Le Modèle Standard: Presqu'un siècle de découvertes expérimentales et de progrès théoriques

J. Zinn-Justin

IRFU/CEA Université Paris-Saclay,

et

Académie des Sciences

L'électrodynamique quantique: Une théorie quantique relativiste locale des champs

1925– Heisenberg jette les bases de la mécanique quantique, sous la forme de la mécanique des matrices.

1926– Équation de Schrödinger: une équation qui base la mécanique quantique sur la solution d'une équation d'onde non-relativiste.

1928– Équation de Dirac: une équation d'onde relativiste tenant compte du spin 1/2 de l'électron: le début de la théorie quantique relativiste.

1929–1930–Heisenberg et Pauli formulent les principes généraux de l'électrodynamique quantique, une théorie relativiste locale des champs.

1932 Découverte du positron par Anderson, qui confirme l'interprétation des états d'énergie négative de l'équation de Dirac comme anti-électrons.

1934– Premier calcul correct d'électrodynamique quantique (Weisskopf) et confirmation de l'existence de divergences, appelées ultraviolettes (car dues, dans ce calcul, aux photons de très courtes longueurs d'onde).

1947–1949 Mesures du déplacement de Lamb (ou lambshift) par Lamb et Retherford, et du moment magnétique anormal de l'électron par le groupe de Rabi à Columbia.

Ces résultats sont reproduits par des calculs de l'électrodynamique quantique après compensation des infinis entre observables. Développement d'une méthode empirique générale de compensation des infinis appelée renormalisation (Bethe, Feynman, Tomanaga, Schwinger, Dyson).

1954–1956 Découverte d'une propriété formelle de la théorie quantique des champs, l'existence d'un groupe de renormalisation (Peterman–Stückelberg, Gell-Mann et Low, Bogoliubov–Shirkov), dont la signification profonde ne sera comprise que bien après avec les travaux de Wilson et son application à la théorie des transitions de phase macroscopiques.

Sa généralisation aux théories de jauge non-abéliennes conduira à la découverte de la liberté asymptotique de QCD.

Les interactions faibles

1956 Lee (TD), Yang et Wu confirment la violation de la parité.

1958 Modèle de Fermi–Feynman–Gell-Mann: les interactions faibles sont décrites par une interaction à 4 fermions, de type courant-courant (chargés), non renormalisable. Cela suggère la possibilité qu'elles soient dues à l'échange de deux bosons vecteurs très massifs.

Quelques travaux théoriques précurseurs

1950 Ginzburg, Landau: modèle macroscopique de l'interaction supraconducteur–champ magnétique, précurseur du modèle de Higgs abélien classique.

1954 Yang, Mills généralisent les équations de Maxwell au cas de symétries de jauge non-abéliennes. Des bosons vecteur de masse nulle sont prédits.

1962 Schwinger: solution exacte d'un modèle d'électrodynamique quantique bidimensionnelle avec fermions de masse nulle: la symétrie chirale est brisée spontanément et le photon devient massif.

Construction de la théorie électrofaible

1963-1964 Des physiciens argumentent que des champs de jauge peuvent devenir massifs grâce à l'addition de champs scalaires et une brisure spontanée de symétrie (le mécanisme de 'Higgs') dans une théorie classique, (Anderson, Higgs, Brout, Englert, Guralnik, Hagen, Kibble).

1967 Quantification des théories de jauge non-abéliennes (Faddeev–Popov).

Higgs étudie montre la cohérence du mécanisme de Higgs abélien à l'ordre d'une boucle.

1967 Un modèle classique basé sur le mécanisme de Higgs est proposé, qui inclut de plus des courants neutres (Weinberg, Salam).

1971 't Hooft utilise des arguments intuitifs pour montrer qu'une théorie de jauge non-abélienne quantifiée, avec et sans symétrie brisée) peut être renormalisable.

1971 Lee (BW) prouve que le modèle de Higgs abélien est renormalisable et unitaire.

1972 Lee et Zinn-Justin prouvent que le modèle de Higgs non-abélien est renormalisable, utilisant la quantification de Faddeev et Popov et des identités dues à Slavnov et Taylor.

1972't Hooft et Veltman montre que la régularisation dimensionnelle (Bollini, Giambaggi) peut régulariser les théories de jauge non-chirales.

1972 Bouchiat, Iliopoulos, Meyer exhibe a modification du modèle de Salam–Weinberg où les anomalies quantiques se compensent.

1973 Mise en évidence des courants neutres faibles dans la chambre à bulle Gargamelle au CERN, confirmant le modèle de Salam–Weinberg.

1974-1975 Becchi, Rouet et Stora, et Tyutin, mettent en évidence une symétrie de type fermionique (BRST) des théories de jauge quantifiées.

1974-1975 Zinn-Justin utilise une version de la symétrie BRST pour donner une démonstration complètement générale de la renormalisabilité des théories de jauge non-abéliennes dans des jauges renormalisables arbitraires (basée sur l'équation dite de Zinn-Justin).

Des interactions fortes à la première version du Modèle Standard

1963 Gell-Mann propose une symétrie $SU(3)$ pour expliquer une symétrie approximative du spectre des hadrons. Il note qu'aucune particule ne correspond à la représentation fondamentale et introduit la notion de quark.

1968 L'étude des réactions profondément inélastiques au SLAC confirme l'existence de quarks avec des interactions faibles à courte distance et forte à longue distance.

1970 Un quatrième quark est proposé par Glashow, Iliopoulos et Maiani pour expliquer la suppression des courants neutres changeant l'étrangeté.

1973 Le calcul de la fonction β du groupe de renormalisation montre qu'une large classe de théories de jauge non-abéliennes ont une propriété de liberté asymptotique (Gross–Wilczek, Politzer 1973), et ce sont les seules (Coleman–Gross 1973). Cette propriété explique la faible interaction des quarks à courte distance.

1974 Le quark charmé est découvert. Ceci conduit à la première version du Modèle Standard, une théorie quantique des champs renormalisable basée sur les notions de symétrie de jauge non-abélienne (le groupe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$) et de symétrie brisée spontanément, avec deux générations de quarks et leptons, qui décrit de façon précise toutes les interactions fondamentales, sauf la violation faible de CP, les oscillations de neutrinos, et bien sûr la gravitation.

1977-1995 Le quark **b** (bottom) est découvert en 1977, le quark **t** (top) plus tard en 1995. Ces quarks, précédés par la mise en évidence du lepton $\boldsymbol{\tau}$ (Perl 1975) et le neutrino asssocié, forment la troisième génération, proposée en 1973 par Kobayashi et Maskawa pour expliquer la violation faible de CP (Christenson, Cronin, Fitch, Turlay (1964)).

Ceci a conduit à une deuxième version du Modèle Standard, qui décrit toute la physique de laboratoire, mais avec des neutrinos de masse nulle.

Les oscillations de neutrinos, découvertes plus récemment, permettent de formuler un Modèle Standard (définitif ?) incluant des neutrinos massifs et leurs oscillations. Mais il manque encore certaines confirmations expérimentales et des mesures précises des masses et des éléments de la matrice PMNS.

La découverte éventuelle de nouvelles particules, ou de neutrinos de Majorana, pourrait alors être proprement appelée 'physique au delà du Modèle Standard'.

Le Modèle Standard: une théorie des champs renormalisable

Il est maintenant intéressant de revenir sur le problème des divergences et de la renormalisation, en prenant l'exemple de l'électrodynamique quantique.

Le calcul de Weisskopf (1934). La première correction quantique à la masse initiale m_e de l'électron (Fig. 1), coupant l'intégration sur l'énergie-impulsion k à un cut-off $\Lambda_\gamma \gg m_\mathrm{e} c$, est ($\alpha = e^2/4\pi\hbar c$)

$$\delta m_\mathrm{e} = -3\frac{\alpha}{2\pi} m_\mathrm{e} \ln(m_\mathrm{e} c/\Lambda_\gamma) + O(\alpha^2).$$

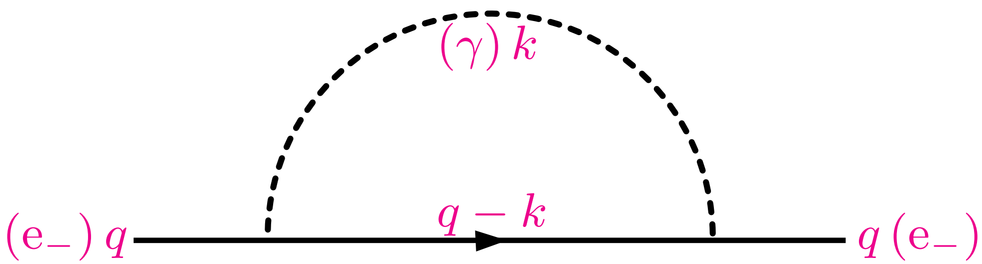

Fig. 1 Diagramme de Feynman divergent: Un électron (ligne pleine) d'énergie-impulsion q émet et réabsorbe un photon virtuel d'énergie-impulsion k.

Le péché originel

Ce résultat infini montre que l'électrodynamique quantique est une théorie incomplète mais toutes les tentatives pour la rendre finie en la modifiant à courte distance, sans violer la localité, induisent des violations de propriétés physiques essentielles comme, par exemple, l'unitarité.

Le miracle de la renormalisation

On modifie, en violant certains principes physiques, la théorie à une courte distance d'ordre $\hbar/\Lambda$, pour la rendre finie (la régularisation).

On renormalise les champs, et calcule les observables physiques en fonction des paramètres du lagrangien, appelées paramètres nus, comme la masse nue m_0 et la charge nue e_0 de l'électron sous la forme d'un développement en puissances de $\alpha_0 = e_0^2/4\pi\hbar c$, la constante de structure fine nue.

La masse physique m et la charge physique e ont un développement de la forme

$$\begin{cases} e^2/4\pi\hbar c \equiv \alpha = \alpha_0 - \beta_2 \alpha_0^2 \ln(\Lambda/cm_0) + \cdots \ , \\ \qquad\quad m = m_0 \left[1 - \gamma_1 \alpha_0 \ln(\Lambda C_1/cm_0) + \cdots\right]. \end{cases}$$

On inverse ces relations, exprimant les paramètres du lagrangien en fonctions de α et m sous forme d'un développement en α,

$$\begin{cases} \alpha_0 = \alpha + \beta_2 \alpha^2 \ln(\Lambda/cm) + \cdots, \\ m_0 = m + \gamma_1 \ m\alpha \ln(\Lambda C_1/cm) + \cdots \ . \end{cases}$$

On ré-exprime toutes les autres observables physiques en termes des paramètres renormalisés (ou physiques) m et α et du cut-off.

De façon très surprenante, toutes les observables physiques exprimées en termes de champs et de paramètres renormalisés ont des limites finies quand le cut-off Λ tend vers l'infini, ordre par ordre en puissances de α, indépendantes de la forme particulière dont le cut-off a été introduit.

Discussion. Le succès de la théorie de la renormalisation montre que la physique décrite par la théorie quantique des champs renormalisable est largement insensible à une structure de courte distance.

Les théories des champs auxquelles cette méthode peut s'appliquer, appelées renormalisables, sont relativement peu nombreuses. La recherche de théories renormalisables a fortement guidé la construction du Modèle Standard, au gré des découvertes expérimentales.

Cependant, la méthode de renormalisation est quelque peu étrange dans la mesure où elle exige un ajustage fin des paramètres initiaux du lagrangien comme fonction des paramètres physiques et du cut-off.

En particulier, le préjugé que la théorie quantique des champs était fondamentale a conduit à exiger que le cut-off tende vers l'infini pour éliminer les propriétés non physiques de courte distance.

Dans cette limite, les paramètres du lagrangien sont singuliers, par exemple divergent, ce qui a conduit certains théoriciens à questionner l'existence même du lagrangien.

Par ailleurs, la théorie de la renormalisation est perturbative et on peut s'interroger sur son sens au delà de la théorie des perturbations.

Enfin, pourquoi, à part pour des considérations de calcul, une théorie des champs devrait-elle être renormalisable?

Cette condition semble exclure *a priori* (et à tort) une théorie de la gravitation quantique basée sur la Relativité Générale.

Autres régularisations

Dans cette discussion il n'a été fait référence qu'à des régularisations par cut-off. De façon analogue, une régularisation par réseau aurait été possible, qui d'ailleurs est utilisé dans les simulations numériques.

Toutefois, au moins dans les théories non chirales, en pratique, pour les calculs perturbatifs, il est beaucoup plus commode d'utiliser la régularisation dimensionnelle.

Cependant, la régularisation dimensionnelle n'a pas d'interprétation physique.

De plus, ce n'est pas seulement une régularisation, c'est aussi une renormalisation partielle automatique qui supprime l'équivalent de toutes les divergences non logarithmiques avec cut-off.

Ceci peut conduire à des conclusions physiques erronées.

Par exemple, pour le modèle σ non-linéaire, elle supprime les contributions perturbatives provenant de la mesure invariante dans l'intégrale sur les champs, pourtant indispensable pour maintenir la symétrie du modèle. On pourrait en conclure que cette mesure ne joue pas de rôle.

Elle supprime les divergences quadratiques contribuant à la renormalisation de la masse du boson scalaire, ce qui pourrait donner l'illusion que le problème de l'ajustage fin n'existe pas.

Le Modèle Standard: La structure et des questions

Il est commode de discuter les questions que pose le Modèle Standard, qui décrit la physique de laboratoire jusqu'à l'énergie du LHC, en deux étapes.

Le modèle sans boson de Higgs

Le lagrangien sans boson de Higgs est réduit aux champs de jauge, aux leptons et aux quarks: une théorie de jauge chirale basée sur le groupe $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ avec trois générations. Dans ce modèle, au niveau perturbatif, toutes les particules sont automatiquement de masse nulle à cause des symétries de jauge et de la symétrie chirale.

Ce modèle ne dépend que de $3 + 1$ paramètres: trois couplages de jauge et un angle correspondant à la violation forte de CP en QCD. Il satisfait à la condition indispensable de compensation des anomalies chirales.*

*Une anomalie est une correction quantique qui brise une symétrie de la théorie classique (problème de commutation d'opérateurs quantiques).

La réduction du nombre de couplages de jauge semble exiger une unification des groupes de jauge, et c'est une voie qui a été explorée, mais exige une échelle de brisure. Par exemple, une unification avec groupe $SU(5)$ a été proposée, mais à une énergie d'ordre 10^{15} GeV et en supposant l'absence de nouvelle physique à plus basse énergie (le désert).

Dans une analyse semi-classique, le fondamental en chromodynamique quantique a une structure périodique (comme le potentiel $\cos(x)$), qui par effet tunnel (instantons) conduit à une structure de bande dépendant d'un angle. Quand cet angle est non-nul, une violation forte de CP apparaît, qui n'est pas observée, ce qui conduit à une borne de l'ordre de 10^{-10} sur l'angle. Ce résultat est difficile à comprendre et une recherche de solution a conduit à la prédiction d'une particule appelée axion, toujours recherchée.

Les autres questions soulevées par cette partie du modèle sont de nature structurelle:

Pourquoi la parité est-elle violée?

Pourquoi des quarks et des leptons (même si leurs charges sont reliées par l'indispensable compensation des anomalies—une théorie de jauge chirale peut avoir des anomalies, qui brisent au niveau quantique les symétries classiques, et rendent la théorie de jauge incohérente—.

N'y a t'il que trois générations et si oui pourquoi?

Le boson de Higgs: le deus ex machina

L'addition du boson de Higgs conduit à une complexification extraordinaire du modèle, avec une prolifération de nouveaux paramètres. Elle conditionne complètement le spectre perturbatif de la théorie.

Ainsi, elle donne des masses à toutes les autres particules et lui-même mais les masses sont presque toutes arbitraires. Elle est responsable du non-alignement des états propres de l'opérateur de masse et des particules dans le lagrangien d'interaction (les matrices CKM et PMNS).

Les valeurs des masses couvrent un nombre impressionnant d'ordre de grandeur depuis le milli eV jusqu'à 173 Gev, et même si on considère les quarks et leptons séparément: plus de 10 ordres de grandeurs pour les leptons et 5 ordres de grandeurs pour les quarks. Certains mécanismes comme le mécanisme 'seesaw' pour les neutrinos ont été avancés mais cela reste du domaine de la spéculation.

Enfin, la masse du boson de Higgs pose le problème très important de l'ajustage fin, que nous examinons plus loin.

Ainsi la présence et l'origine du boson de Higgs, et son rôle dans le Modèle Standard, sont parmi les aspects les plus mystérieux du modèle, telle cette construction peut apparaître comme particulièrement artificielle.

Particules et cosmologie

La cosmologie est la source de problèmes supplémentaires:

L'existence postulée de la matière noire pose le problème de sa nature et des particules éventuelles dont elle serait composée;

La violation trop faible de CP dans le secteur des quarks, ne suffit pas à expliquer la disparition de l'antimatière. Les premiers indices observés de la violation de CP dans le secteur des leptons sera t-elle suffisante?

Enfin, bien sûr, comment quantifier la Relativité Générale?

Théories quantiques relativistes locales renormalisables: des théories effectives

La condition que les interactions fondamentales doivent être décrites par des théories quantique des champs renormalisables a été un des principes de base de la construction du Modèle Standard, dans la mesure où le nombre de théories différentes de ce type est limité.

La notion de renormalisable s'appuie sur une combinaison d'analyse dimensionnelle et sur un processus complexe appelé renormalisation qui permet d'extraire des résultats physiques utiles d'une théorie où les méthodes de calcul naturelles conduisent à des résultats infinis.

Une théorie physique est nécessairement finie. Les théories quantiques relativistes locales des champs sont donc nécessairement des théories incomplètes (ce qui inclut le Modèle Standard) et ne peuvent pas être considérées comme des théories fondamentales. D'où la terminologie de théories effectives.

Phénomènes critiques. La théorie des transitions de phase continues en physique macroscopique, développée par Wilson et d'autres dans le début des années 1970, basée sur le groupe de renormalisation, a montré que les propriétés universelles à grande distance de systèmes au voisinage de la température critique pouvaient être décrites par des théories des champs renormalisables. Ceci suggère une interprétation simple et plausible de leur apparition en physique des particules.

Interactions fondamentales. On peut maintenant imaginer que les interactions fondamentales sont décrites à l'échelle microscopique (bien sûr microscopique, comme la longueur de Planck, par rapport aux échelles de distance actuellement accessibles), ou à très grande énergie, par une théorie finie qui n'a pas la nature locale d'une théorie quantique des champs (théorie des cordes, géométrie non-commutative ou autre?).

Bien que cette théorie fondamentale ne fasse intervenir que l'échelle microscopique, pour des raisons qui ne peuvent être qu'imaginer à défaut de connaître cette théorie, elle engendre, par l'effet coopératif d'un grand nombre de degrés de liberté, une physique de grande distance avec interactions entre particules de très faible masse.

De plus ces particules interagissent faiblement dans un domaine de basse énergie (mais d'énergie grande par rapport aux masses), d'où la possibilité d'utiliser la théorie des perturbations.

En l'absence du boson de Higgs, les symétries de jauge et symétrie chirale fournissent une explication naturelle à l'existence de particules de masse nulle au niveau perturbatif. Par contraste, dans le Modèle Standard la faible masse du boson de Higgs est mystérieuse, comme nous le discutons plus loin.

L'émergence de théories des champs renormalisables

À l'échelle d'énergie de particules de très faible masse (par rapport à léchelle d'énergie de la théorie microscopique), et si les interactions résiduelles entre particules sont faibles, au moins dans un régime d'énergie plus grande que les masses, il est plausible que la physique puisse être décrite par une théorie des champs locale générale effective, car les effets non-locaux ne sont plus directement perceptibles qu'à travers les divergences ultraviolettes.

Cette théorie peut contenir tous les monômes locaux dans les champs possibles, compatibles avec les symétries de la théorie microscopique. Pour une théorie de champs scalaires, ils ont la forme,

$$\mathcal{V}_{\alpha,k,n}(\phi) = g_{\alpha,k,n} \int \mathrm{d}^4x \, V_{\alpha,k,n}(\phi, x) \,,$$

où $V_{\alpha,k,n}$ est un monôme fonction d'un champ scalaire ϕ, avec $2k$ différentiations (l'index α reflète la propriété qu'à k, n fixé on peut parfois trouver plusieurs monômes).

Par exemple,

$$\phi^4(x)\ (n=4,k=0),\quad \phi^6(x)\ (n=6,k=0),$$
$$\left(\nabla\phi^2(x)\right)\ (n=4,k=1)\dots\ .$$

De plus prenant comme référence la théorie des champs libres de masse nulle, on peut attribuer une dimension à tous les monômes, cette dimension qui apparaît aussi dans le comptage de puissance de la théorie de la renormalisation. Cette dimension entraîne que les amplitudes de tous les monômes sont dimensionnées et proportionnelles à des puissances de l'échelle initiale liée à la théorie microscopique:

$$g_{\alpha,k,n} \propto \Lambda^{4-n-2k}.$$

Des termes, dit non-renormalisables, en nombre infini, tels que

$$4-n-2k<0\,,$$

ont donc une amplitude très faible et peuvent échapper à l'observation.

Un nombre fini de termes sont sans dimension ($4 - n - 2k = 0$) et ce sont exactement les interactions renormalisables.

Enfin, les termes super-renormalisables ($4 - n - 2k > 0$), qui incluent les termes de masse de boson scalaire, sont naturellement très grands, et des valeurs faibles exigent une explication.

Le non-découplage des échelles

Les divergences dans les calculs perturbatifs impliquent qu'il n'y pas de découplage complet entre l'échelle physique et l'échelle microscopique, une situation tout à fait inhabituelle en physique, puisqu'il faut introduire un cut-off, substitut de la structure microscopique, pour rendre les calculs finis.

Comme la physique à l'échelle microscopique n'est pas connue, il faut utiliser des cut-offs qui engendrent des propriétés non-physiques à l'échelle microscopique, mais la théorie de la renormalisation nous apprend que les théories renormalisables sont peu sensibles à la structure de courte distance.

Simplement, les théories quantiques locales des champs ne sont valables que dans un domaine d'énergie limité et peuvent donc être nommées théories effectives de basse énergie.

Groupe de renormalisation et trivialité

À cause du non-découplage des échelles, l'analyse dimensionnelle qui a servi à classer les interactions doit être modifiée et remplacée par l'action d'un groupe de renormalisation (Wilson et al).

Contrairement à ce postule la théorie de la renormalisation, ce sont les paramètres nues, induit par la structure microscopique, à l'échelle du cut-off, qui sont fixés. Quand l'échelle physique varie, ce sont les paramètres renormalisés qui varient.

Une variante perturbative du groupe de renormalisation montre que les dépendances dimensionnelles ne sont modifiées que par des puissances de logarithmes, ce qui n'est important que les interactions renormalisables.

Pour les théories des champs où le point fixe gaussien (la théorie des champs libre de masse nulle) est attractif (la fonction β du groupe de renormalisation est positive), on se heurte alors au problème de la trivialité:

Quand le rapport entre l'échelle physique et l'échelle microscopique tend vers l'infini, l'interaction effective à l'échelle physique tend vers zéro (c'est le cas de l'électrodynamique quantique ou de la théorie ϕ^4). Ceci ne conduit pas à un paradoxe mais seulement à la conclusion que le cut-off ne peut pas être infini, et que les interactions renormalisées sont logarithmiquement faibles.

Le problème de l'ajustage fin du terme de masse du boson de Higgs

Le coefficient r du terme de masse d'un champ scalaire,

$$\tfrac{1}{2}r\int \mathrm{d}^4x\,\phi^2(x),$$

par analyse dimensionnelle est d'ordre Λ^2. On s'attend donc que la masse physique m du champ scalaire soit aussi d'ordre Λ.

Pour satisfaire la condition $m \ll \Lambda$, il faut ajuster le coefficient r de ϕ^2 avec une précision d'ordre m^2/Λ^2.

Si l'on suppose qu'aucune nouvelle physique n'apparaît, par exemple, avant 10^{10} Gev, le paramètre doit être ajusté avec une précision d'ordre 10^{-16} ce qui est difficile à accepter.

À l'énergie du LHC, en supposant qu'aucune physique nouvelle au delà du Modèle Standard ne soit trouvée, le facteur sera d'ordre du pour cent.

Par contre, pour un accélérateur de 100 TeV, le facteur serait d'ordre 10^{-4} et donc nettement plus problématique.

Symétries et interactions non-renormalisables

On peut étudier l'effet d'une addition au premier ordre à l'action renormalisable d'un terme non-renormalisable.

Comme déjà noté, son addition à l'ordre des arbres ne donne qu'une petite correction. Par contre, les termes non-renormalisables engendrent de fortes divergences quand ils apparaissent dans des boucles, qui compensent les facteurs dimensionnels.

Faisant appel à la théorie de la renormalisation des polynômes locaux dans les champs, on démontre que:

leurs contributions donnent des termes qui ne s'annulent pas avec le cut-off, mais qui simplement renormalisent les coefficients du lagrangien, et des corrections supplémentaires qui s'annulent à cut-off infini.

Les termes non-renormalisables doivent donc avoir la symétrie des termes renormalisables (et donc toutes les symétries de jauge) à une exception près: ils peuvent avoir une symétrie moins grande à condition que le groupe de symétrie plus restreint n'aie pas d'invariants de dimension plus petite ou égale à quatre qui brise la symétrie initiale du lagrangien.

Le groupe de renormalisation en physique macroscopique

Le scénario que nous avons décrit comme très plausible est parfaitement réalisé dans la théorie des transitions de phase continues de la physique macroscopique (modèle d'Ising, liquide–vapeur, Hélium superfluide, systèmes ferromagnétiques, statistique de longs polymères...), avec interactions de courte portée, comme développée par Wilson et d'autres.

À la température de transition où la longueur de corrélation (l'inverse de la masse en physique des particules) diverge. Au voisinage de la transition, la physique de longue distance (de basse énergie et de faible masse), peut être décrite par une théorie statistique des champs locale effective (une théorie quantique des champs en temps imaginaire). Pour un grand nombre de systèmes, cette théorie est une théorie de champs scalaires.

Cette théorie des champs est munie d'un cut-off naturel, réflexion de la structure microscopique initiale, et contient toutes les interactions locales permises par le contenu en champs et les symétries.

Les propriétés de longue distance peuvent être étudiées par des méthodes de groupe renormalisation. S'il existe un point fixe infrarouge, les propriétés de longue distance ont des propriétés d'universalité, ce qui signifie qu'elles sont peu sensibles à la structure de courte distance.

Si la théorie des champs libres avec action

$$\mathcal{S}(\phi) = \frac{1}{2}\int \mathrm{d}^d x \left(\nabla\phi(x)\right)^2,$$

n'est pas une trop mauvaise approximation (il existe un point fixe infrarouge suffisamment proche du point fixe gaussien), les interactions peuvent être classées par la dimension des couplages correspondants et le rôle des théories renormalisables émerge.

En dimension d'espace $d \leq 4$, les propriétés universelles de longue distance d'une grande classe de systèmes peuvent être décrites par la théorie $(\phi^2)^2$.

L'ajustage fin du terme de masse. Dans les phénomènes critiques c'est l'expérimentateur ajuste la température à sa valeur critique pour faire diverger la longueur de corrélation. Dans la théorie effective des champs correspondante, c'est le coefficient de ϕ^2 qui joue le rôle de la température et doit être ajusté.

Cet exemple indique que dans la physique des interactions fondamentales le fameux problème de l'ajustage fin ne peut pas être évité et doit trouver une explication naturelle.

Le nouveau paradigme des théories des champs effectives

Bien sûr, interpréter la régularisation comme reflétant l'existence d'une théorie plus fondamentale à courte distance, n'a aucune influence sur la manière dont les calculs perturbatifs sont effectués, et on pourrait donc se demander si cette discussion n'est pas de nature quasi métaphysique. Pas réellement!

Cette interprétation conduit, en particulier, à confronter le problème de l'ajustage fin des masses des particules scalaires (ceci s'applique donc au boson de Higgs) et donc force à chercher des solutions (supersymétrie, état lié de fermions plus fondamentaux ? Dimensions d'espace additionnelles?...).

Cette interprétation crée et résout le problème de la trivialité: des interactions renormalisées décroissant logarithmiquement avec le cut-off sont acceptables parce que le cut-off est fini.

Reprenons l'argument de Gell-Mann–Low, qui voulaient étudier par le groupe de renormalisation le comportement de la charge nue à charge renormalisée fixée.

En réalité, la charge nue est fixée, et la charge effective à la masse μ dépend de μ et tend vers zéro comme $1/\ln(\Lambda/\mu)$, ce qui est acceptable pour toute valeur envisageable du cut-off Λ si μ est de l'ordre de grandeur de la masse de l'électron. Ceci peut même expliquer la faible valeur de la constante de structure fine.

Cette interprétation donne un statut aux interactions non renormalisables mais on s'attend à ce que leurs amplitudes soient très faibles. Elle suggère le mécanisme de mise en évidence suivant.

Dans les phénomènes critiques, on peut trouver des situations dans lesquels la théorie réduite aux interactions renormalisables a plus de symétrie que la théorie complète (la symétrie cubique du réseau conduit à une symétrie de rotation à grande distance).

Alors de très petites violations de symétries pourraient être le signe d'interactions non-renormalisables. Dans ce cadre, les propriétés que la gravitation quantique est non-renormalisable et très faible sont cohérentes.

Ce point de vue moderne, profondément basé sur le groupe de renormalisation et la notion d'intensité des interactions effectives qui dépendent de l'échelle d'observation, non seulement procure une image plus cohérente de la théorie quantique des champs, mais également un cadre dans lequel de nouveaux phénomènes physiques peuvent être discutés.

Il implique aussi que les théories quantiques des champs relativistes sont des structures temporaires, qui ne sont pas nécessairement cohérentes à courte distance, et destinées à être un jour remplacées par une théorie plus fondamentale de nature radicalement différente.

Bien entendu, une nouvelle théorie au delà du Modèle Standard sera très vraisemblablement encore une théorie des champs. En effet, puisque la Relativité Générale est une théorie locale, il est peu vraisemblable que des non-localités apparaissent beaucoup avant la masse de Planck (sauf s'il existe des dimensions additionnelles d'espace ?). Par ailleurs, à cause du problème de l'ajustage fin, le Modèle Standard ne peut pas être le dernière théorie des champs avant la masse de Planck (ou d'unification ou de stabilité).

Du point de vue du Modèle Standard, la nouvelle théorie apparaîtra comme une théorie fondamentale, mais elle ne sera néanmoins, à son tour, qu'une théorie incomplète et temporaire.

Enfin, seule une théorie sans boson scalaire pourrait être suivie d'un désert.