

Histoire de la théorie des cordes

Des hadrons à l'échelle de Planck

P. Marios Petropoulos (Marios.Petropoulos@cph.t.polytechnique.fr)
Centre de physique théorique, École polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex

À l'origine de la théorie des cordes, on trouve les « modèles duaux » qui fournissaient une description phénoménologique de la diffusion entre particules hadroniques. Écartée de ce contexte par la chromodynamique quantique, cette théorie resurgit comme théorie quantique de la gravitation. Autour d'elle, se sont articulées, au fil du temps, toutes les tentatives d'extension du modèle standard des particules et toutes les idées sur l'unification des interactions.

Les questions fondamentales soulevées ici seront approfondies dans un second article de l'auteur, « Cordes et théories d'unification », à paraître dans *Reflets de la physique* en 2011.

Les termes en italiques suivis d'un astérisque (*) sont expliqués dans le glossaire.

En sciences, des résultats spectaculaires émergent parfois de façon inattendue, mais l'histoire que l'on récite pour le plus grand nombre fait rarement état des méandres et des surprises. Ces derniers permettent pourtant de mieux apprécier les acquis d'une théorie inachevée comme la théorie des cordes.

Ne pourrait-on pas imaginer une corde dont le spectre des fréquences restituerait par le biais de l'équivalence fréquence-énergie-masse (Planck et Einstein) le spectre de toutes les particules observées dans la nature – et de celles à découvrir ?

Historiquement la question n'a pas été posée de cette façon et si elle l'avait été, la réponse eût été négative car aucun motif particulier n'existe dans la distribution des particules aujourd'hui considérées comme élémentaires, qui suggère une relation à une gamme pythagoricienne.

Paradoxalement, la théorie moderne des cordes est née de son échec à décrire la physique hadronique. De ce fait même, pendant une décennie (de la fin des années 60 au début des années 80), elle a occupé une petite poignée de théoriciens marginalisés par l'extraordinaire essor théorique et expérimental de la théorie quantique des champs.

La naissance du modèle standard

La physique des hautes énergies des années soixante se déclinait autour des leptons et des hadrons, particules clairement identifiées et participant toutes à l'interaction faible (celle qui produit la désintégration β des noyaux), et à l'interaction électromagnétique quand elles étaient électriquement chargées. Seuls les hadrons portaient une *charge forte*, c'est-à-dire étaient sensibles à l'interaction forte.

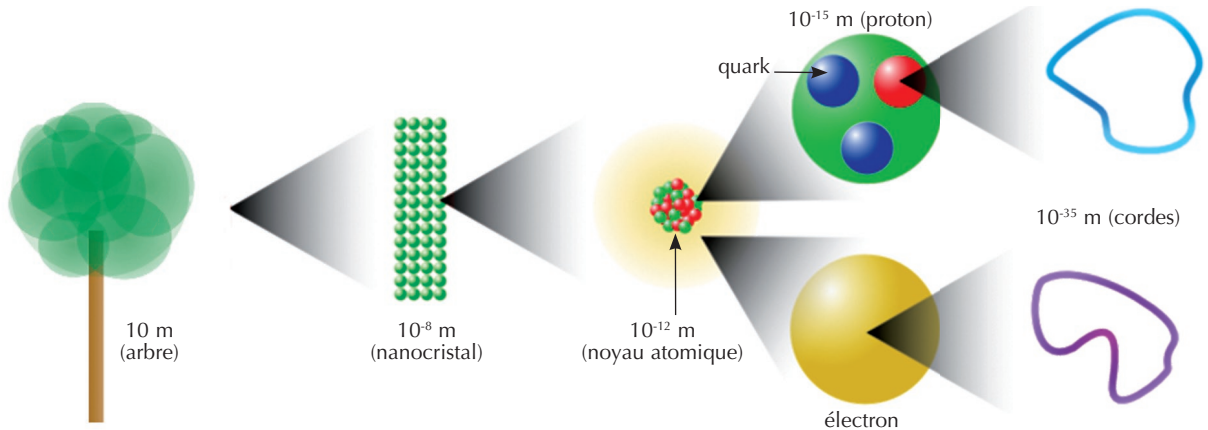
La théorie quantique des champs fournissait à cette époque une formulation satisfaisante de la mécanique quantique

relativiste qui avait fait ses preuves pour la description de l'électrodynamique, c'est-à-dire l'interaction électromagnétique entre électrons, positrons et photons (Dyson, Feynman, Schwinger et Tomonaga). Elle permettait d'expliquer l'effet Lamb (1947) dans les raies de l'atome d'hydrogène et le moment magnétique anormal de l'électron, mais restait pour beaucoup un outil *ad hoc* dont la puissance rivalisait avec l'inélégance mathématique : cette théorie souffrait de *divergences ultraviolettes** traitées par des procédés de *renormalisation* artificiels. La masse de l'électron, par exemple, recevait une correction infinie provenant de l'interaction avec son propre champ électrique (énergie infinie du champ coulombien). Renormaliser consistait à postuler que la masse de l'électron hors interaction, quantité inobservable, fût elle aussi infinie de manière telle que la combinaison de cette « masse nue » et de la correction coulombienne fournisse le résultat fini et mesurable de la « masse renormalisée ». Cette soustraction d'infinis était à la fois la clef de voûte et le talon d'Achille de la méthode.

L'extension de l'électrodynamique à d'autres interactions existait sous la forme de *théories de jauge* non abéliennes* (théorie de Yang-Mills, 1954). Dès 1967, Glashow, Salam et Weinberg avaient bâti sur ces théories un modèle pour l'interaction faible, qui prévoyait des *bosons intermédiaires** inaccessibles aux instruments d'alors. Cependant, ce que l'on connaissait de l'interaction forte semblait incompatible avec le canevas des théories de Yang-Mills.

Zoologie hadronique

Dans une expérience de physique des particules, on mesure des sections efficaces de diffusion ou des durées de vie. Les unes et les autres se calculent au moyen d'amplitudes, autrement dit d'éléments de



Différentes échelles de grossissement, du monde macroscopique jusqu'au monde des cordes. Les dimensions caractéristiques sont indiquées en mètres.

matrice de diffusion. La détermination de ceux-ci nécessite un cadre théorique relativiste et unitaire (conservation des probabilités). La théorie quantique des champs fournit ce cadre, mais d'autres théories pourraient constituer des alternatives. C'est le cas des *théories duales* des années 60, qui sont à l'origine de la théorie des cordes.

Les hadrons (baryons de *spin* demi-entier $p, n, \Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega \dots$ et mésons de *spin* entier $\pi, \eta, K, D, B \dots$) étaient observés expérimentalement sous forme de résonances dans les processus de diffusion. Ces *résonances**, apparaissant comme des pics dans l'amplitude en fonction de l'énergie (fig. 1), constituaient un spectre d'une régularité frappante : *spins* j et masses carrées m^2 obéissaient à des relations du type

$$(1) \quad j = \alpha_0 + \alpha' m^2 c^2 + O(m^4 c^4),$$

où l'approximation linéaire était excellente avec $\alpha' / \hbar c^2 \approx O(\text{GeV}^{-2})$. Les hadrons se rangeaient en familles le long de ces droites, appelée *trajectoires de Regge* (fig. 2).

Le nombre de résonances hadroniques croissait avec l'énergie disponible dans les instruments, et leur spectre suggérait que les trajectoires de Regge se prolongeraient à l'infini. Aucun de ces hadrons ne semblait cependant jouer le rôle d'une entité fondamentale dont les autres pussent être des états liés ou excités.

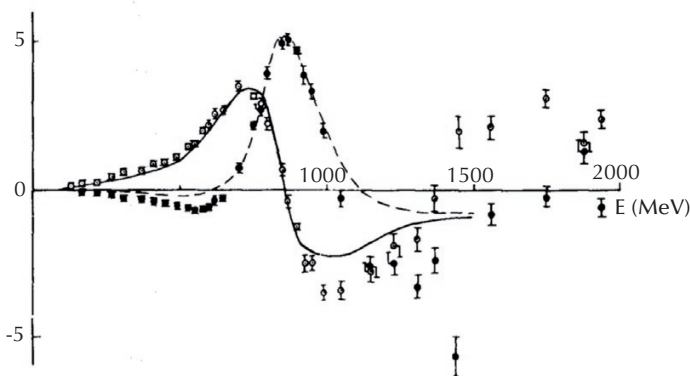
Composites ou élémentaires ?

On avait naturellement imaginé à l'époque que les hadrons, de plus en plus nombreux, fussent composites. Le *modèle des quarks* avait été introduit à cet effet au début des années 60 par Gell-Mann et Zweig. Cependant, la question qui échappait à la théorie des champs de cette époque, était de comprendre pourquoi ces constituants élémentaires restaient invisibles. En l'absence d'une expérience à la Rutherford, qui pût signer indiscutablement le caractère composite des hadrons, l'alternative était de

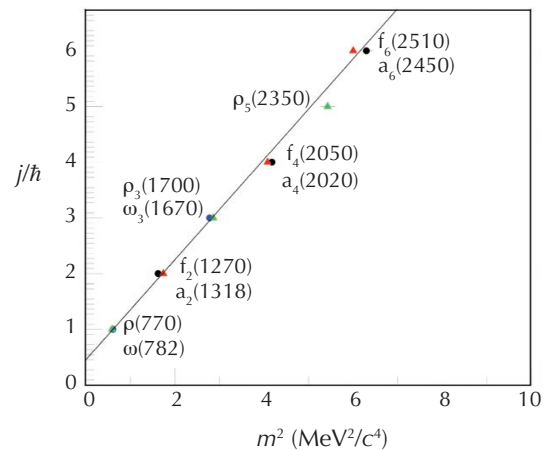
les considérer *tous* comme élémentaires et de chercher à en reproduire le spectre et les interactions. Il fallait pour cela imaginer une théorie d'un type nouveau, impliquant un grand nombre – voire un nombre infini – d'espèces de particules, qui ne fût pas une théorie locale des champs comme une théorie de jauge, parce que ce type de théorie semblait inadéquat.

Ignorant dans un premier temps les processus microscopiques, on cherchait à reconstruire une matrice de diffusion cohérente et unitaire reproduisant les observations expérimentales les plus caractéristiques, telles que la dualité entre *canaux de diffusion** ou la décroissance exponentielle des amplitudes avec l'énergie.

Cette approche phénoménologique a culminé avec l'amplitude postulée par Veneziano en 1968, qui possédait strictement toutes les propriétés exigées, au prix d'un spectre infini. L'importance de cette amplitude s'est révélée en 1970 avec les



1. Résonance dans un processus de diffusion pion-nucléon : parties réelle (ligne continue) et imaginaire (ligne en tirets) de l'amplitude de diffusion en fonction de l'énergie en MeV [1].



2. Un exemple de trajectoire de Regge de Chew-Frautschi [2] : *spin* j en fonction du carré de la masse, m^2 , de onze mésons observés sous forme de résonances. La ligne continue est un ajustement linéaire suivant un modèle théorique. La masse de chaque particule est indiquée entre parenthèses en MeV.



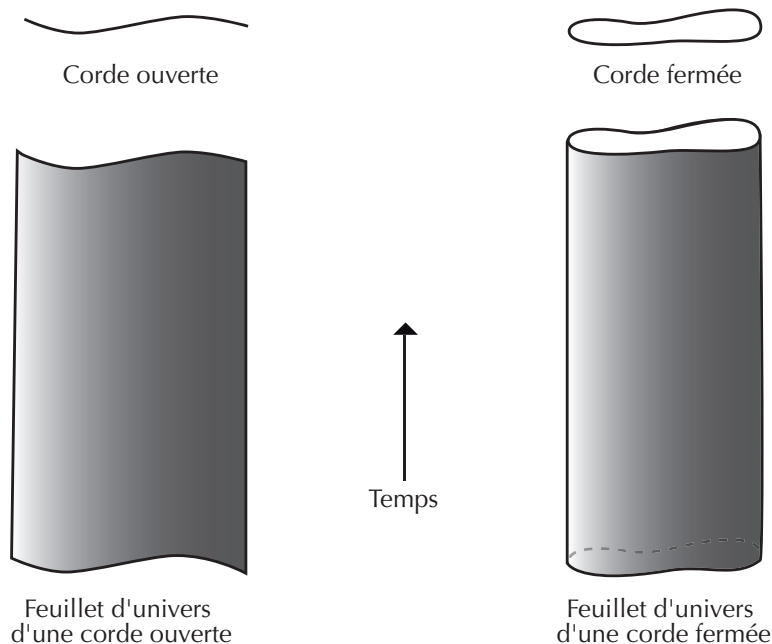
travaux de Nambu, Nielsen et Susskind : la théorie microscopique qui restitue rigoureusement l'amplitude de Veneziano était une *théorie de cordes*, c'est-à-dire une théorie dont les objets fondamentaux ne sont plus ponctuels, mais des segments microscopiques infiniment fins et de longueur finie, ouverts ou fermés, dont chacun des modes de vibration correspond à un hadron. Des modèles duaux étaient nées les théories de cordes.

La corde hadronique

À l'instar de la particule ponctuelle, caractérisée par sa ligne d'univers (lieu géométrique de ses positions successives), une corde balaye dans l'espace-temps une surface appelée feuillet d'univers (fig. 3). Le paramètre de masse de la particule ponctuelle est remplacé par la tension T (force par unité d'élongation relative), qui caractérise la dynamique d'une corde. Pour rendre compte des processus de transformation de masse en énergie, on considère des cordes relativistes.

Qu'elle soit macroscopique ou microscopique, relativiste ou galiléenne, ouverte ou fermée, une corde vibre et son spectre contient une *infinité* de fréquences, toutes multiples d'une fréquence fondamentale $\nu_0 \propto (T)^{1/2}$. Ceci est connu depuis l'Antiquité. Le mouvement classique des cordes est la superposition d'un mouvement de translation du centre de masse et d'ondes transverses. Celles-ci sont stationnaires pour une corde ouverte, et combinaisons d'ondes se propageant vers la gauche et d'ondes se propageant vers la droite dans le cas d'une corde fermée.

Sans entrer dans le détail de la quantification, on peut dire qu'à chaque vibration classique de la corde libre correspond *grosso modo* un état quantique dans l'espace de Hilbert. Ces états sont caractérisés par leur masse et leur *spin*. Qualitativement, la masse est reliée à l'énergie emmagasinée dans les oscillations de la corde, alors que le *spin* provient de la différence entre les nombres d'onde gauche et droit. Le *spin* étant une notion quantique, cette image n'est pas rigoureuse. Elle l'est d'autant moins lorsqu'il s'agit de fermions pour lesquels il faut abandonner le paradigme naïf de la corde *bosonique*, extension du point matériel présentée ci-dessus, qui ne contient dans son spectre que des particules de *spin* entier ; elle doit alors être généralisée en *super-corde*, encore appelée corde *fermio-*



3. Feuillet d'univers d'une corde ouverte et d'une corde fermée.

rique ou *supersymétrique* pour décrire de façon unifiée bosons et fermions à la fois.

En résumé, le *spin* j et la masse carrée m^2 d'un état quantique de corde sont tous deux des multiples entiers d'unités fondamentales : $\hbar = h/2\pi$ pour le *spin* et

$$(2) \quad m_0^2 = E_0^2 / c^4 = \hbar^2 \nu_0^2 / c^4$$

pour la masse carrée (on a utilisé les relations de Planck et d'Einstein pour exprimer la masse en fonction de la fréquence). ν_0 est la fréquence fondamentale de la corde, reliée à la tension de cette dernière : $\nu_0 = (Tc / \hbar)^{1/2}$. L'espace de Hilbert de la théorie est donc la collection d'une *infinité d'espèces* de particules qui, une fois disposées sur un diagramme (j, m^2), se regroupent en trajectoires de Regge, droites de pente $\hbar/m_0^2 = c^3/2\pi T$. Ce coefficient s'identifie à $\alpha' c^2$ de l'équation (1) et fournit la relation entre le paramètre phénoménologique α' et la tension T de la corde microscopique :

$$(3) \quad \alpha' = c / 2\pi T.$$

Pour obtenir la valeur de α' souhaitée expérimentalement ($\alpha' \approx 1 \hbar c^2 / \text{GeV}^2$), la tension doit être ajustée à une valeur correspondant à des cordes d'une longueur moyenne de quelques 10^{-14} cm.

À titre de comparaison, rappelons que dans le cadre d'une théorie des champs décrivant la dynamique quantique d'objets ponctuels élémentaires, il est nécessaire d'introduire autant de champs (c'est-à-dire de fonctions d'onde) que d'espèces de particules. La représentation, en ces termes, de la physique hadronique conduirait à une

pléthore de champs associés aux mésons et aux baryons. Dans le cadre présenté ici, au contraire, tous ces modes résultent d'un objet unique qui en contient aussi les interactions : la corde. Dans cette théorie, un processus, par exemple à quatre corps, implique quatre cordes (fig. 4) dans différents états d'excitation correspondant, par leurs nombres quantiques, à quatre particules différentes.

La confirmation du modèle standard

Le début des années 1970 a été un tournant décisif pour les modèles de cordes hadroniques. Les expériences nouvelles de diffusion profondément inélastique réalisées au SLAC à Stanford en 1969 (et souvent comparées à l'expérience de Geiger, Marsden et Rutherford qui mit en évidence la structure composite de l'atome) plaident en faveur de hadrons composites, constitués de quarks confinés et néanmoins libres dans leur état lié. Le concept de hadron comme excitation élémentaire d'une corde n'avait plus de fondement et la description de l'interaction forte allait faire appel à des idées nouvelles de théorie des champs.

En effet, parallèlement aux découvertes expérimentales, naissait la chromodynamique quantique, théorie de jauge cohérente de l'interaction forte, c'est-à-dire renormalisable ('t Hooft et Veltman, 1970) comme l'électrodynamique quantique, capable de

reproduire les observations et d'expliquer des propriétés aussi exotiques que le *confinement** des quarks liés par les gluons. La *liberté asymptotique**, pressentie par 't Hooft et démontrée en 1972 par Gross, Politzer et Wilczek, constituait un fait marquant non seulement pour l'interaction forte, mais dans l'avènement de la théorie quantique des champs et du groupe de renormalisation.

Le modèle standard de la physique des particules était acquis comme théorie renormalisable des champs, constituée de deux secteurs : le secteur électrofaible et le secteur fort, tous deux décrits au moyen d'une théorie de jauge de type Yang-Mills. Tout ce qui allait suivre (comme la découverte au CERN des courants neutres en 1973 par Lagarrigue et des bosons W^\pm et Z^0 en 1983 par Rubbia et van der Meer) allait confirmer le bien-fondé de ce modèle pour représenter l'ensemble des particules et de leurs interactions.

Des hadrons à l'échelle de Planck

Les questions soulevées par l'élaboration et la vérification du modèle standard sont de deux registres. Le premier concerne l'éventuelle existence de constituants plus élémentaires que les leptons, les quarks et les bosons de jauge. Le second est celui de la gravité et de son insertion dans le schéma d'unification amorcé par le modèle standard. C'est dans ces domaines que la théorie des cordes s'est enracinée au cours des trente dernières années.

L'interaction gravitationnelle se singularise des autres forces. Elle est formulée classiquement au moyen de la relativité générale et serait véhiculée au niveau microscopique par l'hypothétique graviton, qui est à la gravitation ce que le photon est à l'électromagnétisme : un quantum d'onde. L'électromagnétisme et la gravitation se distinguent toutefois à plus d'un titre, et ces différences soulèvent beaucoup des questions conceptuelles de la physique moderne.

D'abord, les ondes gravitationnelles font toujours l'objet d'investigations et leur observation directe reste suspendue aux résultats d'expériences en cours (VIRGO, LIGO et projet LISA [3]).

Ensuite, les régimes microscopiques dans lesquels la description quantique est adéquate sont très différents. Pour l'électrodynamique, le paramètre est la longueur d'onde de Compton :

$\lambda_{\text{Compton}} = \hbar / m_e c \approx 3,8 \cdot 10^{-11} \text{ cm}$,
où $m_e \approx 0,511 \text{ MeV } c^{-2}$ est la masse de

l'électron. Tout processus électromagnétique impliquant des échelles de longueur inférieures à cette longueur nécessite un traitement quantique, dans lequel le photon doit remplacer l'onde électromagnétique. Pour la gravitation, la référence est la longueur de Planck. Celle-ci est reliée à la constante de Newton par $L_{\text{Planck}} = (G_{\text{Newton}} \hbar / c^3)^{1/2} \approx 1,62 \cdot 10^{-33} \text{ cm}$. La gravitation microscopique, qui procéderait par échange de gravitons, est manifestement inaccessible à nos instruments, bien trop grands ou pas assez énergétiques. Même les rayons cosmiques restent en deçà de l'énergie de Planck.

Enfin, contrairement aux autres interactions, celles du champ gravitationnel ne sont pas renormalisables. La renormalisabilité d'une théorie quantique des champs traduit la capacité de cette dernière à absorber ses divergences ultraviolettes (cf. énergie infinie du champ coulombien) sans modifier sa structure. Le pouvoir prédictif de la théorie est conditionné par sa renormalisabilité. Sans celle-ci, affiner la définition des expériences sert à ajuster les nouveaux paramètres arbitraires de la théorie sans la mettre véritablement à l'épreuve.

Dans l'hypothèse raisonnable où la gravitation nécessite un traitement quantique similaire à celui réservé aux autres forces, l'échec de la renormalisabilité pose un problème de prédictibilité et nous conduit à penser la relativité générale comme une théorie effective et non comme fondamentale.

Les développements modernes de la théorie des cordes s'inscrivent dans ce contexte, avec la proposition de Scherk et Schwarz (1975) d'utiliser la corde comme vecteur de la gravitation microscopique.

Comme rappelé ci-dessus, le spectre de vibrations d'une théorie de cordes, ouvertes ou fermées, est un ensemble infini de modes caractérisés et ordonnés par leurs nombres quantiques : masse et *spin*. Une corde dans un mode donné correspond à une particule d'une certaine espèce. Dans le spectre de toute théorie de cordes fermées, il y a un mode de masse nulle et de *spin* 2. Ces nombres quantiques cinématiques sont ceux de l'hypothétique graviton et il est légitime, en l'absence d'une théorie cohérente de la gravitation quantique, d'explorer la possibilité que cette dernière soit une théorie de cordes. Il faut pour cela postuler que sa tension est reliée à la constante de Newton ; en d'autres termes



Glossaire

Bosons intermédiaires

Particules bosoniques véhiculant l'interaction dans les théories de jauge. Les bosons massifs W^\pm et Z^0 , découverts au CERN en 1983, sont responsables de l'interaction faible. Le photon et les gluons, vecteurs de l'interaction électromagnétique et forte respectivement, sont de masse nulle.

Canaux de diffusion

Dans la description et l'analyse d'un processus d'interaction entre particules, le canal initial est celui des deux corps qui entrent en collision ou du corps qui se désintègre ; le canal final est celui de l'ensemble des corps produits. Une même interaction peut se manifester de différentes façons selon le choix de ces canaux comme, par exemple $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ (capture électronique) ou $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ (désintégration β).

Confinement

Propriété des quarks traduisant l'impossibilité de les extraire de leurs états liés, qui sont les hadrons.

Divergence ultraviolette

Absence de convergence d'une intégrale sur un moment intermédiaire provenant de la région des grandes valeurs de celui-ci.

Échelle de Planck

L'échelle de Planck, énergie ou longueur, est la quantité déterminée au moyen des constantes de Newton G_{Newton} , de Planck \hbar et de la vitesse de la lumière c : $E_{\text{Planck}} = M_{\text{Planck}} c^2 = c^2 (\hbar c / G_{\text{Newton}})^{1/2} \approx 1,22 \cdot 10^{19} \text{ GeV}$, et $L_{\text{Planck}} = (G_{\text{Newton}} \hbar / c^3)^{1/2} \approx 1,62 \cdot 10^{-33} \text{ cm}$. Elle caractérise le régime où les effets quantiques de la gravitation ne peuvent plus être négligés.

Liberté asymptotique

Propriété d'évanescence de l'interaction forte à très haute énergie ou à très courte distance.

Résonances de diffusion

Au cours d'un processus de diffusion à deux corps, il peut apparaître des résonances, c'est-à-dire des pics plus ou moins étroits dans l'amplitude en fonction de l'énergie (fig. 1). Celles-là reflètent la création d'états intermédiaires, particules ou états liés de particules, de masse égale à l'énergie et de durée de vie inversement proportionnelle à la largeur du pic.

Théorie de jauge

Théorie des champs invariante sous l'action d'un groupe (abélien ou non) de symétrie interne, dont l'action est *locale*, c'est-à-dire fonction du point d'espace-temps. Une telle invariance nécessite la présence de champs de vecteurs comme le champ électromagnétique, généralement appelés champs de jauge. Leurs quanta sont les bosons de jauge ou bosons intermédiaires.



que α' soit $L_{\text{Planck}}^2 / \hbar = \hbar / M_{\text{Planck}}^2 c^2 = G_{\text{Newton}} / c^3 \approx 6,72 \cdot 10^{-39} \hbar c^2 \text{ GeV}^{-2}$ et non plus de l'ordre de $1 \hbar c^2 \text{ GeV}^{-2}$, échelle de l'interaction forte. L'énergie caractéristique de la théorie passe donc du GeV à l'échelle de Planck*, 10^{19} GeV . La tension de la corde passe de 10^5 N à 10^{44} N , alors même que sa longueur moyenne passe de 10^{-14} cm à 10^{-33} cm .

La corde fondamentale

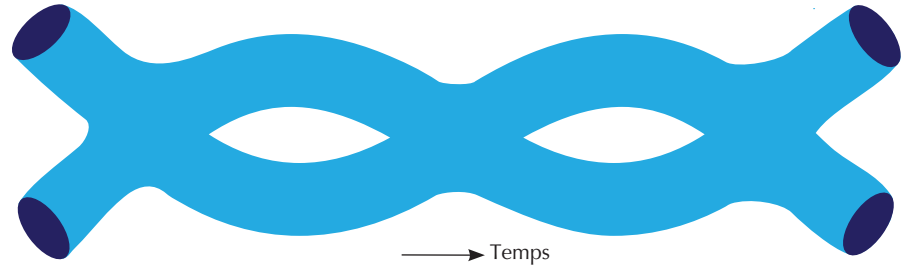
La théorie ainsi obtenue il y a plus de trente ans est la théorie des cordes. Dans cette théorie, les objets fondamentaux sont des cordes ouvertes et des cordes fermées qui peuvent, au cours d'interactions, se transformer les unes en les autres par rupture ou fusion (fig. 4).

D'abord bosonique, puis supersymétrique, la théorie a évolué pour englober tout type de particule. L'apogée de ce programme remonte à 1984, où un résultat de Green et Schwarz ouvrait la voie vers l'introduction de la symétrie de jauge non abélienne – et des bosons intermédiaires associés – aussitôt mise en œuvre dans ce qu'on a appelé la corde hétérotique « moitié bosonique et moitié supersymétrique » (Gross, Harvey, Martinec, Shenker). Cette période est considérée comme la renaissance de la théorie des cordes.

Les cordes fondamentales possèdent un spectre infini de fréquences propres auquel est associé un spectre infini de particules, caractérisées par leurs nombres quantiques d'espace-temps, masse et *spin*, ainsi que par des nombres internes de charge. Il y a dans ce spectre des particules de masse nulle, en nombre fini, accompagnées d'une collection infinie de particules de masse carrée multiple de M_{Planck}^2 . C'est le prix à payer pour avoir introduit la constante de gravitation universelle de Newton dans le paramètre de tension.

Les particules du secteur massif de la théorie des cordes sont inobservables. Elles ne peuvent être créées ni dans les accélérateurs, ni dans des processus cosmiques, à l'exception peut-être de l'ère du *Big Bang* où les conditions de température et de densité d'énergie étaient favorables à la création d'objets très massifs. Ces particules influencent cependant la physique de basse énergie, parce qu'elles apparaissent dans les états virtuels intermédiaires des processus d'interaction.

La théorie des cordes est censée renouer avec la physique observable. On doit y



4. Deux cordes fermées (état initial) fusionnent et se scindent à trois reprises avant d'aboutir à deux autres cordes fermées (état final).

trouver toutes les particules et donc toutes les interactions, véhiculées par les bosons intermédiaires. Toutes les particules observées dans la nature à nos énergies doivent forcément émerger du secteur de masse nulle. En effet, même si elles ne sont pas toutes de masse rigoureusement nulle, celle-ci est toujours petite par rapport à la masse de Planck (fig. 5). L'électron, par exemple, se trouve à environ $0,5 \text{ GeV } c^{-2} \ll M_{\text{Planck}}$ alors que le graviton et les bosons de jauge non abéliens de type gluon sont de masse rigoureusement nulle. Tous apparaissent dans le spectre de la corde fermée ou de la corde ouverte, mais ils y sont tous de masse nulle. Cette représentation du monde réel nécessite donc d'imaginer un processus capable de lever adéquatement la dégénérescence de masse, autrement dit d'engendrer la masse de l'électron sans affecter celle du graviton et des gluons. La théorie des cordes n'a pas encore permis d'atteindre cet objectif, bien que l'on sache en principe quels outils utiliser.

On sait, par exemple, que la théorie des cordes ne peut être définie qu'en dix dimensions. Les six dimensions excédentaires doivent être compactes, fermées sur elles-mêmes à la façon de petits cercles ou de petites sphères, ou encore d'espaces plus sophistiqués de type *Calabi-Yau*. Ces

dimensions échappent à la perception que nous avons du monde à travers les instruments dont nous disposons. Ces « petits » cercles ont des rayons qui constituent les paramètres attendus pour lever la dégénérescence des états de masse nulle et ajuster la théorie pour obtenir les masses et constantes de couplage du modèle standard.

L'adéquation de la théorie des cordes à décrire les particules élémentaires est étayée, au moins dans son principe, par une analyse de basse énergie, similaire à celle qui rapproche le modèle phénoménologique de Fermi des interactions faibles au modèle plus fondamental de Glashow-Salam-Weinberg. Aux basses énergies, la matière est sondée à des distances bien supérieures à la taille caractéristique d'une corde, c'est-à-dire la longueur de Planck. Il était donc indispensable de démontrer que la physique des modes les plus légers de la théorie est représentée par une théorie effective qui soit une théorie quantique des champs, similaire à celle du modèle standard. Ce fut fait avec succès dans une analyse qui restitue aussi la relativité générale comme théorie de gravitation loin de l'échelle de Planck. Ces résultats précis ont encouragé l'investigation approfondie du sujet dès le milieu des années 70, permettant de montrer qu'à haute énergie la théorie

Pour en savoir plus

Une bibliographie complète du sujet a été réalisée par D. Marolf sous le titre *Resource letter NSST-1: the nature and status of string theory* (voir hep-th/0311044 sur arXiv).

Les ouvrages suivants fournissent en outre un excellent panorama historique :

- *The birth of string theory*, édité par A. Cappelletti, E. Castellani, F. Colomo et P. Di Vecchia, Cambridge University Press (2011).
- *String theory and fundamental interactions*, édité par M. Gasperini et J. Maharana, Lecture Notes in Physics 737, Springer (2008).

Citons enfin quatre articles destinés au grand public :

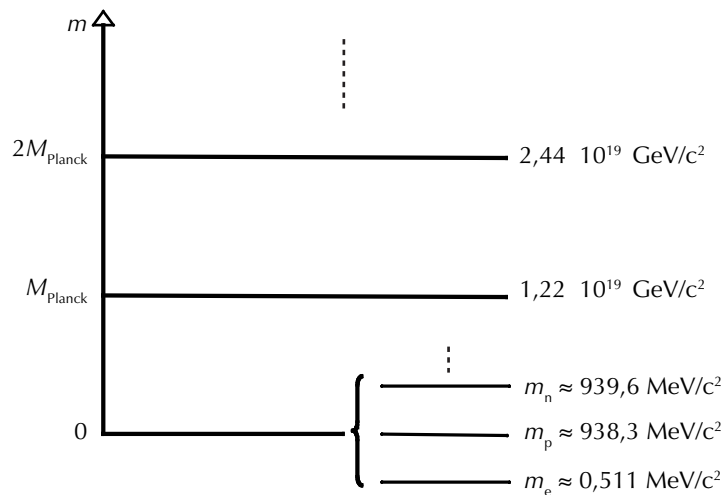
- C. Bachas, « Sur la piste des supercordes », *Science et Avenir hors série* 141 (2004).
- J. Maldacena, « The illusion of gravity », *Scientific American* 57 (2005).
- J. Iliopoulos, « Dépasser le modèle standard », *Pour la Science* 361 (2007).
- M. Chalmers, « Stringscape », *Physics World* 20, n°9 (2007) 35-47.

des cordes ne souffre pas des divergences usuelles de la théorie des champs. Elle fournirait donc une théorie microscopique englobant la gravitation.

Branes, dualité et holographie

La théorie contemporaine des cordes s'est beaucoup diversifiée, à la fois dans ses techniques et dans ses motivations. Les cordes, objets fondamentaux de la théorie, sont accompagnées de *membranes généralisées*, objets étendus appelés *p-branes* pour souligner leur dimension *p* ($p = 1$ pour la corde et 2 pour la membrane usuelle). Les branes introduisent inmanquablement leurs propres vibrations qui complètent celles de la corde. Elles fournissent plus encore de liberté pour la construction de modèles de physique des particules, modèle standard et au-delà, dont elles sont aujourd'hui le fer de lance.

Malgré cette multiplication d'ingrédients et la sophistication des concepts qu'ils véhiculent, la théorie des cordes peine à atteindre ses objectifs de grande unification, et les modèles proposés aujourd'hui s'apparentent, par leur complexité, au système de Ptolémée – ce qui est paradoxal pour une théorie fondamentale. Cette théorie s'est cependant illustrée par la variété et l'universalité des résultats accumulés au cours de cette quête, et de nombreuses percées sont à mettre à son crédit. Beaucoup parmi celles-ci transcendent, du reste, la théorie des cordes, comme les développements des dualités électrique-magnétique ou couplage fort-faible en théorie quantique des champs (Seiberg et Witten, 1994), ou encore la formulation précise et opérationnelle du concept d'holographie dans les interactions gravitationnelles (Maldacena, 1997), dont les applications vont de la chromodynamique quantique à la physique de la matière condensée. ■



5. Spectre de cordes et particules observables. L'électron (masse m_e), le neutron (masse m_n) et le proton (masse m_p) se trouvent dans le secteur de « masse nulle » (c'est-à-dire extrêmement faible par rapport à la masse de Planck, M_{Planck}).

Références

- 1 • A. Donnachie et R.G. Kirsopp, *Nucl. Phys. B10* (1969) 433.
- 2 • G.F. Chew et S.C. Frautschi, *Phys. Rev. Lett.* **7** (1961) 394 ; G.F. Chew, *Rev. Mod. Phys.* **34** (1962) 394.
- 3 • Sites des expériences de recherche d'ondes gravitationnelles :
www.virgo.infn.it/central.html ;
www.ligo.org/science/GW-Enhance.php ;
<http://lisa.nasa.gov/> .