés du vide étant les mêmes dans tous les référentiels (ex.: vitesse de la lumière dans le vide), seul un champ scalaire peut y avoir une valeur moyenne non nulle.
- [L 10] *Quarks*: particules fondamentales possédant des interactions fortes: le proton est formé de deux quarks «up» (u, charge  $+\frac{2}{3}$ ) et d'un quark «down» (d, charge  $-\frac{1}{3}$ ), le neutron est un composé udd.
- [L 11] L'intensité d'une interaction est caractérisée par une constante de couplage  $g$ . Si celle-ci est assez petite, on peut calculer les effets de cette interaction par une méthode d'approximations successives. C'est le *calcul de perturbation* qui représente toutes les grandeurs de la théorie par des séries de puissances de  $g$ .
- [L 12] Une symétrie est définie par des substitutions, des transformations telles que (8), (9), (10). Dans les cas (9) et (10), on a des familles de transformations formant un groupe: la *symétrie* est *abélienne* si les éléments du groupe de transformation commutent entre eux (exemple: multiplication par un facteur de phase (9)), elle est *non abélienne* s'ils ne commutent pas (exemple: multiplication par une matrice (10)).
- [L 12] Un même corps peut se présenter sous différentes phases suivant les valeurs de sa température, pression... (phase solide, liquide, gazeuse, aimantée...). Le passage d'une phase à l'autre se produit pour des valeurs bien définies des variables thermodynamiques; un tel passage est une *transition de phase* (solide-liquide, liquide-gaz, ...).

## BIBLIOGRAPHIE

## Effet Casimir

- [1] CASIMIR H. B. G., 1948. On the attraction between two perfectly conducting plates. *Proc. Kon. Akad. Wetenschap. (Amsterdam)*, 51: 793-795.
- [2] SPAARNAAY M. J., 1958. Measurements of attractive forces between flat plates. *Physica* 24: 751-764.

## Mécanisme de Higgs

- [3] HIGGS P. W., 1961. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.* 12: 132-133.
- [4] GURALNIK G. S., HAGEN C. R. and KIBBLE T. W. B., 1964. Global conservation laws and massless particles. *Phys. Rev. Lett.* 13: 585-587.
- [5] ENGLERT F. and BROUT R., 1964. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.* 13: 321-323.

## Interactions électrofaibles

- [6] GLASHOW S. L., 1961. Partial-symmetries of weak interactions. *Nucl. Phys.* 22: 579-588.
- [7] WEINBERG S., 1967. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.* 19: 1264-1266.
- [8] SALAM A., 1980. Gauge unification of fundamental forces. *Rev. Mod. Phys.* 52: 525-538.

- [9] WEINBERG S., 1980. Conceptual foundations of the unified theory of weak and electromagnetic interactions. *Rev. Mod. Phys.* 52: 515-523.
- [10] TAYLOR J. C., 1976. Gauge theories of weak interactions. Cambridge University Press, 165 p.

Observation des bosons intermédiaires

- [11] The UA1 Collaboration, 1983. Experimental observation of isolated large transverse energy leptons with associated missing energy at  $\sqrt{s} = 540$  GeV. *Phys. Lett.* 122B: 103-116.
- [12] The UA2 Collaboration, 1983. Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider. *Phys. Lett.* 122B: 476-485.
- [13] The UA2 Collaboration, 1985. Measurement of  $W^{\pm}$  and  $Z^0$  properties at the CERN pp collider, in Proceedings of the Int. Europhysics Conf. on High-Energy Physics, Bari, 1985, L. NITTI and G. PREPARATA, editors. (Laterza Bari): 373-392.

Articles de vulgarisation

- 'T HOOFT G., 1980. Gauge theory of the forces between elementary particles. *Scient. Am.* 242, N° 6: 90-103.
- GEORGI H., 1981. Unified theory of elementary particles. *Scient. Am.* 244, N° 4: 40-53.
- CLINE D. B., RUBBIA C., VAN DEN MEER S., 1982. The search for intermediate vector bosons. *Scient. Am.* 246, N° 3: 38-49.
- BANNER M, COHEN TANNOUJJI G. SPIRO M., 1984. La découverte des bosons intermédiaires. *La Recherche* 15: 502-511.
- QUIGG C, 1985. Elementary particles and forces. *Scient. Am.* 252, N° 4: 64-75.

*Manuscrit reçu le 30 septembre 1985.*