16 décembre 2004

Journées de Prospective DAPNIA-IN2P3

Groupes de travail

L'origine de la masse

et

Au delà du modèle standard

AUTEURS

Daniel BLOCH (IRES-Strasbourg)
Maarten BOONEKAMP (DAPNIA-CEA)
Jean-Claude BRIENT (LLR-Ecole Polytechnique)
Lucia DI CIACCIO (LAPP-Annecy)
Abdelhak DJOUADI (LPT-Orsay/LMPT-Montpellier)
Emilian DUDAS (LPT-Ecole Polytechnique)
Suzanne GASCON-SHOTKIN (IPNL-Lyon)
Philippe GRIS (LPC-Clermont-Ferrand)
Jean-François GRIVAZ (LAL-Orsay)
Lydia ICONOMIDOU-FAYARD (LAL-Orsay)
Arnaud LUCOTTE (LPSC-Grenoble)
Rosy NICOLAIDOU (DAPNIA-CEA)
Melissa RIDEL (LPNHE-Jussieu)
Sylvie ROSIER-LEES (LAPP-Annecy)
Alexandre ROZANOV (CPPM-Marseille)
Vanina RUHLMANN-KLEIDER (DAPNIA-CEA)
Laurent SERIN (LAL-Orsay)
Yves SIROIS (LLR-Ecole Polytechnique)
Boris TUCHMING (DAPNIA-CEA)
Guillaume UNAL (LAL-Orsay)
Henri VIDEAU (LLR-Ecole Polytechnique)
Dirk ZERWAS (LAL-Orsay)

Synthèse du rapport

Cette synthèse s'articule en deux parties. La première expose les grandes questions de la physique des particules sur accélérateurs et compare les apports possibles des différents instruments. La seconde partie résume les recommandations du groupe de travail et discute des moyens humains et financiers associés à chacun des projets.

Enjeux scientifiques et panorama expérimental

Au cours des trois dernières décennies s'est édifiée et confirmée la théorie des particules élémentaires connue sous le nom de Modèle Standard. Les constituants de la matière sont les quarks et les leptons, groupés en trois familles, le plus lourd d'entre eux, le quark top, ayant été observé en 1995 au cours du Run I du TeVatron de Fermilab. Si l'on met à part la gravitation, leurs interactions résultent de l'invariance par rapport au groupe de jauge $\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C} \times \mathrm{SU}(2)_\mathrm{L} \times \mathrm{U}(1)_\mathrm{Y}$. La symétrie de couleur $\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C}$ est conservée, le gluon de masse nulle étant le médiateur de l'interaction forte associée. La symétrie électrofaible $\mathrm{SU}(2)_\mathrm{L} \times \mathrm{U}(1)_\mathrm{Y}$ est par contre spontanément brisée, laissant l'électromagnétisme comme symétrie $\mathrm{U}(1)_\mathrm{EM}$ résiduelle. Les bosons de jauge associés sont, outre le photon, les bosons vecteurs faibles W et Z, observés au $\mathrm{Sp\bar{p}S}$ du CERN en 1983 dix ans après la découverte inaugurale des courants faibles neutres par Gargamelle en ce même laboratoire.

Le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible n'est à ce jour pas établi avec certitude. Dans le cadre du Modèle Standard minimal, un doublet de champs scalaires est introduit, dont une composante neutre développe une valeur moyenne dans le vide non-nulle. Trois des composantes de ces champs scalaires sont alors absorbées sous forme de degrés de liberté longitudinaux des bosons W et Z, leur permettant d'acquérir une masse, alors que la dernière composante survit sous la forme d'une particule scalaire neutre, le boson de Higgs H. Ce mécanisme, connu sous le nom de mécanisme de Higgs, préserve la renormalisabilité de la théorie qui n'est *a priori* assurée qu'en l'absence de masse. Des interactions de Yukawa entre le champ de Higgs et les fermions chargés permettent également de leur conférer une masse.

Le Modèle Standard détermine l'ensemble des propriétés du boson de Higgs, à l'exception de sa masse m_H. Le fait que le Modèle Standard soit une théorie renormalisable permet de calculer de manière précise les corrections radiatives électrofaibles à des quantités mesurables telles que masses et largeurs du W ou du Z, violation de la parité, etc... Le LEP ("Large electron-positron Collider") du CERN, a fonctionné de 1989 à l'an 2000, et l'une de ses contributions majeures a été de mettre en évidence ces corrections radiatives, confrontant avec une extrême précision les prédictions du modèle aux mesures expérimentales. C'est ainsi que les contributions virtuelles du quark top ont permis de déterminer sa masse avant qu'il ne soit mis en évidence au TeVatron. Quoique à un degré moindre que le top, le boson de Higgs participe aussi aux corrections radiatives, et sa masse peut donc être contrainte dans le cadre du Modèle Standard. Une limite supérieure de 260 GeV est ainsi obtenue, à 95% de niveau de confiance. Les recherches directes au LEP ont par ailleurs permis d'établir une limite inférieure de 114 GeV, quelques événements suggestifs ayant été observés à une masse d'environ 115 GeV. La découverte et l'analyse des propriétés du boson de Higgs constituent à ce jour le défi essentiel auquel est confronté le Modèle Standard.

Le premier acteur dans cette quête est le TeVatron de Fermilab. Il s'agit d'un collisionneur $p\bar{p}$ fonctionnant à une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV, qui devrait pouvoir accumuler une luminosité intégrée de $4\,\mathrm{fb}^{-1}$ d'ici 2007, année prévue pour le démarrage du LHC, et de $8\,\mathrm{fb}^{-1}$ à la fin de son Run II en 2009. Ces luminosités intégrées devraient permettre la mise en évidence d'un boson de Higgs de masse inférieure à 120 ou 130 GeV, respectivement. En tout état de cause, la précision accrue sur les masses du W et du top permettra d'affiner les contraintes indirectes sur la masse d'un boson de Higgs standard.

La relève sera prise par le LHC ("Large Hadron Collider") du CERN, qui produira des collisions pp à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. Une augmentation progressive de la luminosité devrait mettre à la disposition de chacune des deux expériences généralistes ATLAS et CMS quelque $30\,\mathrm{fb}^{-1}$ en 2010, et $300\,\mathrm{fb}^{-1}$ en 2013. Les études effectuées au sein des deux collaborations indiquent que la découverte du boson de Higgs standard est assurée avec $10\,\mathrm{fb}^{-1}$ dans toute la gamme de masse autorisée. Outre la mesure de la masse de ce boson de Higgs, des premières estimations de sa largeur, des rapports d'embranchement de ses diverses voies de désintégration, et de certains de ses nombres quantiques pourront être obtenus au LHC.

Pour déterminer avec précision les propriétés du boson de Higgs, tout particulièrement son autocouplage, il faudra avoir recours à un collisionneur e^+e^- de haute luminosité, ainsi qu'il fut fait avec le LEP pour le boson Z après sa découverte au Sp$\bar{\mathrm{p}}$S. Un tel "International Linear Collider" (ILC), dont le développement devrait s'accélérer après le choix récent d'une technologie supraconductrice, pourrait voir le jour vers 2015, et fonctionner à des énergies allant de la masse du Z jusqu'au TeV, accumulant une luminosité intégrée pouvant atteindre $1\,\mathrm{ab}^{-1}$. Ce collisionneur devrait disposer d'électrons polarisés à plus de 80 %, et éventuellement d'une polarisation des positons voisine de 60 %.

S'il devait cependant apparaître au cours de la prochaine décennie que le boson de Higgs échappe à la recherche, ou même, s'il était observé, que sa masse excède significativement les quelque 300 GeV, de nouveaux phénomènes absents dans le cadre du Modèle Standard devraient se manifester à une échelle d'énergie accessible au LHC, et jouer le rôle d'un boson de Higgs léger ou être combinés avec ceux d'un Higgs lourd pour préserver l'accord de la théorie avec les mesures de précision.

D'ores et déjà, un certain nombre d'arguments conduisent à penser que le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective, autrement dit la réalisation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Les constantes de couplage associées aux trois groupes de jauge évoluent avec l'énergie conformément aux équations du groupe de renormalisation, et convergent approximativement à haute énergie. Ceci, ainsi que la quantification des charges électriques des quarks et des leptons, suggère une "Grande Unification" des interactions forte et électrofaible au voisinage d'une énergie de 10^{16} GeV.

En présence d'une grande échelle telle que celle de Grande Unification, la masse du boson de Higgs reçoit des corrections radiatives quadratiquement divergentes dans la valeur de cette échelle, et ne peut être stabilisée qu'au prix d'ajustements fins. Ce problème, connu sous le nom de problème de hiérarchie de jauge, trouve une solution naturelle dans le cadre des théories de "supersymétrie" dans lesquelles à chaque fermion ou boson du Modèle Standard est associé un boson ou fermion de même masse et portant les mêmes nombres quantiques, à l'exception du spin. L'absence dans la nature de tels doublets fermion-boson de même masse indique que la supersymétrie est brisée. La solution du problème de la hiérarchie nécessite cependant que les partenaires supersymétriques des particules standard aient des masses n'excédant pas quelques TeV. Une conséquence de la présence à cette échelle de ces nouvelles particules est que la convergence des constantes de couplage à haute énergie est grandement améliorée. Par ailleurs, la particule supersymétrique la plus légère apparait comme un candidat idéal pour constituer la matière sombre de l'univers.

On s'attend à ce que les partenaires supersymétriques des quarks et des gluons soient plus lourds que ceux des leptons et des bosons de jauge électrofaibles, mais aussi à ce qu'ils soient produits en plus grande abondance par interaction forte dans un collisonneur hadronique tel que le LHC (voire le TeVatron si leurs masses n'excèdent pas quelque 300 GeV). Une étude délicate de leurs désintégrations en cascade vers la particule supersymétrique la plus légère pourrait alors fournir des indications précieuses sur les masses des autres particules supersymétriques. Ces dernières devraient être aisées à observer et à étudier avec précision auprès d'un collisionneur e^+e^- tel que l'ILC. La complémentarité des deux types de machine apparaît de manière évidente dans ce contexte, un fonctionnement simultané du LHC et de l'ILC permettant d'optimiser les stratégies de découverte et d'analyse.

Les théories supersymétriques prédisent par ailleurs un secteur de Higgs enrichi, comportant au moins deux doublets de champs scalaires. Le modèle minimal (MSSM, pour "Modèle Standard Supersymétrique Minimal") comporte exactement deux tels doublets, et prédit que le boson de Higgs neutre le plus léger doit avoir une masse inférieure à 140 GeV environ. Des masses inférieures à quelque 90 GeV ont été exclues au LEP pour la plupart des configurations de paramètres du MSSM. L'élucidation de la nature, éventuellement supersymétrique, du secteur de Higgs constitue l'un des objectifs majeurs des futurs collisionneurs. Au TeVatron, une exclusion à 95% de niveau de confiance pourra être obtenue dans l'essentiel de l'espace des paramètres, mais il faudra attendre le LHC pour une découverte à 5σ d'au moins un des bosons de Higgs du MSSM. Comme pour le boson de Higgs standard, c'est l'ILC qui mesurera les rapports d'embranchement avec une précision suffisante pour éventuellement distinguer bosons de Higgs standard et supersymétrique dans le cas où un seul de ces bosons serait observé au LHC.

Le fait qu'aucune indication expérimentale directe ne soit venue corroborer à ce jour l'hypothèse d'une réalisation à basse énergie de la supersymétrie, ainsi que le fait que le domaine de masse encore disponible pour la découverte d'un boson de Higgs du MSSM tende à se rétrécir, conduisent à considérer des alternatives non-perturbatives pour le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. A la différence de la supersymétrie, cependant, la compatibilité de ces alternatives avec les mesures de précision est difficile à préserver de façon naturelle, et ces théories revêtent ainsi souvent un caractère assez artificiel. La phénoménologie de ces alternatives (technicouleur, modèles de "petit Higgs", voire "sans Higgs"), qui comporte en général des résonances larges au delà du TeV, est totalement différente de celle de la supersymétrie et, à défaut d'être prédictive, offre un vaste champ à la recherche de particules ou de phénomènes nouveaux auprès des accélérateurs présents et futurs. Il s'agit là *a priori* d'un domaine où le LHC est sans rival pour les recherches directes, mais, par l'observation de déviations au Modèle Standard, l'ILC peut contribuer à la mise en évidence de phénomènes résonants de haute énergie.

Au cours de ces dernières années est apparue une approche radicalement nouvelle du problème de la hiérarchie, dans laquelle l'échelle de la gravitation elle-même est ramenée au voisinage de l'échelle électrofaible. Dans cette approche la gravitation se propage dans des dimensions compactes supplémentaires, de sorte qu'ainsi diluée elle apparait faible dans nos trois dimensions d'espace habituelles. Les manifestations expérimentales de ces dimensions supplémentaires seraient l'émission de gravitons de Kaluza-Klein, se manifestant dans nos trois dimensions sous la forme d'énergie manquante, ou l'échange de tels gravitons virtuels modifiant les sections efficaces standard. Dans d'autres variétés de modèles à dimensions supplémentaires, les niveaux de Kaluza-Klein sont séparés de telle sorte que le graviton se manifeste sous forme de résonance étroite aux environs du TeV. Il est enfin possible, par exemple, de permettre aux bosons de jauge de se propager dans la ou les dimensions supplémentaires, ce qui modifierait à nouveau le comportement des sections efficaces standard et conduirait à des récurrences de Kaluza-Klein de ces bosons de jauge. De telles résonances étroites, ainsi que celles qui apparaissent dans des modèles comportant des extensions des symétries de jauge, seront observables jusqu'à une masse de l'ordre du TeV au TeVatron, de 5 TeV environ au LHC, et, par le biais de mesures d'effets d'interférence et d'asymétrie, jusqu'à une dizaine de TeV à l'ILC.

Recommandations

Toutes les extensions du Modèle Standard compatibles avec les observations expérimentales ont ceci de commun que "quelque chose" doit se passer à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV. L'élucidation de ce "quelque chose" est l'enjeu de la prochaine décennie. A la lumière des études effectuées en vue des Journées de Prospective DAPNIA-IN2P3 de La Colle-sur-Loup (Octobre 2004), les conclusions et recommandations des groupes "Origine de la masse" et "Au-delà du Modèle Standard" sont les suivantes.

Jusqu'à la mise en service du LHC, le TeVatron restera l'unique machine dédiée à l'exploration de la frontière des hautes énergies. Il est important que la communauté de physiciens français travaillant auprès de ce collisionneur puisse maintenir sa présence et utiliser pleinement le potentiel du TeVatron en vue de la mise en évidence possible d'un boson de Higgs léger ou d'une éventuelle découverte de nouvelles particules. Quels que soient les résultats de ces recherches, le Tevatron est assuré d'améliorer d'un facteur deux la précision sur les masses du W et du top, ce qui permettra d'affiner la valeur prédite pour la masse du boson de Higgs standard, et de tester la cohérence du Modèle Standard ou de ses extensions.

Le LHC est la première priorité de la communauté. Si le mécanisme de Higgs, dans sa version standard, est à l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible, l'observation et l'étude du boson de Higgs sont garanties au LHC. Si la supersymétrie est réalisée à basse énergie, nombre de ses manifestations devraient être observées. Mais que la nature soit supersymétrique on non, des phénomènes nouveaux sont attendus dans le domaine de masse accessible au LHC, qui pourraient néanmoins nécessiter plusieurs années de fonctionnement à haute luminosité pour être élucidés. Des améliorations possibles du LHC, en énergie ou en luminosité, seule la montée en luminosité est envisagée dans ce rapport et il ressort des cas étudiés ici que cette option n'offre qu'un gain limité en sensibilité.

A l'horizon 2015, il est souhaité que la communauté dispose d'un collisionneur e^+e^- pouvant accumuler de l'ordre d'un ab^{-1} à des énergies s'étendant de la masse du Z à 1 TeV environ, avec un (voire deux) faisceaux polarisés. La possibilité de choisir l'énergie de collision permettra notamment l'étude précise du secteur de Higgs. De plus, un fonctionnement avec faisceaux polarisés au pic du Z et aux seuils WW et $t\bar{t}$ et à l'énergie maximale permettra un gain d'un ordre de grandeur en précision sur les mesures électrofaibles, et ainsi de pousser les tests de cohérence de la théorie sous-jacente au-delà de ce qu'auront apporté le TeVatron et le LHC, tout particulièrement en l'absence de signal clair au LHC. Enfin, si la supersymétrie est réalisée à basse énergie, la complémentarité d'un tel collisionneur et du LHC rend particulièrement attractif un fonctionnement simultané des deux machines.

A plus long terme, des technologies plus agressives, telles que celles envisagées en collisions e^+e^- pour le CLIC ou pour un collisionneur à muons, pourront conduire à une nouvelle génération de machines dont les paramètres seront guidés par les observations effectuées d'ici là.

Nom	LHC	ILC	SLHC
priorité	1	2	3
Type	détecteurs Atlas et CMS	accélérateur et détecteur	accélérateur et détecteurs
Etat	construction	avant-projet détaillé	R et D
Pays partenaires	monde	monde	monde
Nb phys. fr. Dapnia (FTE) IN2P3 (non FTE)	2005-2008 30 h.an 2004 90	2005-2008 2 h.an 2004 34	2005 0 2004 0
Nb tech./ing. fr. Dapnia (FTE) IN2P3	2005-2008 29, 15, 6, 1 h.an 2004 ?	2005-2008 11, 9, 9, 1 h.an 2004 42	2005 0 2004 0
Début/fin des investissements	1994/2006	acc. 1990/2007 dét. 2002/à définir	à définir
coût total	500 MFSx2	3000 Meuros	500 MFS ?
contribution Dapnia (Meuros) IN2P3 (Meuros)	 16 ?	 acc.5, dét. 2,5 ?	 0 0
commentaires	Les coûts sont hors personnel		

Table 1: Moyens humains et financiers pour les trois projets, discutés dans ce document, dont le démarrage est prévu entre 2006 et 2015.

Moyens

La Table 1 résume les moyens financiers et humains prévus par le DAPNIA et l'IN2P3 pour chacun des projets en cours de construction ou de conception. Cette table appelle les commentaires suivants.

La communauté de physiciens français travaillant actuellement sur ces thématiques et membres de collaborations ATLAS et CMS comporte environ 120 personnes. Pour que la participation française à l'exploitation des données soit à la hauteur des investissement consentis sur les détecteurs, la communauté devrait compter au moins 200 chercheurs (permanents ou non permanents) à terme.

L'activité ILC reste encore sous-dimensionnée. Il serait souhaitable qu'elle puisse se développer, surtout si le contexte international évolue rapidement dans un sens favorable.

Introduction Générale

Au cours des trois dernières décennies s'est édifiée et confirmée la théorie des particules élémentaires connue sous le nom de Modèle Standard [1, 2]. Les constituants de la matière sont les quarks et les leptons, groupés en trois familles: l'électron e et son neutrino associé ν_e, les quarks up u et down d; le muon μ et son neutrino ν_μ, les quarks étrange s et charmé c (ce dernier découvert en 1974 au SLAC [3]); le lepton τ (également découvert en 1974 au SLAC [4]) et son neutrino ν_τ, les quarks beau b et top t (découverts en 1977 [5] et 1994 à Fermilab [6], respectivement). Si l'on met à part la gravitation, leurs interactions résultent de l'invariance par rapport au groupe de jauge $\mathrm{SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y}$. La symétrie de couleur $\mathrm{SU(3)_C}$ est conservée, le gluon (plus précisément, les huit gluons différant par leurs charges de couleur) de masse nulle étant le médiateur de l'interaction forte associée. Ce dernier a été mis en évidence en 1979 à DESY [7]. La symétrie électrofaible $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)_Y}$ est par contre spontanément brisée, laissant l'électromagnétisme [8] comme symétrie $\mathrm{U(1)_{EM}}$ résiduelle. Les bosons de jauge associés sont le photon de masse nulle, et les bosons vecteurs faibles W et Z, observés au CERN en 1983 [9] dix ans après la découverte inaugurale des courants faibles neutres [10] en ce même laboratoire.

Le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible reste à ce jour non établi avec certitude. Dans le cadre du Modèle Standard minimal, un doublet de champs scalaires est introduit, dont une composante neutre développe une valeur moyenne dans le vide non-nulle v [11]. Trois des composantes de ces champs scalaires sont alors absorbées sous forme de degrés de liberté longitudinaux des bosons W et Z, permettant à ces derniers d'acquérir une masse. Ce mécanisme, connu sous le nom de mécanisme de Higgs, préserve la renormalisabilité de la théorie sans masse initiale [12]. Le degré de liberté non utilisé pour donner leurs masses au W et au Z survit sous la forme d'une particule scalaire neutre, le boson de Higgs H. Des interactions de Yukawa entre le champ de Higgs et les fermions de matière chargés permettent également de leur conférer des masses, proportionnelles aux couplages de Yukawa et à la valeur moyenne dans le vide v. Les neutrinos, quant à eux, restent de masse nulle.

Le Modèle Standard minimal détermine l'ensemble des propriétés du boson de Higgs, à l'exception de sa masse m_H (ou, de manière équivalente, de son autocouplage quartique) qui reste un paramètre libre du modèle. Divers arguments [13], en particulier d'unitarité perturbative, permettent de limiter m_H à environ 1 TeV. Cette limite est même réduite à 180 GeV si l'on impose que le Modèle Standard reste valable jusqu'à des échelles proches de la masse de Planck M_{Pl}, échelle à laquelle l'interaction gravitationnelle ne peut plus être négligée. Si de plus il est requis que le minimum du potentiel de Higgs soit un minimum absolu (autrement dit que le vide électrofaible soit stable), une borne inférieure à la masse du boson de Higgs est obtenue, de l'ordre de 130 GeV si la théorie peut être étendue jusqu'à des échelles proches de M_{Pl}.

Le fait que le Modèle Standard soit une théorie renormalisable permet de calculer de manière précise les corrections radiatives à des quantités mesurables telles que la masse du W ou la largeur de la résonance du Z. Une contribution majeure du LEP a été tout d'abord de mettre en évidence la contribution de ces corrections radiatives, puis de confronter avec une grande précision les prédictions du modèle aux mesures expérimentales [14]. C'est ainsi que les contributions virtuelles du quark top, par exemple au rapport des masses du W et du Z, ont permis de prédire sa masse avant qu'il ne soit mis en évidence au Tevatron, et que sa masse mesurée de 178 GeV [15] ne soit trouvée en excellent accord avec cette prédiction. Quoique à un degré moindre que le top, le boson de Higgs participe aussi aux corrections radiatives électrofaibles, et sa masse peut donc également être contrainte dans le cadre du Modèle Standard. Une limite supérieure de 260 GeV est ainsi obtenue, à 95% de niveau de confiance. Les recherches directes, essentiellement au LEP via le processus de Higgs-strahlung $e^+e^- \to HZ$, ont par ailleurs permis d'établir une limite inférieure de 114 GeV, quelques événements suggestifs ayant été observés à une masse d'environ 115 GeV [16].

La découverte et l'analyse des propriétés du boson de Higgs constituent à ce jour le défi essentiel auquel est confronté le Modèle Standard. S'il devait apparaître au cours de la prochaine décennie que le boson de Higgs échappe à la recherche [17, 18, 19, 20], ou même, s'il était observé, que sa masse excède significativement les quelque 260 GeV, de nouveaux degrés de liberté non présents dans le cadre du Modèle Standard devraient se manifester à une échelle d'énergie accessible au LHC, et jouer le rôle d'un boson de Higgs léger ou se combiner avec les effets d'un Higgs lourd pour préserver l'accord de la théorie avec les mesures de précision.

A vrai dire, il y a d'ores et déjà un certain nombre d'arguments qui conduisent à penser que le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective, autrement dit la réalisation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Les constantes de couplage associées aux trois groupes de jauge évoluent avec l'énergie conformément aux équations du groupe de renormalisation, et convergent approximativement vers une valeur commune à une énergie d'environ 10^{15} GeV. Ceci, ainsi que la quantification des charges électriques des quarks et des leptons, suggère une "Grande Unification" des interactions forte et électrofaible [21] au voisinage de cette énergie. Le groupe de jauge le plus simple permettant une telle unification est SU(5). Le groupe SO(10) présente l'avantage de grouper l'ensemble des fermions d'une même famille à l'intérieur d'une seule représentation qui contient, de plus, un neutrino droit. Ce dernier permet de mettre en œuvre le mécanisme dit de "see-saw" qui pourrait être responsable des masses faibles, mais non nulles, des neutrinos légers.

En présence d'une grande échelle telle que celle de Grande Unification (ou, en tout état de cause, de la masse de Planck), la masse du boson de Higgs reçoit des corrections radiatives quadratiquement divergentes dans la valeur de cette échelle, et ne peut être stabilisée qu'au prix d'ajustements fins, ordre par ordre. Ce problème, connu sous le nom de problème de hiérarchie de jauge, trouve une solution naturelle si, à chaque boucle intervenant dans le propagateur du boson de Higgs et mettant en jeu des fermions est associée une boucle égale et de signe opposé et mettant en jeu des bosons, et vice versa. Cette compensation est automatiquement réalisée dans le cadre des théories de supersymétrie [22] puisque, dans de telles théories, à chaque fermion ou boson du Modèle Standard est associé un boson ou fermion portant les mêmes nombres quantiques (à l'exception du spin), et de même masse. Si de plus la supersymétrie est réalisée de manière locale, la gravitation est naturellement incorporée dans la théorie qui prend alors le nom de supergravité [23]. L'absence dans la nature de doublets fermion-boson de même masse indique cependant que la supersymétrie doit être brisée. Le mécanisme de brisure est largement arbitraire, mais doit obéir à certaines règles (dites de "brisure douce") pour ne pas réintroduire de divergences quadratiques. Par ailleurs, la solution du problème de la hiérarchie est préservée si les partenaires supersymétriques des particules du Modèle Standard ont des masses n'excédant pas quelques TeV. La présence à cette échelle de ces nouvelles particules modifie les équations du groupe de renormalisation, avec pour résultat que la convergence des constantes de couplage à haute énergie est grandement améliorée [24], qui plus est à une échelle légèrement supérieure, en meilleur accord avec les contraintes expérimentales sur la durée de vie du proton.

En toute généralité, cependant, les théories supersymétriques prévoient des interactions qui pourraient induire une désintégration rapide du proton. De telles interactions sont supprimées si un nouveau nombre quantique multiplicatif, la R-parité, est conservé [25]. Ce nombre quantique est défini comme $R = (-1)^{3B+L+2S}$, où B, L et S sont les nombres baryonique, leptonique et le spin, respectivement. Les particules du Modèle Standard ont une R-parité positive, alors que leurs partenaires supersymétriques ont une R-parité négative. Dans ces conditions, les particules supersymétriques doivent donc être produites en paires, et la particule supersymétrique la plus légère (la LSP, pour "Lightest Supersymmetric Particle") est stable.

Dans les modèles supersymétriques inspirés de la supergravité, la LSP apparait généralement neutre et n'a que des interactions faibles. Ceci est à l'origine de la signature classique par "énergie manquante" de la production de particules supersymétriques. C'est également la raison pour laquelle la LSP est considérée comme un candidat idéal pour constituer la matière sombre de l'univers, ainsi qu'il est discuté ailleurs dans ce rapport.

Les partenaires supersymétriques scalaires des leptons, ou sleptons, ainsi que les partenaires fermioniques des bosons de jauge électrofaibles et des bosons de Higgs, qui se mélangent pour former les charginos et neutralinos [26], ont fait l'objet de recherches au LEP, où des limites inférieures sur leurs masses ont été établies, typiquement de l'ordre de 100 GeV [27]. En principe de telles particules devraient être aisées à découvrir et à étudier auprès d'un futur collisionneur e^+e^- [19]. On s'attend à ce que les squarks et les gluinos, partenaires des quarks et des gluons, soient plus lourds que les sleptons, charginos et neutralinos. Squarks et gluinos sont plus aisément produits par interaction forte dans un collisonneur hadronique. Les limites obtenues lors du Run I du Tevatron sont de l'ordre de 200 GeV pour les gluinos, légèrement plus élevées pour les squarks [27]. S'ils échappent au Run II du Tevatron [28], un collisionneur tel que le LHC constituera l'instrument privilégié pour leur découverte [18]. Une étude fine de leurs désintégrations en cascade vers la particule supersymétrique la plus légère pourrait alors fournir des indications précieuses sur les masses des sleptons, charginos et neutralinos.

Les théories supersymétriques prédisent par ailleurs un secteur de Higgs enrichi, comportant au moins deux doublets de champs scalaires. Le modèle minimal [26, 29] (MSSM, pour "Modèle Standard Supersymétrique Minimal") comporte exactement deux tels doublets, et prédit que le boson de Higgs neutre le plus léger doit avoir une masse inférieure à 140 GeV environ [30]. Des masses inférieures à quelque 90 GeV ont d'ores et déjà été exclues au LEP pour la plupart des configurations de paramètres du MSSM [27]. Dans les versions non minimales, les contraintes théoriques qui s'appliquent au boson de Higgs le plus léger sont similaires à celles obtenues dans le cadre du Modèle Standard.

L'élucidation de la nature, éventuellement supersymétrique, du secteur de Higgs constitue l'un des objectifs majeurs des futurs collisionneurs.

Le fait qu'aucune indication expérimentale directe ne soit venue corroborer à ce jour l'hypothèse d'une réalisation à basse énergie de la supersymétrie, ainsi que le fait que le domaine de masse encore disponible pour la découverte d'un boson de Higgs du MSSM tende à se rétrécir, conduisent à considérer des alternatives non-perturbatives pour le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. A la différence de la supersymétrie, cependant, la compatibilité de ces alternatives avec les mesures de précision est difficile à préserver de façon naturelle, et ces théories revêtent ainsi souvent un caractère assez artificiel [31]. La phénoménologie de ces alternatives (technicouleur, modèles de "petit Higgs", voire "sans Higgs"), qui comporte en général des résonances larges au delà du TeV, est totalement différente de celle de la supersymétrie et, à défaut d'être prédictive, offre un vaste champ à la recherche de particules ou phénomènes nouveaux auprès des accélérateurs présents et futurs.

Au cours de ces dernières années est apparue une approche radicalement nouvelle du problème de la hiérarchie, dans laquelle la masse de Planck elle-même est ramenée au voisinage de l'échelle électrofaible. Dans cette approche la gravitation se propage dans des dimensions compactes supplémentaires, de sorte qu'ainsi diluée elle apparait faible dans nos trois dimensions d'espace habituelles. Les manifestations expérimentales de ces dimensions supplémentaires seraient l'émission de gravitons de Kaluza-Klein, se manifestant dans nos trois dimensions sous la forme d'énergie manquante, ou l'échange de tels gravitons virtuels modifiant les sections efficaces standard. Dans d'autres variétés de modèles à dimensions supplémentaires, les niveaux de Kaluza-Klein sont séparés de telle sorte que le graviton se manifeste sous forme de résonance étroite aux environs du TeV. Il est enfin possible, par exemple, de permettre aux bosons de jauge de se propager dans la ou les dimensions supplémentaires, ce qui modifierait à nouveau le comportement des sections efficaces standard et conduirait à des récurrences de Kaluza-Klein de ces bosons de jauge.

Les modèles de grande unification [21], de leur côté, prédisent en général une abondance de nouvelles particules: nouveaux fermions, leptoquarks, bosons de jauge supplémentaires. L'échelle naturelle pour la masse de ces nouveaux fermions ou des leptoquarks est a priori plutôt celle de la grande unification. Il n'est cependant pas exclu que certains de ces objets, tout particulièrement de nouveaux bosons de jauge, puissent se manifester aux énergies accessibles aux accélérateurs.

Si le nombre de modèles "au delà du Modèle Standard" semble donc illimité, ils ont ceci de commun que "quelque chose" doit se passer à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV. L'élucidation de ce "quelque chose" est l'enjeu de la prochaine décennie.

Après un bref rappel du contexte expérimental de cette prochaine décennie et une présentation des contraintes sur la masse du boson de Higgs du Modèle Standard, sa recherche et son étude sont presentées. Les perspectives d'exclusion ou de découverte dans le cadre de la Supersymétrie, théorie la plus étudiée comme extension du Modèle Standard, sont décrites, montrant la complémentarité entre les diverses machines en construction. Un panorama des autres extensions possibles (nouveaux bosons de jauge, nouveaux fermions, dimensions supplémentaires...), qui feront aussi l'objet de recherches auprès des futurs collisionneurs, est également présenté.

I Cadre de départ

1 Moyens expérimentaux

En 2000 le LEP ("Large Electron-Positron Collider") a cessé de fonctionner après avoir délivré ~ 160 pb^{-1} aux quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL de 1990 à 1995 à des énergies dans le centre de masse proche du pôle du Z (~ 91 GeV), puis ~ 700 pb^{-1} à des énergies allant de 130 à 209 GeV entre 1996 et 2000. Le "Run I" du TeVatron avait fourni 175 pb^{-1} aux deux expériences CDF et D0 à une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV entre 1992 et 1996. C'est normalement au cours de l'année 2009 que se terminera le "Run II" qui pourrait avoir accumulé jusqu'à 8.5 fb^{-1} de données en collisions proton-antiproton à une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV.

Dans quelques années, en 2007, le "Large Hadron Collider" (LHC) commencera à accumuler des données en proton-proton à une énergie dans le centre de masse des protons de 14 TeV. On peut attendre une montée progressive en luminosité qui permette de mettre à disposition de chacune des deux expériences généralistes ATLAS et CMS quelques 30 fb^{-1} en 2010 et 300 fb^{-1} en 2013. Le panorama expérimental auprès des deux collisionneurs hadroniques TeVatron et LHC est illustré sur la figure 1.

Cette même période pourrait voir le développement et la construction d'un collisionneur électron-positron, l' "International Linear Collider" (ILC) [32]. Les avantages et inconvénients d'une telle machine par rapport à un collisionneur à protons sont bien connus. Nous en évoquerons deux : la définition de l'état initial et les sections efficaces. Les protons étant composites le référentiel du laboratoire ne coincide pas avec le centre de masse de la réaction. L'énergie disponible lors de l'interaction de deux partons n'est pas connue, mais elle correspond à une distribution large autour du tiers de l'énergie du faisceau. En conséquence, la machine fonctionne surtout à l'énergie maximale des protons et les différents domaines d'énergie dans le centre de masse sont balayés simultanément. Dans une machine à électrons l'énergie des collisions est bien connue et le laboratoire est essentiellement le centre de masse. Dans ces conditions on peut choisir l'énergie de la machine pour explorer des seuils ou des résonances mais, en contrepartie, fonctionner par exemple au seuil du quark top pour en mesurer sa masse peut ne pas optimiser simultanément l'étude du boson de Higgs. Pour ce qui concerne les sections efficaces de production en e^+e^- d'un état final physiquement intéressant, à basse énergie elles décroissent au-dessus du seuil comme l'inverse du carré de l'énergie et à haute énergie croissent typiquement en $1/m_W^2 \log(s/m_W^2)$, les bruits de fond suivent les mêmes variations entraînant un rapport signal sur bruit très favorable lorsque l'énergie de la machine est bien choisie (Figure 2).

Un collisionneur à électrons pourrait commencer à accumuler des données vers 2015 à des énergies allant de la masse du Z jusqu'au TeV. Les luminosités attendues, quelques 500 fb^{-1} dans les premières années montant à 1 ab^{-1}, servent d'hypothèses aux pronostics de physique développés plus loin. A la masse du Z il pourrait ainsi fournir une centaine de fois le nombre d'événements enregistrés par le LEP (GigaZ). Ce collisionneur devrait

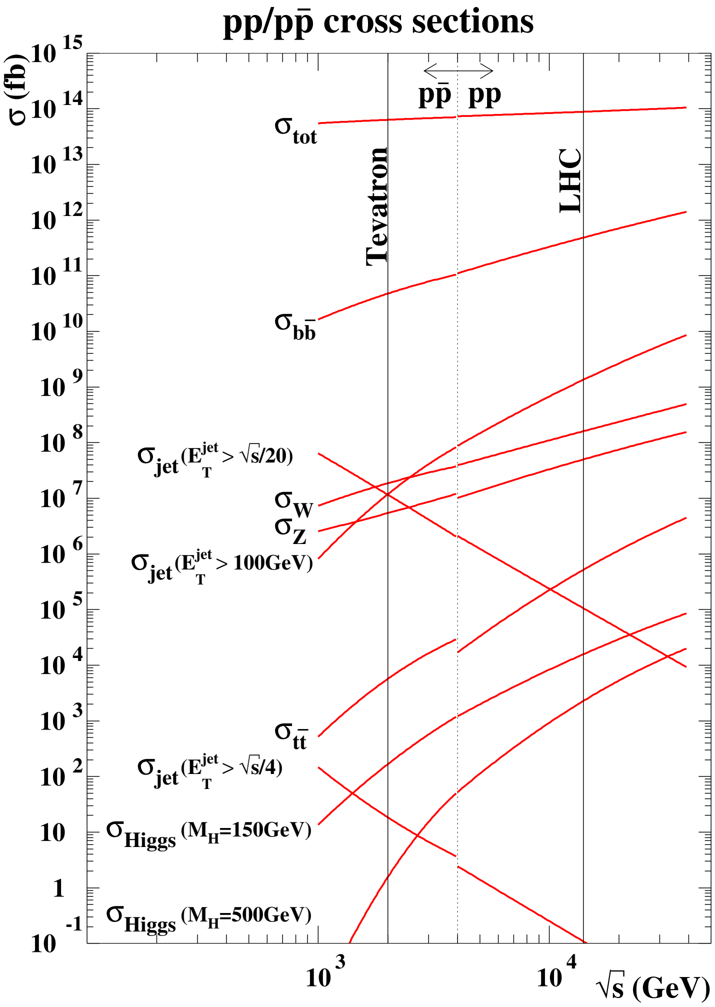


Figure 1: Sections efficaces de quelques processus représentatifs auprès des collisionneurs hadroniques TeVatron et LHC [95].

disposer d'électrons polarisés à plus de 80 % et pourrait avoir en option une polarisation de positrons voisine de 60 %. Des options complémentaires sont envisagées, collisions électron-électron, collisions photon-photon. Ces dernières, très intéressantes, nécessitent un laser de haute puissance dont le faisceau croise les électrons à proximité du point de collision entraînant un concept de détecteur très spécifique. Ces options ne sont pas prises en compte dans les perspectives étudiées dans ce chapitre, ainsi la production de Higgs légers ou lourds en $\gamma\gamma$ n'est pas discutée.

Pour la même période, des améliorations du LHC sont à l'étude, désignées sous le nom de "super LHC" (SLHC) [33]. Un doublement de l'énergie dans le centre de masse jusqu'à 28 TeV, faisable dans l'hypothèse du remplacement intégral des dipôles de la machine, semble aujourd'hui peu probable, mais une augmentation jusqu'à 15 TeV, correspondant à l'opération de l'accélérateur actuel à son champ maximal (9T), ne serait pas exclue. Mais c'est surtout un gain d'un ordre de grandeur sur la luminosité instantanée (de 10^{34} à 10^{35} cm^{-2} s^{-1}) qui est envisagé, de façon progressive, à partir de 2013, obtenu par un

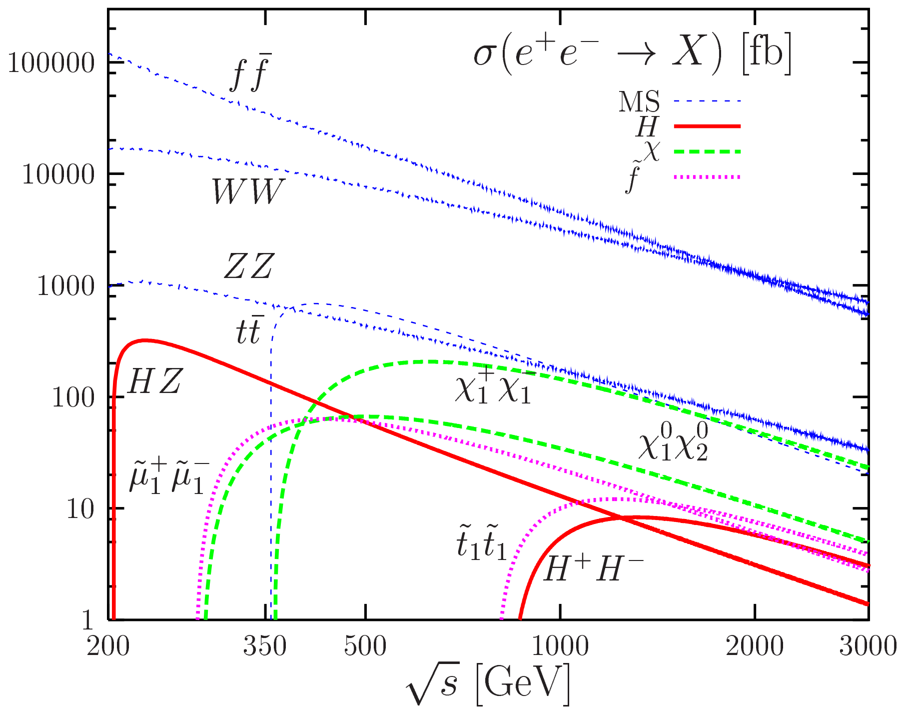


Figure 2: Sections efficaces pour certains processus de production de particules du MS et du MSSM en fonction de l'énergie dans le centre de masse en GeV à l'ILC. Les processus standard $e^+e^-\to f\bar{f}$, WW, ZZ ont été calculés avec PYTHIA (corrections électromagnétiques incorporées sauf pour le processus $e^+e^-\to t\bar{t}$, pour lequel seules les corrections de QCD ont été incluses). Le spectre des particules supersymétriques a été obtenu pour le point de référence de Snowmass SPS1a (voir chapitre III.4). La section efficace du processus HZ est celle du Modèle Standard, mais elle est aussi valable pour le Higgs le plus léger dans le MSSM au point SPS1a. Toutes les sections efficaces, exceptées celles pour WW et ZZ, varient pratiquement comme $1/s$ et sont donc plus importantes à plus basse énergie, une fois que le seuil de production a été franchi. Par exemple, pour la production d'un Higgs standard de 120 GeV par HZ, mieux vaut une énergie de collisions de 350 ou 500 GeV plutôt que 1 TeV. Notons qu'à haute énergie on peut aussi utiliser le processus $e^+e^-\to \mathrm{H}\nu\bar{\nu}$, qui lui, a une section efficace qui augmente comme $\log(s/M_H^2)$; toutefois, il ne permet pas des mesures aussi précises et des études aussi complètes que HZ où le recul du boson Z peut être utilisé.

ensemble d'améliorations (par exemple, le raccourcissement de la longueur des paquets de protons ou un doublement du nombre de ces paquets) et qui se ferait par paliers (2, 5, puis 10 fois la valeur actuelle). En raison d'un accroissement d'un facteur 5 du taux d'empilement d'événements dans une même collision (de 20 à 100), mais aussi de l'augmentation d'un facteur 10 des doses d'irradiation, il serait nécessaire de remplacer une partie des systèmes à pistes de silicium des trajectomètres, par des systèmes à pixels, d'augmenter la granularité des calorimètres en zone avant/arrière, et d'augmenter les seuils de déclenchement. Le gain en luminosité, couramment prévu à raison de 1000 fb^{-1} par année et par expérience pour un total de$\sim$ 6000 fb^{-1} , se traduit par une extension de l'ordre de 25-30 % du domaine de masse de nouvelles particules accessibles (voir les sections suivantes).

Dans le domaine des machines à protons on peut envisager, à l'horizon de l'an 2020/30, un VLHC [34] triplant ou éventuellement décuplant l'énergie du LHC. Dans celui des machines à électrons, le principe du double accélérateur, mis en application dans le projet

Accélérateur	2004	2007	2008	2009
TeVatron [35, 36] LHC	670 pb^{-1} -	2.2-4.4 fb^{-1} -	3.3-6.4fb^{-1} 10 fb^{-1}	4.4-8.5 fb^{-1} 20 fb^{-1}

Accélérateur	2010	2011	2013
TeVatron [35, 36] LHC	- 30 fb^{-1}	- $\geq$ 100 fb^{-1}	- $\geq$ 300 fb^{-1}

Accélérateur	à partir de 2014	à partir de 2015	à partir de 2018
SLHC ILC	1000 fb^{-1}/an -	 200 fb^{-1}/an	 500 fb^{-1}/an

Table 2: Luminosités intégrées par expérience prévues auprès des différentes machines.

CLIC (Compact Linear Collider), pourrait offrir, si les R&D le confirment, une énergie de quelques TeV à des luminosités de 10^{35} cm^{-2} s^{-1}. Signalons aussi les études, bien plus futuristes, de collisionneurs à muons ayant des énergies dans le centre de masse allant de 100 GeV jusqu'à plusieurs TeV. Ceux-ci, grâce à la masse du muon, pourraient être circulaires et allieraient les avantages des protons à ceux des électrons. En revanche la durée de vie des muons et leur mode de production posent des problèmes aujourd'hui insurmontés. Nous ne devons pas oublier la contribution de futures expériences de basse énergie auprès d'une éventuelle superusine à B ou de machines existantes. Des mesures spécifiques très précises, telles g-2, moment dipolaire du neutron, désintégrations rares comme $\mu \to e\gamma$ ou $\tau \to \mu\gamma$ peuvent apporter un signal clair de physique au-delà du modèle standard.

Dans les sections suivantes, et considérant une prospective à 10–15 ans, seules les options du SLHC et de l'ILC jusqu'à 1 TeV seront prises en considération. Afin de pouvoir situer dans le temps les résultats des différentes études évoquées par la suite, la Table 2 donne des estimations, à différentes dates, des luminosités intégrées par expérience auprès des différents accélérateurs, l'incertitude augmentant bien évidemment avec l'éloignement des dates.

2 Mesures électrofaibles : état actuel et perspectives

Les mesures effectuées sur le pôle du Z au LEP et au SLC entre 1989 et 1995 sont aujourd'hui presque toutes finalisées. Les observables décrivant la résonance du Z et ses couplages aux fermions sont déterminées avec précision et permettent, en conjonction avec la masse du W et la masse du quark top, de tester la cohérence du Modèle Standard. On rappelle comment ces mesures permettent, au sein du Modèle Standard, de déterminer le paramètre manquant de la masse du boson de Higgs; et comment elle posent, de manière générale, des contraintes sur les modèles alternatifs.

Observable	Mesure	Ecart (σ)
$\Delta\alpha^{(5)}_{had}(m_Z)$	0.02761 ± 0.00036	0.19
m_Z (GeV)	91.1875 ± 0.0021	0.09
Γ_Z (GeV)	2.4952 ± 0.0023	0.56
σ^0_{had} (nb)	41.540 ± 0.037	-1.59
R_l	20.767 ± 0.025	-1.12
R_b	0.21638 ± 0.00066	-1.09
R_c	0.1720 ± 0.0030	0.10
$A^{0,l}_{FB}$	0.01714 ± 0.00095	-0.76
$A_l(P_\tau)$	0.1465 ± 0.0032	0.47
$A^{0,b}_{FB}$	0.0997 ± 0.0016	2.50
$A^{0,c}_{FB}$	0.0706 ± 0.0035	1.03
A_b	0.925 ± 0.020	0.5
A_c	0.670 ± 0.026	-0.08
$A_l(SLD)$	0.1513 ± 0.0021	-1.57
$\sin^2\theta^l_{eff}(Q_{FB})$	0.2324 ± 0.0012	-0.83
m_W (GeV)	80.425 ± 0.034	-0.79
Γ_W (GeV)	2.133 ± 0.069	-0.56
m_t	178.0 ± 4.3	0.02

Table 3: Observables intervenant dans l'ajustement électrofaible, leurs valeurs mesurées, et l'écart (normalisé à l'incertitude) entre la valeur mesurée et le résultat de l'ajustement [14]. De haut en bas : la contribution hadronique à l'évolution de la constante de couplage électromagnétique, évaluée à la masse du Z; la masse du Z et sa largeur; la section efficace hadronique au pic; les largeurs leptonique, en quarks b et en quarks c, normalisées à la largeur en hadrons; les paramètres d'asymétrie leptoniques et hadroniques; l'angle faible; la masse et la largeur du W; la masse du quark top.

2.1 Contraintes sur le boson de Higgs du Modèle Standard

Dans le cadre de ce modèle, un nombre restreint de paramètres fournit l'ensemble des prédictions pour les observables; réciproquement, la mesure de ces grandeurs permet de remonter aux paramètres sous-jacents de manière redondante. Grâce à l'effet des corrections virtuelles aux prédictions, on peut mesurer la contribution de particules nouvelles: par exemple, la correction au propagateur du Z est proportionnelle au carré de la masse du quark top, et a permis d'extraire la masse de ce dernier avant sa découverte. Une fois le quark top découvert et sa contribution au propagateur du Z mieux contrainte, il devient possible de mesurer la contribution du boson de Higgs, seulement logarithmique dans la masse de ce dernier. La méthode est brièvement décrite dans ce qui suit.

Les observables utilisées, répertoriées dans la Table 3, décrivent la résonance du Z, le W, le quark top, et l'évolution de la constante de couplage électromagnétique. Les mesures sont combinées au sein d'une procédure d'ajustement, dont le résultat fournit les valeurs les plus probables de ces paramètres dans l'hypothèse où le Modèle Standard est correct, ainsi qu'une prédiction sur la masse du boson de Higgs.

La Table 3 compare l'ensemble des valeurs mesurées à celles prédites dans le cadre du

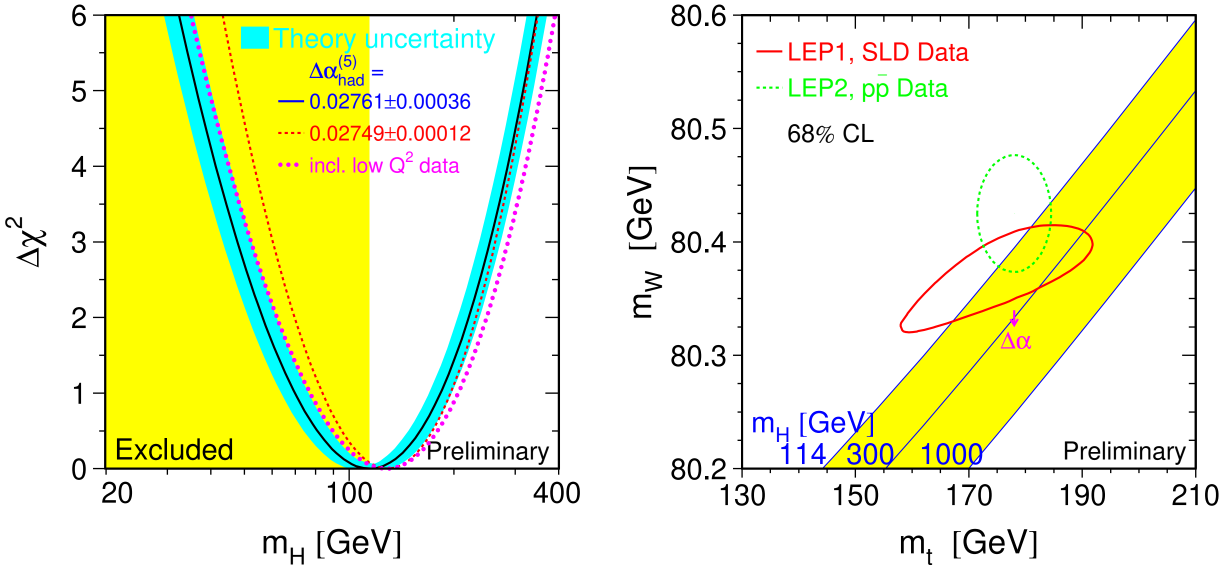


Figure 3: A gauche : χ^2 de l'ajustement entre les mesures électrofaibles et les prédictions du Modèle Standard, en fonction de m_H. La zone exclue par les recherches directes est indiquée en jaune. A droite : mesures de m_W et m_t. Les contours en pointillés représentent les mesures directes du LEP et du TeVatron; le contour en trait plein résulte de l'ajustement des données du LEP et de SLC. La bande représente les prédictions du Modèle Standard, pour des valeurs de m_H allant de 114 à 1000 GeV.

Modèle Standard et répertorie l'écart avec les prédictions. L'ajustement des résultats ne montre pas de signe de nouvelle physique, puisque l'écart le plus important est de 2.5 σ. L'adéquation des mesures aux prédictions est reflétée par la valeur du χ^2 de 15.8 pour 13 degrés de liberté, ce qui correspond à une compatibilité de 26.1%. La masse du Higgs prédite dans le cadre du Modèle Standard est de $\mathrm{m_H} = 114^{+69}_{-45}$ GeV c'est à dire telle que $\mathrm{m_H} < 260$ GeV à 95% de niveau de confiance [14]. Ces résultats sont compatibles avec le résultat des recherches directes au LEP, qui excluent une masse $m_H < 114$ GeV [16]. La Figure 3 montre la variation de la qualité de l'ajustement en fonction de m_H.

Le résultat de l'ajustement peut être exprimé dans le plan (m_t, m_W), également représenté sur la Figure 3. Sur cette figure, les mesures directes de m_W et m_t sont comparées aux prédictions obtenues uniquement à partir des observables du pôle du Z. On observe un bon recouvrement des résultats. Les régions permises sont comparées aux prédictions du Modèle Standard pour différentes valeurs de m_H, et reflètent la préférence des mesures pour un boson de Higgs relativement léger.

Les mesures au Run II du Tevatron amélioreront encore la précision des résultats, mais seront limitées par les performances du collisionneur, avec une luminosité intégrée prévue de 4.4 à 8.5 fb^{-1} au terme de la prise de données. Comme on le verra, l'échantillon sera probablement trop faible pour contribuer à la découverte du boson de Higgs du Modèle Standard, et la principale contribution du Tevatron à la contrainte de son secteur de Higgs proviendra de la réduction des incertitudes sur les masses du W et du top. Au terme du Run II, les incertitudes sur m_W et m_t seront ramenées à 27 MeV et 2.7 GeV respectivement, pour une luminosité intégrée de 2 fb^{-1}. Ces chiffres tombent à 20 MeV et 2 GeV avec 8 fb^{-1} [37].

En dehors de leurs perspectives de découvertes de nouvelles particules, les mesures aux futurs collisionneurs amélioreront significativement la connaissance du secteur électrofaible. La mesure de m_t au LHC devrait avoir une précision de l'ordre de 1 GeV, et m_W devrait être déterminée à 15 MeV près, après une luminosité de 10 fb^{-1} [38], correspondant à un an de prise de données à basse luminosité.

Le Collisionneur Linéaire devrait livrer des résultats avec une précision que peuvent difficilement égaler les machines hadroniques. Un des avantages d'un colllisionneur linéaire est notamment de pouvoir sélectionner l'énergie de collisions optimale en fonction de la mesure à effectuer (cf. Figure 2). Par exemple, la mesure la plus précise de la masse du W sera obtenue en se plaçant au seuil du processus WW (de même pour la masse du top); un retour au pic du Z permettra un gain en précision significatif pour les mesures des caractéristiques de cette particule.

En effet, le programme appelé "GigaZ" [39], inclus dans les projets de collisionneurs linéaires e^+e^- de haute luminosité, prévoit la production de 10^9 bosons Z qui pourraient être accumulés en une année de prise de données à la résonance du Z. La même luminosité devrait également permettre de collecter plus de 10^6 paires de bosons W au voisinage du seuil WW. Ces échantillons, 100 fois plus élevés que ceux des expériences LEP, amélioreraient significativement la portée des mesures de précision nécessaires à l'identification et aux tests de cohérence interne des modèles testés.

Le programme du GigaZ repose sur la possibilité d'utiliser des faisceaux fortement polarisés, qui permettent d'accéder à l'asymétrie droite-gauche des désintégrations du boson Z avec une grande précision statistique, en utilisant à la fois les désintégrations leptoniques et hadroniques du Z. La conduite de plusieurs campagnes de mesures utilisant alternativement la polarisation des faisceaux d'électrons et de positrons doit permettre le contrôle des incertitudes systématiques au niveau de 10^{-4}, ce qui revient à une détermination 10 fois plus précise de l'angle de mélange électrofaible que les mesures actuelles. Parallèlement, les mesures des largeurs de désintégration à 0.05% conduisent à une détermination à $\Delta\alpha_s/\alpha_s = 0.0005$–$0.0007$ de la constante de couplage forte [40].

Les mesures des sections efficaces $\sigma(\mathrm{e^-e^+} \to \mathrm{W^+W^-})$ autour du seuil de production de paires de W permettent de déterminer précisément la masse du W : une luminosité de 100 fb^{-1} conduit à une détermination de $\mathrm{m_W}$ à 6 MeV près [19], ce qui représente une amélioration d'un facteur 6 relativement à la valeur actuelle et d'un facteur 3 relativement aux mesures prévues au LHC.

La détermination avec une précision sans précédent des deux paramètres $\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{lep}}$ et $\mathrm{m_W}$ doit permettre d'isoler dans les corrections purement électrofaibles la contribution provenant du boson de Higgs [41]. Indirectement, dans le cadre du Modèle Standard, on peut ainsi "mesurer" la masse du Higgs à 7% près, ainsi que l'illustre la Figure 4. Joints à une mesure de la masse du quark top à 100 MeV près [19], voire à une mesure directe de la masse du Higgs, ces résultats devraient permettre d'identifier le modèle théorique sous-jacent, voir Figure 4, et constituent le test indispensable de cohérence interne.

La section suivante discute de l'impact de ces mesures dans un cadre plus général.

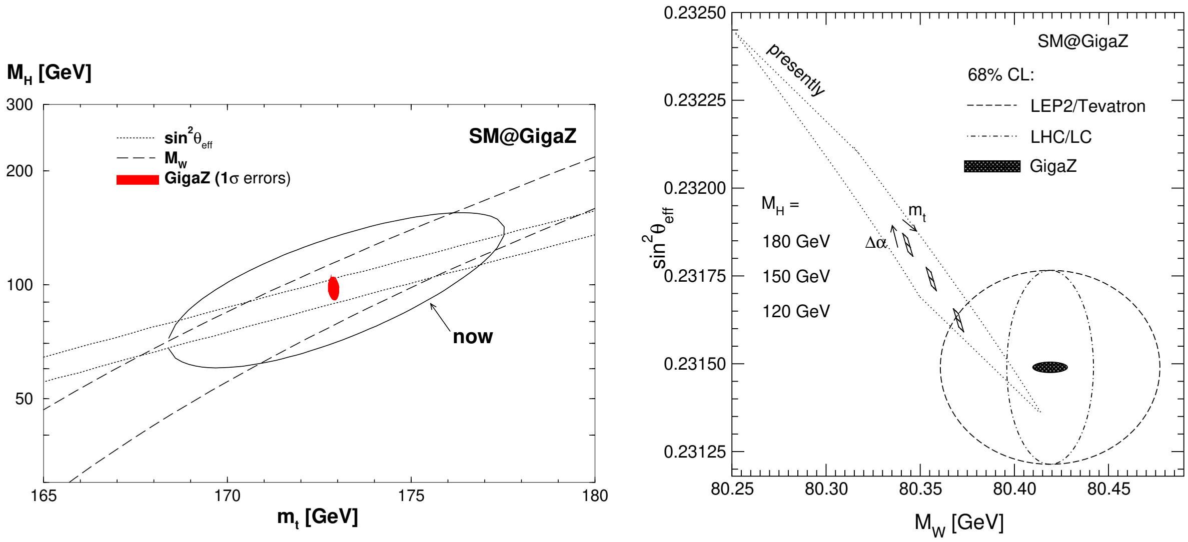


Figure 4: A gauche : région autorisée dans le plan (M_H–m_t) après les mesures de précision au GigaZ comparée à la situation en 2000. A droite : prédictions théoriques de $\sin^2\theta_{\rm eff}^{\rm lep}$ et de m_W pour trois valeurs de m_H, comparées aux résultats expérimentaux de LEP2/TeVatron et aux projections auprès de LHC/LC et LC avec GigaZ [41].

2.2 Contraintes au-delà du Modèle Standard

Comme nous l'avons vu précedemment, l'ensemble des données électrofaibles est compatible avec le Modèle Standard, à condition que le boson de Higgs soit de masse inférieure à quelque 260 GeV. Cependant, il est intéressant de considérer des modèles incluant un boson de Higgs plus lourd, voire un secteur scalaire différent ou absent, et de déterminer les conditions qui permettent de préserver l'accord avec les données électrofaibles.

De tels modèles existent, et ont été classifiés [31]. Ils partagent tous le groupe de jauge SU(2) $\times$ U(1), et comprennent de nouvelles particules dont les contributions aux corrections virtuelles doivent compenser celles impliquées par l'excès de masse ou l'absence du boson de Higgs.

La compatibilité de ces modèles avec les données électrofaibles est évaluée dans le cadre de formalismes plus généraux, basés par exemple sur les paramètres S et T [42]. Ces paramètres contiennent par définition tous les effets nouveaux contribuant aux propagateurs du W et du Z. Ils sont calculés à partir des trois observables électrofaibles les mieux déterminées, m_W, $\sin^2\theta_{\rm eff}$ et Γ_l. Par convention, on pose que le point de reférence S=T=0 correspond à la prédiction du Modèle Standard pour les valeurs préférées de m_H et m_t, soit m_H =114 GeV et m_t =178 GeV actuellement.

La Figure 5 représente les valeurs obtenues pour S et T et indique leurs variations, d'après le Modèle Standard, avec m_H et m_t. Quand m_H augmente, un décalage positif en S et négatif en T est obtenu. Les nouvelles particules introduites doivent donc avoir pour effet de compenser ses décalages si l'on veut préserver l'accord avec les données électrofaibles. Un tour d'horizon de ces modèles sera présenté en Section IV; la plupart prévoient l'existence de nouveaux bosons ou fermions dans une gamme de masse accessible au LHC ou au ILC.

La Figure 5 montre également l'impact dans le plan (S,T) de l'amélioration de la mesure des trois observables m_W, $\sin^2\theta_{\rm eff}$ et Γ_l aux futurs collisionneurs. Ces mesures indirectes permettraient, le cas échéant, d'établir une incompatibilité avec les prédictions du Modèle Standard, impliquant une nouvelle physique sous-jacente, et contraignant celle-ci par la valeur des décalages en S et en T.

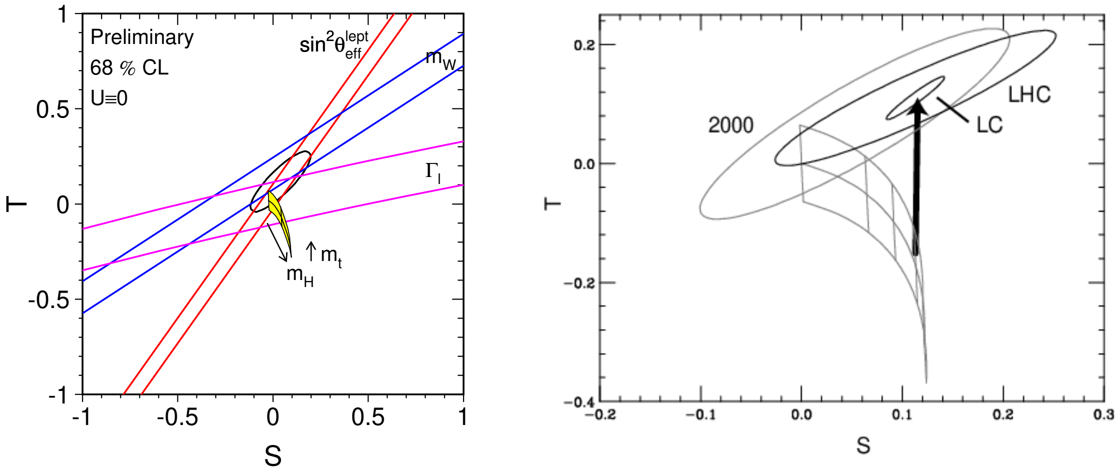


Figure 5: A gauche : ellipse autorisée dans le plan (S,T) par les mesures électrofaibles actuelles. La valeur S=T=0 correspond à m_H =114 GeV et m_t =178 GeV. Le comportement de S et T en fonction de m_H et m_t est indiqué. A droite : à une plus petit échelle, ellipses autorisées par les données, et projections au LHC (avec une incertitude de 15 MeV sur m_W [43]) et au ILC (avec m_W, $\sin^2\theta_{\rm eff}$, et Γ_l connus à 6 MeV, 2×10^{-5} et 0.04 MeV près, respectivement [44]).

3 Processus rares

L'ensemble des chapitres suivants traitera de la recherche directe de nouvelle physique, principalement auprès de collisionneurs de hadrons ou de leptons de haute énergie. Mais des indices de nouvelle physique peuvent apparaître à plus basse énergie et être mis en évidence par la recherche de processus rares ou des mesures très précises : des effets quantiques, dues à l'échange de particules virtuelles plus lourdes à l'intérieur de boucles, peuvent modifier des sections efficaces de production ou des largeurs de désintégrations.

Certaines désintégrations rares, voire interdites dans le Modèle Standard, peuvent présenter un rapport d'embranchement bien supérieur aux contributions attendues dans ce modèle. Certains modèles supersymétriques conduisent par exemple à des changements de saveur ou à la violation du nombre leptonique, suggérés par les récentes évidences d'oscillation de neutrinos. Un accroissement en luminosité des usines à B, ainsi que les nouveaux faisceaux intense de mésons K devraient permettre des mesures suffisamment précises pour tester le Modèle Standard ou mettre en évidence une nouvelle physique dans les modes $K \to \pi^0\nu\nu, \mu e$ ou $b \to s\gamma$, $B \to \Phi K_S$, par exemple [45].

De même, la nouvelle génération d'expériences sur la désintégration radiative du muon en électron à PSI doit permettre d'atteindre une limite sur le rapport d'embranchement de l'ordre de 10^{-13} en 2007 [46], et donc être sensible à certaines extensions du Modèle Standard [47]. La recherche de $\tau \to \mu\gamma$ pour lequel un simple argument d'espace de phase permet de prédire des rapports d'embranchement plus grands d'au moins deux ordres de grandeur commencera à sonder les mêmes régions de façon assez compétitive par rapport au LHC, à l'ILC ou aux usines à B.

Par des processus de boucles similaires à ceux mis en jeu dans les désintégrations rares, des mesures de grande précision peuvent être sensibles à une nouvelle physique bien au delà du TeV, par exemple la mesure du moment magnétique anormale du muon $(g-2)_\mu$ [48] ou celle du moment dipolaire du neutron [49]. Il est à noter cependant que dans l'hypothèse où un signal en désaccord avec le Modèle Standard serait observé, cela ne permettrait pas nécessairement d'identifier la théorie sous-jacente ou l'origine de la nouvelle physique, et une recherche directe resterait toujours indispensable.

4 Articulation du document

Les chapitres suivants résument les perspectives de confirmation du Modèle Standard, ou de découverte de physique nouvelle. Le boson de Higgs Standard (de masse inférieure à 260 GeV) et les modèles supersymétriques réalisent un secteur scalaire léger, impliquant naturellement S$\sim$T$\sim$0, et sont abordés en premier. Les théories incluant un secteur scalaire lourd, de nouveaux bosons de jauge, des fermions supplémentaires, ou un espace-temps étendu doivent en général être ajustées pour satisfaire à cette condition, et sont traitées par la suite.

II Le boson de Higgs minimal

L'objet de ce chapitre est de préciser les perspectives des recherches du boson de Higgs du Modèle Standard auprès du Tevatron, du LHC et de l'ILC. Il souligne la nécessité de mesurer toutes les caractéristiques de ce scalaire permettant d'aboutir à une confirmation du schéma théorique du mécanisme de brisure électrofaible du Modèle Standard. Dans un premier temps, les modes de production et de désintégration sont rappelés. Les aspects expérimentaux liés à l'observation du boson de Higgs sont détaillés. Enfin, les mesures de ses caractéristiques (masse, largeur, rapports d'embranchement, autocouplage) sont décrites et les précisions attendues sur les paramètres sont données.

1 Modes de production et de désintégration

Dans le Modèle Standard, l'intensité de l'interaction du boson de Higgs avec les autres particules, qui détermine les modes de désintégration et de production, est proportionnelle aux masses de ces dernières. Cela favorise donc les couplages aux quarks lourds, top et bottom, et aux bosons de jauge, W et Z. Le couplage aux particules de masse nulle que sont les photons et les gluons est possible par des corrections radiatives (essentiellement des boucles de top et éventuellement de W); ces couplages, qui sont intéressants du point de vue théorique puisqu'ils sont sensibles à la présence de nouvelles particules, peuvent devenir expérimentalement prépondérants en fonction de l'environnement de recherche.

Le boson de Higgs, s'il est plus léger que $m_H \approx 130$ GeV, se désintègre en une variété de canaux [50]. Les modes dominants sont les désintégrations en $b\bar{b}$, avec un taux de $\approx$ 80–90%, suivi de $\tau^+\tau^-, c\bar{c}$ et gg avec des taux de $\approx 5\%$ chacun; les désintégrations en deux photons et en $Z\gamma$ sont très rares, avec des taux de $\mathcal{O}(10^{-3})$. Pour des masses plus grandes, $m_H \gtrsim 140$ GeV, le boson de Higgs se désintègre presque exclusivement en paires WW et ZZ, avec la possibilité que l'un des bosons soit virtuel. Au delà du seuil ZZ, les rapports d'embranchements sont de 2/3 et 1/3 pour $H \to WW$ et ZZ, respectivement, et l'ouverture du canal $H \to t\bar{t}$ pour des masses plus grandes, n'altère pas ce schéma de manière significative. La largeur totale du Higgs est très petite, $\Gamma_H \lesssim 10$ MeV, pour $m_H \lesssim 130$ GeV, mais devient vite très grande pour atteindre 1 GeV pour $m_H \approx 2M_Z$, puis continue d'augmenter comme m_H^3. Pour des masses de l'ordre de $m_H \gtrsim 500$ GeV, défavorisées par les mesures de précision, la largeur devient du même ordre que la masse, $\Gamma_H \approx m_H$, et la particule ne peut plus être considérée comme une résonance étroite. Les divers taux de désintégration du boson de Higgs, ainsi que sa largeur totale, sont montrés sur la Figure 6.

Auprès des collisionneurs hadroniques comme le TeVatron ou le LHC, le mode principal de production du boson de Higgs est la fusion de gluons, $gg \to H$ [52]. Les autres modes possibles [53] sont la production associée avec un boson de jauge, $q\bar{q} \to HW$ et HZ, la fusion de bosons vecteurs, $qq \to Hqq$, et la production associée avec une paire de quark tops, $q\bar{q}/gg \to t\bar{t}H$ (la double production de bosons de Higgs [54] a des sections efficaces beaucoup plus petites). Les sections efficaces de production au TeVatron et au LHC sont

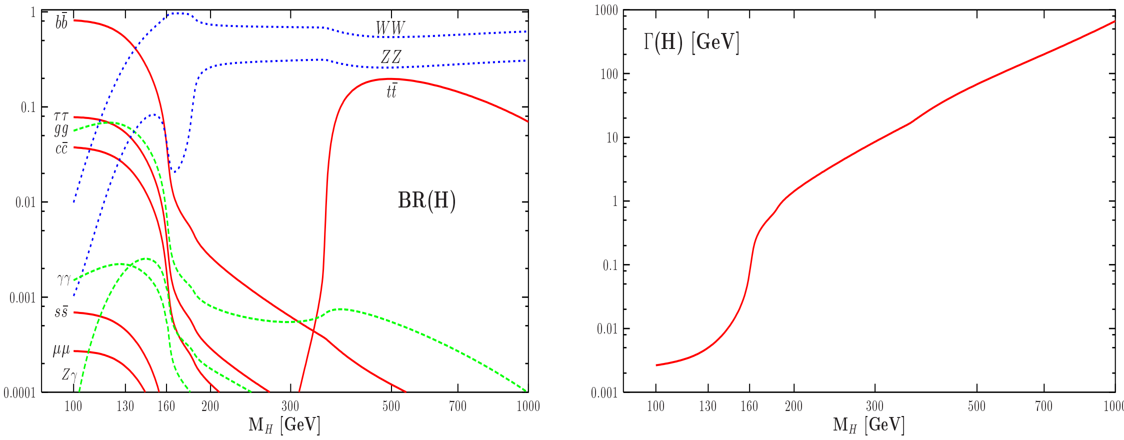


Figure 6: Rapports d'embranchement pour les principaux modes de désintégration et largeur totale en GeV du boson de Higgs standard en fonction de sa masse; la figure a été obtenue avec le programme HDECAY [51].

données sur la Figure 7. Les corrections radiatives de QCD, qui sont maintenant connues pour tous ces processus au moins au premier ordre, sont très importantes et augmentent les taux de production d'un facteur ≈ 2 pour $gg \to H$ et de $\approx 30\%$ pour $q\bar{q} \to HW, HZ$, qui sont les canaux les plus importants au LHC et au TeVatron, respectivement; elles ont été incluses dans les figures.

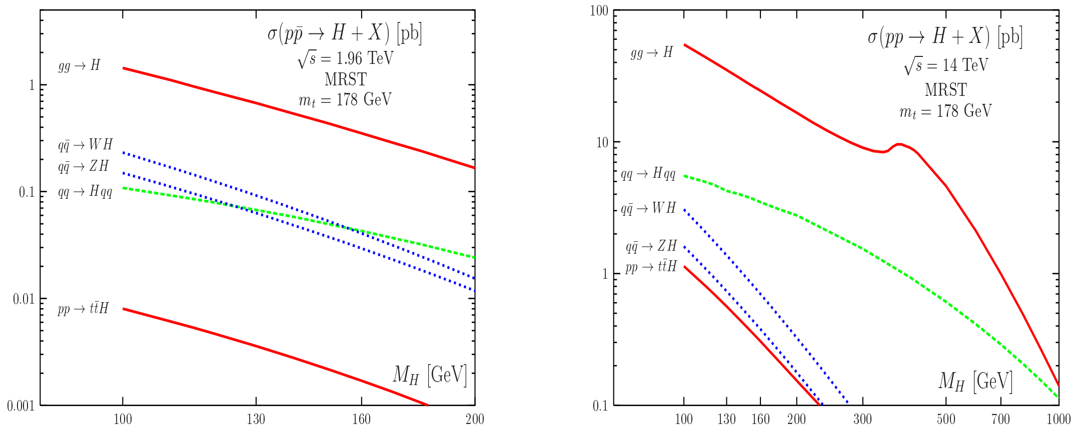
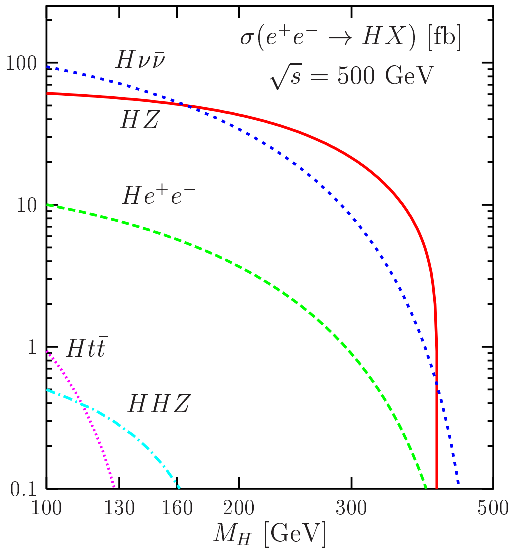


Figure 7: Sections efficaces pour différents modes de production du boson de Higgs standard au TeVatron (à gauche) et au LHC (à droite). Elles ont été mises à jour [55] pour tenir compte de la nouvelle valeur centrale de m_t et des corrections radiatives de QCD récemment calculées.

En collision electron–positron, les modes de production principaux du boson de Higgs sont le Higgs–strahlung, via le couplage au Z, $e^+e^- \to HZ$ [56], qui domine à basse énergie ($\sqrt{s} \lesssim 500$ GeV pour $M_H \lesssim 150$ GeV), et les fusions de bosons W et Z, $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}H$ et $e^+e^- \to e^+e^-H$ [57], qui sont dominantes à plus haute énergie (voir Figure 8). D'autres processus, comme la production associée avec des quark top $e^+e^- \to t\bar{t}H$ [58], et le double Higgs–strahlung $e^+e^- \to HHZ$ [59], ont des sections efficaces beaucoup plus petites mais permettent néanmoins des mesures très importantes comme nous le verrons par la suite. Notons que là aussi, les corrections radiatives à tous ces processus sont maintenant connues au premier ordre [60].



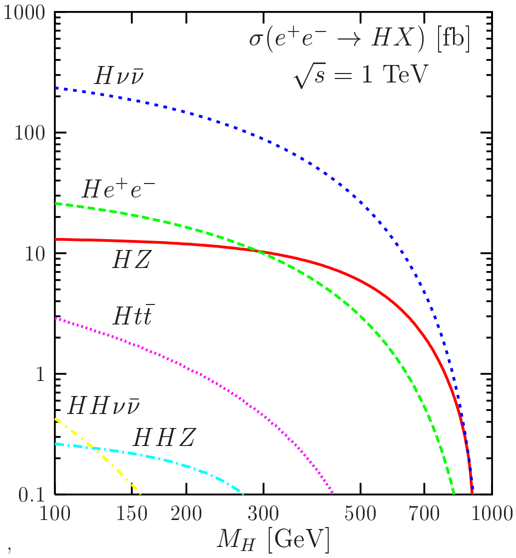


Figure 8: Sections efficaces pour différents modes de production du boson de Higgs standard en fonction de sa masse dans un collisionneur linéaire à 500 GeV (à gauche) et 1 TeV (à droite).

2 Aspects expérimentaux et observation

Les résultats d'observation et de mesures seront tributaires des luminosités délivrées par les machines (Table 2). Les nombres d'événements attendus pour m_H=120 GeV sont d'environ 1400 bosons de Higgs produits en 2009 au TeVatron, 500000 produits par an au LHC (à basse luminosité) et 30000 par an à l'ILC. Il faut cependant noter que l'ensemble des bosons de Higgs produits à l'ILC est utilisable pour les mesures, ce qui n'est pas le cas au TeVatron et au LHC.

Au TeVatron, les canaux utilisés pour une masse du boson de Higgs inférieure à 140 GeV sont les productions associées $p\overline{p}\to WH\to 1\ \nu b\overline{b}$ et $p\overline{p}\to ZH\to \nu\bar{\nu}b\overline{b}$. Les bruits de fond principaux sont les paires $t\overline{t}$, les dibosons WZ, ZZ et les événements QCD. Les seuils de découverte ou d'exclusion envisagés [61] pour le boson de Higgs standard sont (en fonction de la luminosité intégrée, $\mathcal{L}$, collectée par chaque expérience) :

- $\mathcal{L}$ = 2 fb^{-1} : exclusion à 95% CL pour m_H< 120 GeV.
- $\mathcal{L}$ = 4 fb^{-1} : exclusion à 95% CL de m_H< 130 GeV, exclusion à 95% CL de m_H de 155 à 170 GeV via le canal $gg\to H \to WW\to l\nu l\nu$, évidence à 3σ de m_H< 120 GeV.
- $\mathcal{L}$ = 8.5 fb^{-1} : observation à 5σ de $m_H\simeq$ 115 GeV; évidence à 3 σ de m_H< 130 GeV; entre 155 et 165 GeV, exclusion à 95 % CL jusqu'à 135 GeV et entre 145–180 GeV.

Au LHC, les domaines de masse explorés et les résultats obtenus sont donnés dans la Table 4 et sur la Figure 9 [62, 63] dans la région en masse en dessous de 300 GeV, privilégiée par les mesures de précision (voir section I.2). On observe qu'en combinant tous les

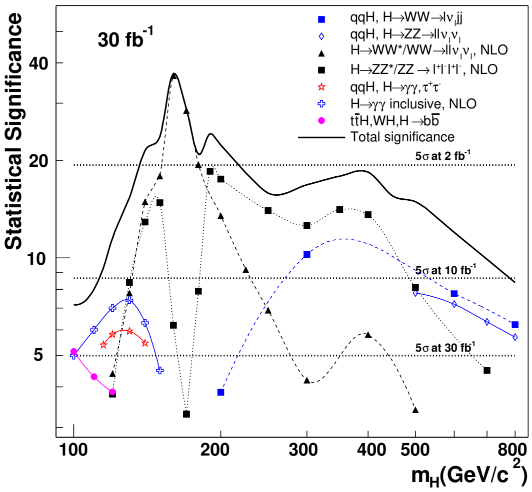


Figure 9: Signification statistique attendue d'un signal de boson de Higgs standard au LHC, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} (d'après [63]).

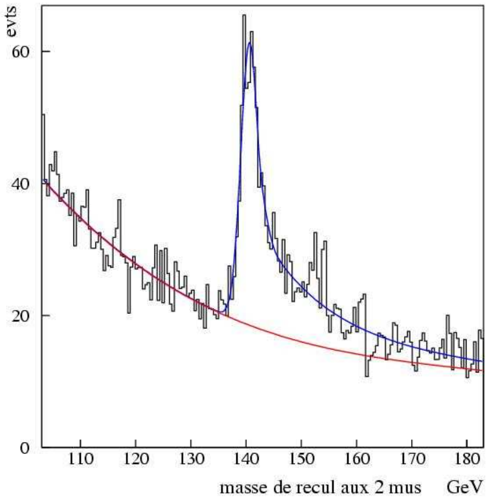


Figure 10: Masse de recul à deux muons provenant d'un Z, en présence d'un boson Higgs de 140 GeV, au collisonneur linéaire.

canaux, 10 fb^{-1} sont suffisants pour extraire un signal de façon significative. Avec 30 fb^{-1}, certains canaux comme $H \rightarrow \gamma\gamma$ ou encore $H \rightarrow \tau^+\tau^-$permettent individuellement une mise en évidence à 5σ.

Production	Désintégration	Domaine de masse (GeV)
gg	$H \rightarrow \gamma\gamma$	114-150
ttH	$H \rightarrow b\bar{b}$	<120
gg	$H \rightarrow ZZ$	130-300
gg	$H \rightarrow WW$	150-180
qqH	$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	115-140
qqH	$H \rightarrow WW$	>125

Table 4: Canaux utilisés au LHC pour l'observation du boson de Higgs standard.

Auprès de l'ILC, les événements de Higgs produits sont tous enregistrés sur bande car il n'est pas nécessaire d'avoir une sélection électronique rapide vu le faible niveau du bruit de fond (par exemple il y a environ 0.25 evt/interaction pour le bruit 2-photons). De plus, avant toute sélection d'analyse, il n'y a que deux ordres de grandeur entre le bruit de fond et le signal de Higgs. Par ailleurs, la sélection de bosons de Higgs sur un collisionneur linéaire n'est pas biaisée. En effet, la production en Higgs-strahlung, permet de signer le boson de Higgs quel que soit le type de désintégration, en utilisant la technique de masse de recul au Z, et ainsi d'observer un boson de Higgs dans tout type de modèle, dès lors qu'il est couplé au Z. Malgré un couplage 100 fois plus faible que celui du MS, le signal reste observable, ce qui est un bon test pour de nombreux modèles au delà du MS [19].

La figure 10, qui montre le spectre de masse de recul d'un boson Z se désintégrant en deux muons, illustre cette méthode. Le pic caractérisant un boson de Higgs de 140 GeV y est parfaitement visible, ainsi que l'effet dit de beamstrahlung (pertes d'énergies des faisceaux, réduisant ainsi l'énergie du centre de masse), qui induit une longue queue vers les hautes masses.

3 Mesures des propriétés du boson de Higgs

La présente section résume les perspectives de mesure des propriétés du boson de Higgs. Masse et largeur, couplages et nombres quantiques sont traîtés successivement.

3.1 Masse et largeur

La mesure de la masse du boson de Higgs auprès des collisionneurs hadroniques repose sur une reconstruction directe de la masse des produits de désintégration. Il en est de même à l'ILC, où de plus, pour le processus $e^+e^- \rightarrow$ HZ, elle peut être mesurée grâce au pic dans le spectre de masse de recul au Z. Rappelons que l'ILC permettra de choisir l'énergie des collisions optimale pour les différentes mesures relatives au boson de Higgs (voir Figure 8). Cette remarque reste valable pour des bosons de Higgs non standard, notamment supersymétriques.

La largeur totale ne peut être mesurée, au LHC, que pour des masses supérieures à 200 GeV. Pour m$_H \leq$200 GeV, la largeur intrinsèque est dominée par la largeur expérimentale. Elle est alors déduite de façon indirecte à partir d'ajustement de mesures liées aux désintégrations visibles du boson de Higgs. Par contre, à l'ILC, la largeur totale peut être mesurée même pour m$_H \leq$200 GeV. Elle est alors déduite du rapport d'embranchement du mode $H \rightarrow WW$ et de la largeur $\Gamma(H \rightarrow WW)$ que l'on extrait de la mesure de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow W^*W^* \rightarrow H\nu\bar{\nu}$.

Les précisions attendues aux differents collisionneurs figurent dans la Table 5.

Collisionneur	Mode de désintégration	Précision attendue sur la masse %	Domaine de masse GeV
TeVatron	$H \rightarrow b\bar{b}$	10	$\simeq$ 115
LHC	$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.06	115-150
	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$	0.1	$\geq$ 130
ILC	$H \rightarrow q\bar{q}$	0.03	120-200
	$H \rightarrow WW, ZZ, q\bar{q}$	0.1	200-300

Collisionneur	Mode de désintégration	Précision atteinte sur la largeur %	Domaine de masse GeV
LHC	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$	6	$\geq$ 200
ILC		3.5	$\leq$ 200
	$H \rightarrow WW$	10	250-300

Table 5: Précisions atteintes auprès des différents types de collisionneurs pour la mesure de la masse et de la largeur du boson de Higgs standard.

3.2 Rapport d'embranchement et couplages

Au LHC, il est impossible d'observer toutes les désintégrations du boson de Higgs, certains modes étant noyés dans le bruit de fond. Pour un mode donné, l'information accessible est le produit de la section efficace de production par le rapport d'embranchement du processus correspondant ($\sigma \times BR$). En adjustant les prédictions du Modèle Standard sur ces mesures, les rapports d'embranchement relatifs peuvent être déterminés. La Table 6 [64] donne un aperçu des erreurs attendues sur $\sigma \times BR$ pour certains des modes utilisés. On constate que l'incertitude de mesure est réduite d'un facteur 2 lorsque l'on passe de 30 fb^{-1} à 300 fb^{-1}. Les erreurs obtenues sur les rapports des largeurs partielles après ajustement ($\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_W}$, $\frac{\Gamma_\tau}{\Gamma_W}$, $\frac{\Gamma_b}{\Gamma_W}$) varient entre 10-50% suivant les rapports et la masse du boson de Higgs [64]. Dans l'hypothèse où d'éventuelles nouvelles particules n'interviennent pas dans les boucles, il est possible de déduire des taux d'événements observés, les rapports des constantes de couplage au carré du boson de Higgs (avec t, b, τ, W, Z) avec des précisions de 15% à 50%. Par exemple, le rapport g_t^2/g_W^2 est mesuré à 25% pour m$_H$ = 130 GeV et 300 fb^{-1} de luminosité. Ces précisions sont sensiblement améliorées au SLHC [33].

$\sigma \times BR$	m$_H$=120 GeV		m$_H$=160 GeV	
	$\mathcal{L}$=30 fb^{-1}	$\mathcal{L}$=300 fb^{-1}	$\mathcal{L}$=30 fb^{-1}	$\mathcal{L}$=300 fb^{-1}
$gg \to H \to ZZ$	65%	30%	35%	17%
$gg \to H \to WW$	44%	32%	37%	17%
$gg \to H \to \gamma\gamma$	44%	20%		

Table 6: Erreurs de mesure sur $\sigma \times BR$ attendues pour différents processus au LHC.

Auprès de l'ILC, deux méthodes sont possibles pour effectuer la mesure des rapports d'embranchement. L'une reprend les techniques dejà utilisées dans les expériences au LEP et consiste à former un échantillon non biaisé de Higgs, sélectionné par la masse de recul au Z, puis à étiqueter tous les événements de cet échantillon [65, 66]. La seconde méthode consiste à mesurer les sections efficaces exclusives de chaque état final d'un rapport d'embranchement donné. Ces deux méthodes conduisent à des précisions de quelques % pour la plupart des désintégrations du Higgs comme précisé dans la Table 7 [67, 68]. Même pour les hautes masses, les mesures des rapports d'embranchement restent possibles: les erreurs n'excèdent pas 10 % pour m$_H$=200 GeV et 17% pour m$_H$=320 GeV.

Le couplage de Yukawa au quark top est une mesure importante, car nombre d'extensions du Modèle Standard ont des prédictions particulières pour ce couplage. Sous le seuil $m_H < 2m_t$, le couplage peut être obtenu par la mesure de la section efficace du processus $e^+e^- \to t\bar{t}H$. Les études menées conduisent à une précision attendue de 6% à m_H=120 GeV, allant jusqu'à 15% à m_H=200 GeV, pour une luminosité de 1 ab^{-1} [69]. Au-dessus du seuil, il s'agit de mesurer un rapport d'embranchement et cela ne présente pas de problème particulier: une précision de 5–10% peut être obtenue [19]. Notons que dans ce cas, le boson de Higgs ne serait plus standard par suite de sa masse trop élevée.

Rapport d'embranchement	Précision de mesure
ΔB/B(bb)	1.6%
ΔB/B(cc)	8%
ΔB/B($\tau^+\tau^-$)	5%
ΔB/B(gg)	1.4%
ΔB/B(WW)	2%
ΔB/B($\gamma\gamma$)	5.4%
ΔB/B($\mu\mu$)	30%
ΔB/B(tt)	6%

Table 7: Précision de mesure des rapports d'embranchement du Higgs standard à l'ILC pour m_H=120 GeV.

3.3 Nombres quantiques

Les mesures du spin du Higgs et de ses propriétés sous CP sont des éléments importants pour identifier ce boson de façon plus complète. Dans le MS, le boson de Higgs est caractérisé par les nombres quantiques $J^{PC}=0^{++}$. On peut tout d'abord noter que l'observation d'un signal dans le canal diphoton au LHC (possible pour $100 \leq m_H \leq 150$ GeV) exclut $J = 1$ et demande une valeur de C positive. De plus, pour $m_H \geq 2M_Z$, l'étude des corrélations angulaires dans la désintégration $H\rightarrow$ ZZ$\rightarrow$ 4 leptons permet d'accéder au spin du Higgs et à la valeur de CP [70]. Pour 100 fb^{-1}, un spin de 1 (CP pair ou impair) peut être exclu à 95% de niveau de confiance pour m_H=200 GeV. Pour des masses plus grandes, la distinction est meilleure. L'hypothèse spin 0 et CP impair peut être discriminée avec une luminosité nettement plus faible. En principe, des arguments similaires s'appliquent à la désintégration $H\rightarrow ZZ^*$, WW^* pour $140 \leq m_H \leq 180$ GeV, mais les taux d'événement et rapport signal sur bruit sont moins favorables. Par ailleurs, une composante CP impaire dans le couplage du boson de Higgs (par rapport à une composante principalement CP paire) peut être étudiée au niveau probablement de 30% au LHC dans la production par fusion de bosons vecteurs (pour le couplage HWW/HZZ) [71].

A l'ILC, en plus de l'étude des corrélations dans les désintégration $H\rightarrow ZZ^*$, WW^*, la mesure de la section efficace $e^+e^-\rightarrow$ HZ au seuil ainsi que l'étude de la variation angulaire de ce processus (en $\sin^2\theta$ à haute énergie pour le Higgs standard) et les corrélations angulaires entre les produits de désintégration des deux bosons, permettent de distinguer facilement spin 0, 1 ou plus, et d'établir la parité positive du Higgs [72].

Néanmoins, la détermination de la parité du boson de Higgs et l'étude de la violation de CP dans le secteur scalaire ne peut être faite de manière non–ambiguë que via les couplages du Higgs aux fermions, ce qui est très difficile au LHC. Par contre, ces tests peuvent être faits au ILC par l'étude des corrélations des produits de désintégrations des taus dans le mode $H\rightarrow \tau^+\tau^-$pour $m_H \leq 140$ GeV [73].

3.4 Autocouplage

Pour vérifier que le Higgs est bien le scalaire prédit par le MS, il faudra reconstruire le potentiel V(Φ) qui contient des termes proportionnels à la masse m_H ainsi qu'aux couplages à trois et à quatre bosons de Higgs. Le paramètre $\lambda_{HHH} = m_H^2/(2v^2)$ où v est la valeur moyenne non nulle dans le vide du champs de Higgs, $v \simeq 246$ GeV, caractérise la force d'autocouplage du Higgs.

Au LHC, il sera difficile voire impossible de mesurer l'autocouplage. Dans le cas du SLHC, les plus hautes luminosités permettront la mesure de λ_{HHH} à 30% [74]. Dans le cas de l'ILC, des précisions de l'ordre de 10% peuvent être atteintes sur le couplage à deux bosons, pour des Higgs légers (M_H <140 GeV) en regardant les canaux $e^+e^- \to ZHH$ avec $HH \to b\bar{b}$+jets [75]. Pour des masses de Higgs plus grandes, le bruit de fond WW+jets est important, et la sensibilité à l'autocouplage reste à étudier.

III Supersymétrie à basse énergie

Les théories supersymétriques [22] associent un degré de liberté bosonique à chaque degré de liberté fermionique. Il existe de nombreux modèles supersymétriques, avec et sans conservation de R-parité [25], et différents mécanismes de brisure de supersymétrie. La brisure de supersymétrie peut être transmise au secteur visible par des interactions gravitationnelles, réalisées dans les modèles d'extension minimale supersymétrique du modèle standard (MSSM) [26, 29] et de supergravité minimale (mSUGRA) [23]. D'autres vecteurs possibles de brisure sont les interactions de jauge (GMSB) [76] ou les anomalies (AMSB) [77]. Si la R-parité est conservée, les particules supersymétriques sont produites par paires et se désintègrent jusqu'à la particule supersymétrique la plus légère (LSP), qui est stable, neutre et interagit faiblement. La LSP est à l'origine de la signature classique de la supersymétrie par énergie manquante, et est un candidat attractif pour la matière noire. Tous les modèles supersymétriques ont fait l'objet de très nombreuses études [18, 19, 28]. Par exemple, dans le cas des modèles de GMSB on trouve des états finals avec des photons, ce qui est plus rare dans le MSSM et mSUGRA.

Dans la suite, l'accent sera mis sur les modèles MSSM et mSUGRA, qui sont particulièrement attractifs car ils permettent de relier, via une extrapolation à l'échelle GUT (10^{16} GeV), la physique des particules et la gravité. Les paramètres du MSSM sont définis à l'échelle électrofaible tandis que ceux de mSUGRA le sont à l'échelle GUT. De plus dans le cas de mSUGRA, des hypothéses d'universalité des termes de brisure de la supersymétrie sont introduites, ce qui rend le modèle très prédictif puisqu'il ne comporte que 5 paramètres libres: la masse commune des scalaires, m_0, celle des superpartenaires des bosons de jauge, $m_{1/2}$, ainsi que le couplage commun A_0 des champs de Higgs et des partenaires des fermions (ces trois paramètres étant définis à l'échelle de GUT), le signe du paramètre μ qui mélange les deux champs de Higgs nécessaires à la brisure de la symétrie électrofaible dans le MSSM, et le rapport $\tan\beta$ des valeurs moyennes dans le vide de ces deux doublets de Higgs (défini à l'échelle électrofaible).

Dans le MSSM (et mSUGRA), les partenaires des bosons de jauge et des bosons de Higgs sont les charginos et les neutralinos, et les partenaires des leptons et quarks sont les sleptons et les squarks. Dans la suite, on considère le neutralino le plus léger, χ_1^0, comme la LSP. En outre, les deux doublets de Higgs donnent naissance à cinq bosons de Higgs: trois scalaires neutres, h, H et A, et une paire de bosons de Higgs chargés, $H^\pm$. Le secteur du Higgs est gouverné par le paramètre $\tan\beta$ et la masse du boson A. De plus, les masses des bosons de Higgs dépendent via les corrections radiatives des masses des stops et de leur couplage trilinéaire qui est responsable du mélange des stops. Lorsque le mélange est maximal, la masse du boson de Higgs le plus léger est la moins contrainte et dans le MSSM, cette masse est inférieure à approximativement 140 GeV [30].

Les recherches des bosons de Higgs et des particules supersymétriques au LEP ont permis d'exclure une partie de l'espace de paramètres. La région de faible $\tan\beta$ est défavorisée par la recherche des bosons de Higgs neutres et une limite sur les bosons de Higgs neutres les plus légers h et A de 93 GeV a été déterminée [78]. La limite sur la masse des bosons de Higgs chargés est de 78.6 GeV [79]. Des masses de chargino ont été exclues jusqu'à 103 GeV [80] pour des grandes valeurs de m_0 et une limite absolue sur la masse du neutralino de 50 GeV a été déterminée dans mSUGRA [81]. La limite sur les stops et sbottoms est de 94 GeV [82]. Les sélectrons de masse inférieure à 100 GeV, les smuons de masse inférieure à 95 GeV et les staus de masse inférieure à 87 GeV sont également exclus [83]. Au TeVatron, dans mSUGRA, une limite inférieure sur la masse du gluino a été établie, à 195 GeV indépendamment de la masse des squarks, et à 300 GeV dans l'hypothèse de gluinos et squarks dégénérés [84]. Les sbottoms de masse inférieure à 146 GeV (pour $m_{\chi_1^0} = 40$ GeV) ont été exclus [85], ainsi qu'un stop de masse inférieure à 122 GeV (pour $m_{\chi_1^0} = 45$ GeV) [86].

Dans cette section sera discuté un scénario de supersymétrie à basse énergie où les superpartenaires sont assez légers pour être détectés dans les trois collisionneurs considérés dans ce document. L'apport du TeVatron, du LHC et des futurs collisionneurs ILC et SLHC à la découverte et à la mesure des propriétés des bosons de Higgs, des particules supersymétriques ainsi qu'à la reconstruction des paramètres fondamentaux qui gouvernent la brisure de la supersymétrie sera étudié.

1 Bosons de Higgs supersymétriques

La section II a décrit les canaux de découverte ainsi que la mesure des masses et des rapports d'embranchement du boson de Higgs du Modèle Standard. Ces analyses s'appliquent aux Higgs neutres supersymétriques en prenant en compte les différences des couplages aux fermions et aux bosons de jauge. Dans la limite de découplage, quand $M_A \gg M_Z$, les trois bosons de Higgs lourds A, H et $H^\pm$ sont pratiquement dégénérés en masse, $M_A \sim M_H \sim M_{H^\pm}$, alors que la masse du boson h le plus léger se rapproche de la limite supérieure permise pour une valeur de $\tan\beta$ donnée. Dans ce cas, on retrouve les couplages du Modèle Standard pour le boson h, alors que les trois bosons lourds ne se couplent pas aux W et Z et que leurs couplages aux fermions d'isospin $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$ sont proportionnels à $\tan\beta$ et $\cot\beta$, respectivement. Les couplages aux quarks b et aux leptons τ vont donc jouer un rôle plus important dans le MSSM à grandes valeurs de $\tan\beta$. Les sections efficaces de production des bosons de Higgs du MSSM au Tevatron, LHC et ILC ($\sqrt{s} = 500$ GeV) sont montrées sur la Figure 11 en fonction de leurs masses pour $\tan\beta = 30$. La recherche du boson de Higgs le plus léger se fait via les même canaux que ceux du Higgs standard dans la plage de masses inférieures à ≈ 140 GeV. Ces analyses sont complétées par la recherche directe des bosons de Higgs neutres H, A via leurs désintégrations en $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ et des Higgs chargés via leurs désintégrations en $\tau\nu$ et tb.

La capacité du TeVatron à explorer le plan $(m_A, \tan\beta)$ en fonction de la luminosité accumulée est montrée Figure 12 pour les expériences CDF et D0 [87] (exclusion à 95% de niveau de confiance). Pour obtenir la couverture du plan, les canaux de désintégration de tous les bosons de Higgs sont mis à contribution. En particulier, la recherche du boson de Higgs chargé dans la désintégration du quark top est utilisée à grand $\tan\beta$ dans le cas où $m_{H^\pm} < m_t$. En 2009, le TeVatron prévoit d'avoir accumulé entre 4.4 et 8.5 fb^{-1}. Le plan $(m_A, \tan\beta)$ sera presque entièrement couvert à 95% niveau de confiance pour ce qui concerne l'exclusion, en revanche il restera dans sa plus grande partie inexploré au

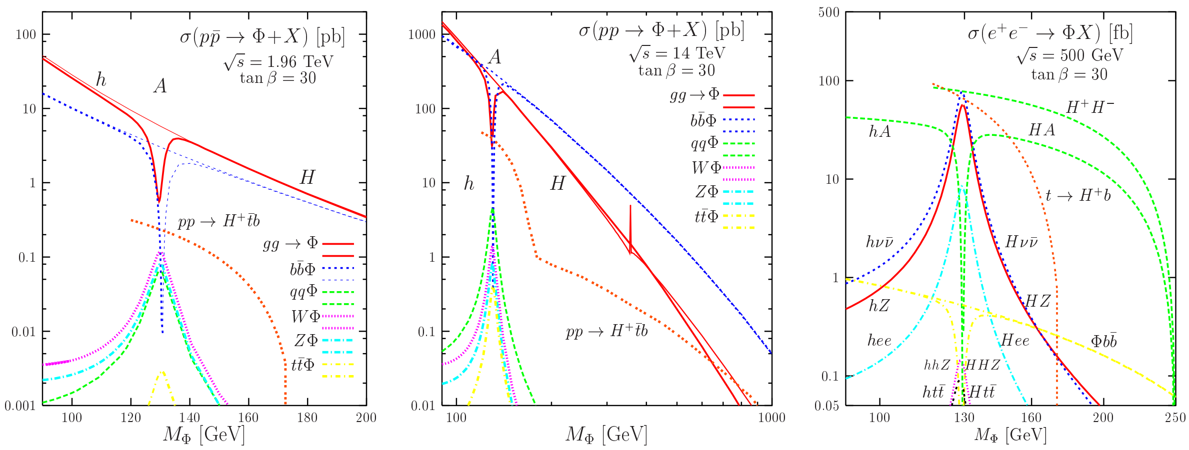


Figure 11: Les sections efficaces de production des bosons de Higgs neutres et chargés du MSSM dans divers canaux en fonction de leurs masses pour $\tan\beta = 30$ au Tevatron, LHC et ILC pour une énergie de 500 GeV (de gauche à droite).

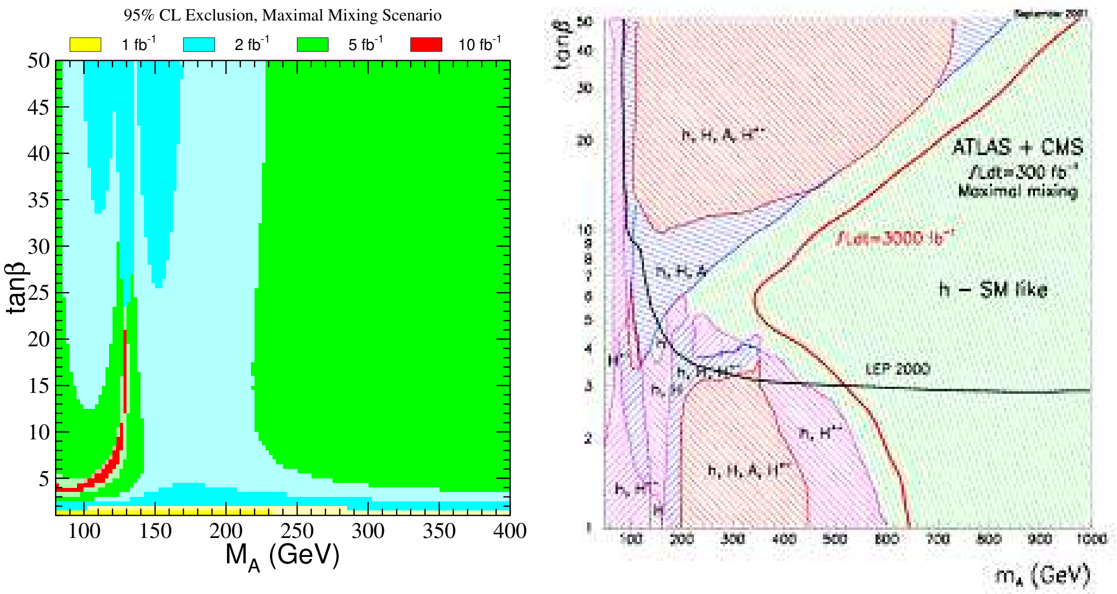


Figure 12: A gauche : potentiel d'exclusion dans le plan $(m_A, \tan\beta)$ du Run II du Tevatron en fonction de la luminosité intégrée. A droite : bosons de Higgs "visibles" dans le plan $(m_A, \tan\beta)$ pour 300 fb^{-1} par expérience et pour le SLHC. La région exclue par le LEP est montrée également.

démarrage du LHC pour une découverte à 5σ.

La couverture du plan $(m_A, \tan\beta)$ a été étudiée dans ATLAS et CMS [62, 63]. La Figure 12 montre qu'avec 300 fb^{-1}, ce qui correspond à 3 années de fonctionnement à haute luminosité, le plan peut être couvert entièrement. Pour tous les points du plan au moins un boson de Higgs [en général le boson le plus léger h] peut être découvert. De plus, dans une bonne partie du plan, plusieurs bosons de Higgs peuvent être vus. La zone correspondant à la découverte de plusieurs bosons de Higgs pourrait être élargie de typiquement 50 GeV (m_A) par le SLHC, comme le montre le contour correspondant à

3000 fb^{-1} (3 ans de fonctionnement).

En plus des désintégrations en particules du Modèle Standard, des désintégrations des bosons de Higgs en particules supersymétriques sont possibles [88] et peuvent être utilisées (quoique l'utilisation de ces canaux dépendra fortement du spectre des particules supersymétriques) pour la recherche et la mesure des propriétés des bosons de Higgs. Un cas intéressant est la désintgration $H, A \to \chi_2^0\chi_2^0 \to 4\ell + E_T^{\text{miss}}$ [89] qui permet de couvrir une portion du plan pour des masses de A modérées quelque soit la valeur de $\tan\beta$, dans le cas où les sleptons sont légers. Au SLHC, une étude indique qu'après 1000 fb^{-1} la masse de A ainsi accessible augmenterait de l'ordre de 50%. Un autre exemple est une désintégration des bosons de Higgs en $\chi_1^0\chi_1^0$ où le boson de Higgs devient donc invisible. Une découverte au LHC est possible jusqu'à une valeur du rapport d'embranchement invisible de 35% pour un boson de Higgs de 120 GeV avec des couplages standard via l'étude de la fusion de bosons vecteurs [90].

Dans certaines configurations, les bosons de Higgs peuvent également être produits et détectés dans des désintégrations des neutralinos et charginos issus de cascades de squarks et gluinos qui sont abondamment produits au LHC (voir la section III.3). Ceci peut se produire par des petites cascades, $\chi_2^0 \to \chi_1^0 + h, H, A, \chi_1^\pm \to H^\pm\chi_1^0$ ou des grandes cascades par exemple $\chi_{3,4}^0 \to \chi_{1,2}^0 + h, H, A$ ou $H^\pm\chi_1^\mp$ [91].

A l'ILC, pourvu que l'énergie soit supérieure à $\sqrt{s} \approx 250$ GeV, le boson de Higgs le plus léger h est toujours accessible et peut être vu et étudié via le processus de Higgs-strahlung, la fusion des bosons W et la production associée avec le Higgs pseudoscalaire, $e^+e^- \to hA$. Ces processus sont complémentaires et permettent la détection du boson h dans n'importe quel cas de figure [19]. De plus, dans le processus $e^+e^- \to hZ \to \chi_1^0\chi_1^0\mu\mu$, on peut mesurer la masse du boson de Higgs comme masse de recul du Z et si le rapport d'embranchement invisible est supérieur à 2%, celui-ci peut être mesuré avec une précision de 20% [67]. Lorsque les bosons H, A et $H^\pm$ sont lourds, ils sont accessibles cinématiquement à l'ILC si $M_A \lesssim \frac{1}{2}\sqrt{s}$. Dans ce cas, ils sont produits en paires $e^+e^- \to HA$ et $e^+e^- \to H^+H^-$ avec des sections efficaces assez grandes pour permettre leur détection dans les canaux $b\bar{b}b\bar{b}, b\bar{b}\tau\tau$ et $t\bar{b}b\bar{t}, t\bar{b}\tau\nu$ respectivement [19].

2 Mesure des propriétés des bosons de Higgs

Les techniques de mesure décrites dans la section II s'appliquent également à la mesure des propriétés des bosons de Higgs neutres du MSSM mis à part la statistique qui est modifiée (couplages). Dans la suite on examinera plus attentivement le cas des bosons de Higgs lourds (A, H, $H^\pm$) dans des canaux non-standard [20]. Au LHC, les masses m_H et m_A peuvent être connues avec une précison de l'ordre de 0.1% dans le canal $\mu\mu$ et avec une précision allant de 1 à 12% dans le canal $\tau\tau$ pour les grandes valeurs de $\tan\beta$. Une réduction de l'erreur de la mesure des rapports de couplage d'un facteur deux peut être obtenue avec le SLHC. Dans cette option, des études indiquent que la désintégration du H$^\pm$ en $\mu^\pm\nu_\mu$, inobservable faute de statistique même à la fin du LHC, deviendrait observable avec 1000 fb^{-1}, ce qui permettrait la mesure du rapport $g_{H^\pm\tau\nu}/g_{H^\pm\mu\nu}$. Notons que les mesures des sections efficaces fois les rapports d'embranchements dans $pp \to b\bar{b} + H/A \to b\bar{b} + \tau\tau$ et $gb \to tH^- \to t\tau\nu$ permettront de mesurer le paramètre $\tan\beta$, qui est l'un des plus importants dans le secteur du Higgs, avec une précision de 20% à 40% [92] (voir

Figure 13).

Auprès de l'ILC, la production associée HA, qui est la source dominante des bosons de Higgs lourds de grande masse, permettra la mesure de m_H et m_A dans l'état final $b\bar{b}b\bar{b}$. Une précision de 0.2–0.4% peut être atteinte avec 50 fb^{-1} pour des masses m_H et $m_A < 350$ GeV (à $\sqrt{s}$=800 GeV) [67]. Un boson de Higgs chargé de masse $\approx$ 300 GeV, produit en paires en e^+e^- peut être détecté dans les états finals $WhWh$ et $t\bar{b}\bar{t}b$, et sa masse mesurée avec une résolution typique de 10 GeV pour 500 fb^{-1} de luminosité. La valeur de $\tan\beta$ peut aussi être mesurée dans ces processus avec une précision de 10 à 20%.

Dans certaines zones de l'espace des paramètres du MSSM, seul le boson de Higgs le plus léger pourrait être découvert au LHC (voir Figure 12). Comment établir la nature supersymétrique de cette particule ? Les mesures précises des rapports d'embranchement du h à l'ILC, même si les autres bosons de Higgs n'y sont pas accessibles, permettent de distinguer un boson de Higgs standard léger d'un boson de Higgs du MSSM pour des valeurs de m_A allant jusqu'au TeV [19] comme l'illustre la Figure 13.

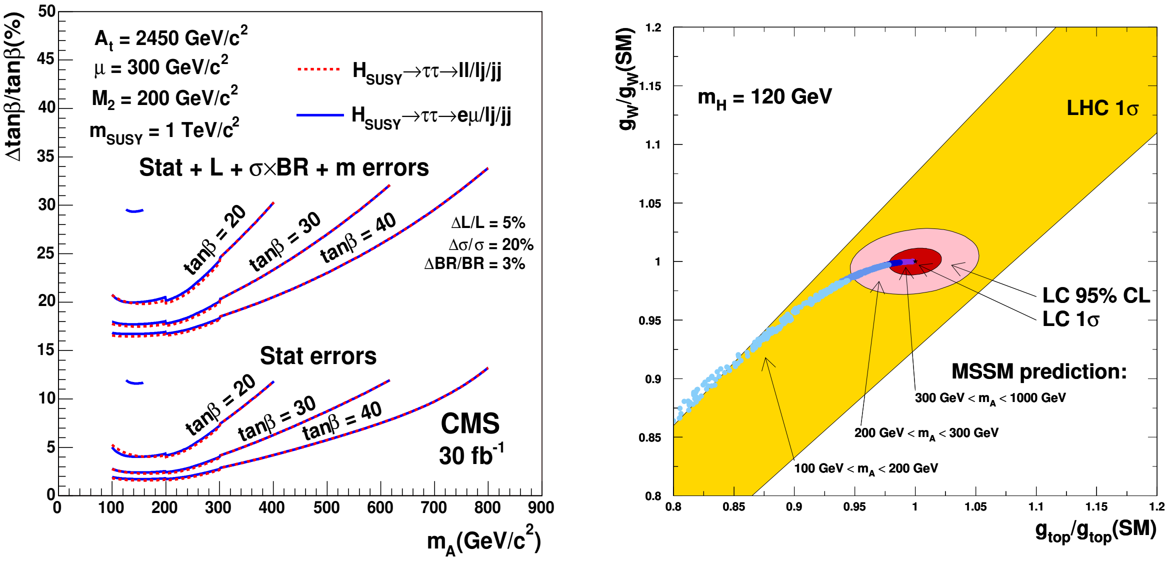


Figure 13: Gauche: précision de la mesure de $\tan\beta$ dans les canaux $gg \to H/A+b\bar{b}$ en combinant les désintégrations $H/A \to \tau\tau$ dans CMS avec une luminosité de 30 fb^{-1}; les trois courbes du bas montrent les précisions avec les erreurs statistiques seules, tandis que les courbes du haut incluent les incertitudes dues à la mesure des masses (quelques %), de la luminosité (5%), ainsi que les erreurs théoriques (23%) dans la production et désintégration [92]. Droite: précisions expérimentales attendues sur les couplages du boson de Higgs standard au boson W et au quark top au LHC et à l'ILC pour $m_H = 120$ GeV; les points donnent les déviations attendues dans le MSSM par rapport aux valeurs standard des couplages du boson h, en fonction de m_A [19].

3 Particules supersymétriques

Au TeVatron avec 2 fb^{-1}, si des squarks sont légers, des gluinos peuvent être découverts dans mSUGRA jusqu'à une masse de 400 GeV. Egalement dans mSUGRA, des charginos peuvent être découverts dans le canal tri-lepton $\chi_1^\pm\chi_2^0 \to \ell\ell\chi_1^0\ell\nu\chi_1^0$, jusqu'à des masses de 180 GeV. Les stops (sbottoms) peuvent être observés si leurs masses ne sont pas plus grandes que 180 GeV (210 GeV) [28].

Du fait de l'énergie disponible dans le centre de masse au LHC, les particules supersymétriques les plus lourdes peuvent y être produites. Si les squarks et gluinos ne sont pas trop lourds, ils y sont produits en abondance par interaction forte. Ils se désintégrent par l'intermédiaire de longues cascades de particules sypersymétriques jusqu'au neutralino le plus léger. Typiquement, des squarks et des gluinos avec des masses allant jusqu'à 2.5 TeV (100 fb^{-1}) peuvent être découverts au LHC facilement dans l'état final inclusif de multijets et énergie transverse manquante. La masse effective, la somme scalaire des impulsions transverses des jets et de l'énergie transverse manquante, donnera une première estimation de la section efficace de production et de l'échelle de masse des sparticules colorées.

Les masses des particules supersymétriques ne peuvent pas être mesurées par l'intermédiaire de pics de masse. On peut mesurer des différences de masses en choisissant des modes de désintégration bien particuliers. Une cascade essentielle est:

$$\tilde{q}_L \to \chi_2^0 q \to \tilde{\ell}_R \ell q \to \ell \chi_1^0 \ell q$$

Dans un tel cas, on peut mesurer cinq seuils des distributions de masses invariantes $\ell\ell$ (Figure 14 à gauche), $q\ell^{min}$, $q\ell^{max}$ et $q\ell\ell$ (seuils minimum et maximum). Ces variables s'expriment cinématiquement en fonction des masses des particules de la chaîne et mènent à un système d'équations dont les inconnues sont les masses des particules supersymétriques de la chaîne. La Table 8 regroupe des erreurs expérimentales attendues pour un point mSUGRA choisi comme exemple.

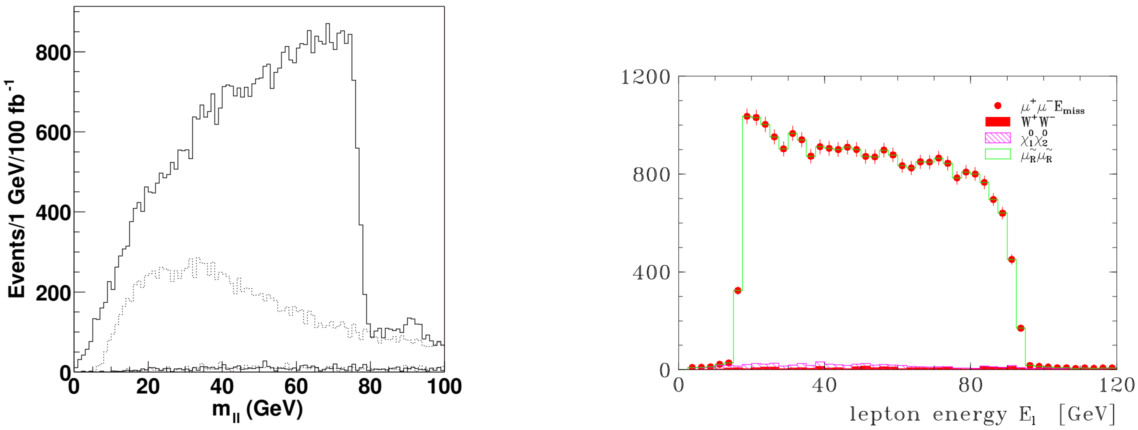


Figure 14: A gauche : distribution de la masse invariante $\ell\ell$ au LHC au point SPS1a [99] , pour le signal (traits pleins) et les bruits de fond (combinatoires SUSY en pointillés et Modèle Standard courbes inférieures). A droite : spectre en énergie du lepton pour le signal et les bruits de fond, dans le cas d'une désintégration $\tilde{\mu}_R \to \mu \chi_1^0$, au ILC [100].

Pour le cas d'une production directe de sleptons, aucune masse n'est mesurable car le neutralino le plus léger échappe à la détection. Mais on peut construire une variable dont le maximum est une fonction de la différence de masse entre le $\tilde{\ell}$ et le χ_1^0. La même variable permet de mesurer la masse des $\tilde{q}_R$, ou plutôt de mesurer la différence $m(\tilde{q}_R) - m(\chi_1^0)$. La masse des sfermions est donc fortement corrélée avec la masse de la LSP.

Au collisionneur linéaire, la masse des particules supersymétriques peut être mesurée via deux méthodes différentes :

- par leur spectre d'énergie caractéristique dans la désintégration, comme pour le smuon droit sur la Figure 14 (à droite) et dans la Table 8.
- en mesurant la section efficace autour du seuil de production. La section efficace de production des smuons gauches, par exemple, est proportionnelle à β^3, où $\beta = \sqrt{1 - 4m^2_{\tilde{\mu}_L}/s}$. Un ajustement de la mesure de la section efficace en fonction de l'énergie des faisceaux du seuil de production ($\sqrt{s} = 2m_{\tilde{\mu}_L}$ à $2m_{\tilde{\mu}_L} + 10$ GeV) permet d'obtenir des mesures plus précises que la recontruction directe où les seuils des énergies sont dégradés par les effets de rayonnement de l'état initial, de beamstrahlung et de la résolution de détecteur.

La production en paire de sélectrons est possible non seulement dans la voie s mais aussi via la voie t avec l'échange d'un neutralino. La section efficace dans la voie t croit comme β, plus rapidement que dans la voie s. Une mesure de la masse via la mesure de la section efficace en fonction de l'énergie est donc plus précise pour les sélectrons en général.

De plus la polarisation des faisceaux joue un rôle important dans l'identification des nombres quantiques des particules. Les sélectrons peuvent être produits dans la voie s uniquement si les hélicités de l'électron et du positron dans l'état initial sont opposées, l'état intermédiaire étant un vecteur (γ et Z). Avec des faisceaux polarisés, il est possible de supprimer la voie s en mettant en collision des faisceaux d'hélicité identique et dans la voie t d'identifier le partenaire supersymétrique via la charge électrique et ainsi vérifier les nombres quantiques des particules. Le ILC permettra également de mesurer le spin des sleptons avec une bonne précision. Ceci est un ingrédient important pour prouver qu'il s'agit vraiment de la "super"symétrie.

Pour les neutralinos et les charginos, les mêmes techniques peuvent être appliquées pour mesurer leurs masses : mesures des seuils des spectres de leptons ainsi que mesure de la section efficace en fonction de l'énergie à partir du seuil de production. De plus, des sections efficaces polarisées de toutes les combinaisons possibles permettent d'accéder au contenu en champs de ces particules et de mesurer les paramètres qui interviennent dans leurs matrices de masses (M_1, M_2, μ et $\tan\beta$).

Bien que dans la plupart des scénarios classiques, les masses de squarks et gluinos sont trop grandes pour qu'ils soient produits à l'ILC, les couplages trilinéaires de la troisième génération peuvent engendrer des $\tilde{t}_1$ assez légers qui pourraient être détectés et mesurés (Table 8).

En général, les performances sur les mesures se dégradent quand $\tan\beta$ augmente, car le contenu en tau augmente (le $\tilde{\tau}$ devient plus léger que les autres sleptons et ses couplages sont renforcés). Dans le cas du ILC, la statistique pour les mesures de précision décroit et les mesures bien que possibles sont moins précises que celles faites avec les muons et électrons. Dans le cas du LHC, où les mesures précises sont également basées sur les muons et les électrons, la reconstruction des taus en mode hadronique présentera un défi formidable.

Le gain en statistique apporté par le SLHC permettra de compenser la baisse des rapports d'embranchement en électrons et muons. En général, le SLHC étend l'intervalle de masses où les squarks et les gluinos pourraient être découverts de 2.5 TeV à 3 TeV [33, 93].

4 Complémentarité LHC/ILC

Les techniques de détection du LHC et d'un ILC (pouvant atteindre 1 TeV) sont complémentaires. Pour quantifier les effets de cette propriété, une étude a été menée pour les valeurs de paramètres montrées dans la Table 9 (denommé SPS1a [102] dans la suite). Le spectre de mSUGRA contient un boson de Higgs léger, les autres bosons de Higgs ont des masses de l'ordre de 400 GeV, les squarks et gluinos ont des masses de l'ordre de 550 GeV, les masses des sleptons légers vont de 150 GeV à 200 GeV, celles des neutralinos et charginos s'étendant jusqu'à 370 GeV. Ce choix de paramètres ne favorise aucune des deux machines. De plus, avec un léger ajustement de m_0, il est compatible avec les contraintes de la matière noire. Les erreurs ont été estimées d'une manière cohérente pour les deux machines [95, 99, 100, 101].

	m_{SPS1a}	LHC	ILC	LHC+ILC		m_{SPS1a}	LHC	ILC	LHC+ILC
h	111.6	0.25	0.05	0.05	H	399.6		1.5	1.5
A	399.1		1.5	1.5	$H+$	407.1		1.5	1.5
χ_1^0	97.03	4.8	0.05	0.05	χ_2^0	182.9	4.7	1.2	0.08
χ_3^0	349.2		4.0	4.0	χ_4^0	370.3	5.1	4.0	2.3
$\chi_1^\pm$	182.3		0.55	0.55	$\chi_2^\pm$	370.6		3.0	3.0
$\tilde{g}$	615.7	8.0		6.5					
$\tilde{t}_1$	411.8		2.0	2.0					
$\tilde{b}_1$	520.8	7.5		5.7	$\tilde{b}_2$	550.4	7.9		6.2
$\tilde{u}_R$	551.0	19.0		16.0	$\tilde{u}_L$	570.8	17.4		9.8
$\tilde{d}_R$	549.9	19.0		16.0	$\tilde{d}_L$	576.4	17.4		9.8
$\tilde{s}_R$	549.9	19.0		16.0	$\tilde{s}_L$	576.4	17.4		9.8
$\tilde{c}_R$	551.0	19.0		16.0	$\tilde{c}_L$	570.8	17.4		9.8
$\tilde{e}_R$	144.9	4.8	0.05	0.05	$\tilde{e}_L$	204.2	5.0	0.2	0.2
$\tilde{\mu}_R$	144.9	4.8	0.2	0.2	$\tilde{\mu}_L$	204.2	5.0	0.5	0.5
$\tilde{\tau}_1$	135.5	6.5	0.3	0.3	$\tilde{\tau}_2$	207.9		1.1	1.1
$\tilde{\nu}_e$	188.2		1.2	1.2					

Table 8: Masses prédites de SUSPECT [98] et erreurs en GeV expérimentales attendues du point SPS1a [99].

Comme on le voit dans la Table 8, issue du groupe de travail sur la complémentarité LHC-ILC [95], le LHC a ses points forts dans la découverte et la mesure des sparticules de l'interaction forte. Il est également capable de détecter et mesurer des sleptons et des neutralinos. Le ILC a ses points forts dans la découverte et la mesure des neutralinos et des charginos, du spectre des bosons de Higgs complet, des sleptons avec une grande précision, mais aussi du stop.

La mesure de la masse de la LSP à l'ILC, plus précise de deux ordres de grandeurs qu'au LHC, si elle est injectée dans les analyses du LHC permettra de réduire significativement les erreurs sur la mesure de la masse des sparticules, comme le montre la Table 8.

Cet exemple montre la complémentarité d'une manière frappante pour les mesures directes, mais le but ultime n'est pas uniquement la mesure des propriétés des particules, mais la mesure des paramètres fondamentaux qui gouvernent la théorie, ici la brisure de la supersymétrie.

	SPS1a	LHC	Δ_{LHC}	ILC	Δ_{ILC}	LHC+ILC	$\Delta_{\mathrm{LHC+ILC}}$
m_0 (GeV)	100	100.03	4.0	100.03	0.09	100.04	0.08
$m_{1/2}$ (GeV)	250	249.95	1.8	250.02	0.13	250.01	0.11
$\tan\beta$	10	9.87	1.3	9.98	0.14	9.98	0.14
A_0 (GeV)	-100	-99.29	31.8	-98.26	4.43	-98.25	4.13

Table 9: Résumé des ajustements mSUGRA au point SPS1a: valeurs vraies, valeurs ajustées et leurs erreurs pour $\mu > 0$. Les valeurs "expérimentales" sont dans la Table 8.

La première approche est "top-down" : on détermine les paramètres mSUGRA. Supposant que les corrélations expérimentales et les erreurs théoriques sont négligeables, le résultat est montré dans la Table 9 [94, 96].

Les mesures de m_0 et $m_{1/2}$ sont très précises, mais la sensibilité des masses pour $\tan\beta$ et A_0 est significativement plus petite. Les résultats pour le LHC tout seul sont en général moins précis par un ordre de grandeur par rapport à l'ILC. Avec l'hypothèse mSUGRA comme scénario d'unification, l'ajustement est surcontraint et les mesures des squarks et gluinos au LHC ont peu d'effet. Notons toutefois, que la détermination de A_0 sera certainement détériorée après la prise en compte de l'erreur théorique de 3 GeV sur m_h [103]. Les erreurs expérimentales attendues représentent donc aussi un défi pour la communauté théorique relevé par le projet SPA (Supersymmetric Parameter Analysis).

L'approche "top-down", motivée par une théorie est certes attractive, mais il est plus intéressant de mesurer les paramètres à l'échelle électrofaible sans imposer l'unification à l'échelle GUT et de vérifier cette unification. Le même ensemble de données peut être ajusté au MSSM à l'échelle électrofaible (avec 24 paramètres): $\tan\beta$ comme dans mSUGRA, plus trois masses de jaugino pour la brisure douce de supersymétrie M_i, le paramètre de masse du Higgsino μ, la masse du boson de Higgs pseudoscalaire m_A, les masses de brisure douce pour les sfermions droits, $m_{\tilde{f}_R}$, les masses pour les sfermions doublet gauche, $m_{\tilde{f}_L}$ ainsi que les couplages tri-linéaires de la troisième génération $A_{t,b,\tau}$.

Le LHC a l'avantage de mesurer les paramètres du secteur des squarks et gluinos et les paramètres de la première et deuxième génération de sleptons sont mesurés avec une précision de l'ordre du pourcent. Tous les paramètres de masses de jaugino peuvent être mesurés. Le ILC apporte de l'information marginale au secteur des squarks, mais les mesures de tous les paramètres, en particulier des sleptons et jauginos sont beaucoup plus précises qu'au LHC. La supériorité d'une combinaison LHC+ILC est évidente: aucun paramètre ne doit être fixé artificiellement: le LHC permet de réduire l'erreur dans le secteur faible (M_2) et le ILC dans le secteur des squarks de la troisième génération (grâce au $\tilde{t}_1$).

La bonne précision sur les paramètres de brisure permet de connaître le contenu en champs du LSP et donc, en plus de sa masse, de connaître ses couplages avec précision. Ceci permet ainsi de voir si cette LSP est un bon candidat pour la matière noire froide et de faire le lien avec les expériences de recherche directe de la matière noire.

Une mesure complète de tous les paramètres à l'échelle électrofaible est particulièrement importante pour l'étude de scénarios de grande unification de forces. Ces scénarios relient des sous-secteurs de l'espace de paramètres qui sont indépendants à l'échelle électrofaible. Une telle étude a été menée dans [97] et montre que l'unification des couplages de jauges, l'unification des masses de brisure des jauginos et des secteurs

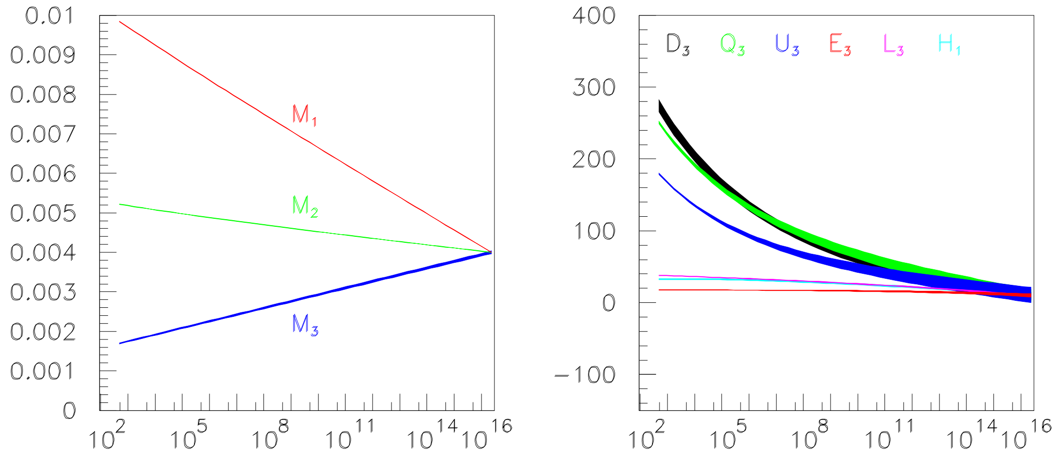


Figure 15: A gauche, évolution de l'inverse des masses de brisure des jauginos ($1/M_i$) en fonction de l'échelle en GeV; à droite, termes de brisure de la troisième génération des sfermions en fonction de l'échelle en GeV: les masses carrées de brisure douce pour les sfermions droits, $m_{\tilde{f}_R}$ (E_3, U_3, D_3) et les masses pour les sfermions doublet gauche $m_{\tilde{f}_L}$ (Q_3, L_3) (en 10^3 GeV^2). L'unification des paramètres à 10^{16} GeV est démontrée [97].

des sfermions peuvent être mises en évidence avec une extrapolation vers 10^{16} GeV (Figure 15). Une telle étude complète n'est possible avec précision que par la combinaison du LHC et du ILC.

5 Liens avec la cosmologie

Le Modèle Standard de la cosmologie est décrit dans le document du groupe de travail correspondant. Rappelons juste que l'on note Ω la densité d'énergie de l'univers aujourd'hui (en unités de la densité critique $\rho_c \equiv 3/8\pi G$), et Ω_m, Ω_r et Ω_Λ les composantes provenant de la matière, du rayonnement et d'une constante cosmologique Λ, et que le modèle prédit $\Omega = 1$. La mesure du fond micro-onde cosmologique permet de contraindre les paramètres cosmologiques, et les données récentes de WMAP [104] (interprétées dans le cadre d'un modèle particulier) impliquent que 90% de la matière de l'univers est non visible. La nature de cette "matière noire" reste à déterminer.

Cette matière noire pourrait être constituée de particules "reliques" ayant survécu au Big Bang. Ces particules doivent être neutres et stables, ou avoir une durée de vie comparable à l'âge de l'univers. Leur taux d'interactions avec la matière ordinaire et leur taux d'annihilation doivent être faibles : dans ce contexte, une des possibilités est la matière noire froide, composée de particules non relativistes, dont la masse peut valoir de quelques GeV à quelques TeV. Génériquement appelées WIMPs, un candidat supersymétrique est le neutralino le plus léger, χ_1^0.

Des recherches directes de WIMPs au voisinage de la Terre ont été menées, notamment par l'expérience Edelweiss. L'interaction d'un WIMP avec la matière se détecte par la mesure de l'énergie de recul d'un noyau du cristal du détecteur, et par un signal d'ionisation. L'absence de signal donne une limite supérieure sur la section efficace d'interaction en fonction de la masse du WIMP [105].

La recherche directe de la LSP a été effectuée au LEP, où l'absence de signal a été traduite en termes de limite inférieure sur la masse du neutralino à 50 GeV dans le modèle mSUGRA [81]. Cette recherche pourra être poursuivie au LHC et à l'ILC.

Selon une étude d'Ellis et al [106], les données de WMAP impliquent une limite supérieure sur la masse de la LSP. Dans le cadre de mSUGRA, on a $m_{\chi_1^0} \leq 500$ GeV avec $\tan\beta \leq 45$ et $\mu > 0$, ou avec $\tan\beta \leq 30$ et $\mu < 0$.

Le jeu de paramètres SPS1a est compatible avec les contraintes de WMAP, à de petits ajustements près (m_0 doit être diminué de 30 GeV, et A_0 de 200 GeV) qui ne changent pas fondamentalement la phénoménologie et les erreurs expérimentales attendues. Par conséquent, la mesure des paramètres supersymétriques au LHC permet de contraindre la densité relique avec une précision de l'ordre de 3% [107]. L'étude ne peut pas être généralisée facilement.

Les limites cosmologiques favorisent en général la supersymétrie à basse énergie, avec des particules assez légères pour être étudiées au LHC et à l'ILC. Il existe toutefois des régions où les particules supersymétriques seraient très lourdes [106]. En particulier, dans les points focaux, dans les régions d'annihilation rapide ou dans les queues des régions de co-annihilation (avec une faible différence de masse entre la LSP et le stau), seul le boson de Higgs le plus léger pourrait être observable au LHC.

Au ILC, une étude a été menée dans une autre région permise par les données de WMAP, i.e $m_0 \sim 100$ GeV et $m_{1/2} \sim 500$ GeV [108] . Bien que la détection du stau soit difficile, une précision sur la mesure de $\Omega_m h^2$ de quelques pourcents pourrait être atteinte.

IV Alternatives

La remarquable (quasi-)convergence des couplages fort et électrofaible à une échelle dite de "Grande Unification" (GUT) autour de $M_{\mathrm{GUT}} = \mathcal{O}(10^{16}$ GeV) demeure un fait empirique sans explication profonde dans le cadre du Modèle Standard (MS). Même l'unification des forces électromagnétique et faible n'est que partielle: le modèle ne prédit pas l'intensité relative des couplages g et g' associés aux groupes SU(2) et U(1). L'hypothèse d'une Grande Unification à une échelle M_{GUT} engendre également un problème de hiérarchie de jauge. Dans le secteur électrofaible, la masse du boson de Higgs est instable et sujette à des corrections de renormalisation divergeant quadratiquement pour des échelles d'interactions Λ très supérieures à l'intensité du champ de Higgs dans son état fondamental sur le vide $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \simeq 246$ GeV. Il peut donc y avoir un problème à expliquer l'existence d'une hiérarchie $\Lambda_{\mathrm{GUT}} \gg \Lambda_{\mathrm{EW}}$ en présence des corrections quantiques. Nous avons vu dans la section"Supersymétrie à basse énergie" que l'introduction de la supersymétrie globale dans les théories de Grande Unification, ou la supersymétrie locale en Supergravité, permet de stabiliser la masse du boson de Higgs à l'échelle électrofaible à condition que la masse des sparticules soit à l'échelle du TeV. Des alternatives pour le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible en absence de supersymétrie seront discutées dans la section "Higgs lourd ou absent".

En plus des problèmes liés au mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible et à la hiérarchie, le Modèle Standard possède un problème de structure ou de "saveurs" qui ne serait pas résolu (et possiblement même aggravé [109]) par la seule découverte du boson de Higgs ou de la supersymétrie, la valeur des nombreux paramètres libres du Modèle Standard, comme les masses des fermions et leur mélange, et l'intensité relative des couplages de jauges, n'y trouvant pas d'explication. Le Modèle Standard incorpore trois générations de fermions, et une conservation absolue des nombres leptoniques et baryoniques, qui reste inexpliquée. Il ne fournit pas d'explication profonde pour l'annulation exacte des anomalies, qui repose, pour chaque génération, sur des arrangements particuliers des multiplets de fermions dans le secteur électrofaible mais aussi sur l'existence de degrés de liberté de couleur pour les quarks. Ces questions motivent une recherche de la phénoménologie spécifiquement reliée à une extension du groupe de jauge nécessaire pour réaliser une Grande Unification et sont discutées dans la section "Symétries Etendues".

Il y a une autre avenue qui a suscité un intérêt et des développements théoriques considérables ces dernières années. Les modèles avec dimensions supplémentaires, plutôt que de suivre l'approche conventionnelle en cherchant à expliquer pourquoi l'échelle électrofaible est tellement plus petite que l'échelle de Planck, incluent d'emblée la gravité, et ouvrent ainsi une voie alternative pour résoudre le problème de la hiérarchie. Ces modèles seront discutés dans la section "Dimensions Supplémentaires".

1 Contraintes sur la physique à découvrir

On revient dans cette section sur les types de modèles permettant de contourner les contraintes électrofaibles sur la masse du boson de Higgs tout en préservant les valeurs mesurées des paramètres S et T. Les perspectives de découverte des particules mentionnées ici sont données dans les sections suivantes.

Le premier type de modèles introduit des contributions provoquant un décalage négatif en S, par l'introduction d'un champ scalaire se transformant sous la symétrie $SU(2)_L \times SU(2)_R$, et les représentations possibles, de rang $\mathrm{j_L}$ sous $SU(2)_L$ et $\mathrm{j_R}$ sous $SU(2)_R$ sont notées $(\mathrm{j_L}, \mathrm{j_R})$. Après brisure spontanée de symétrie, on obtient des multiplets de rang J compris entre $\mathrm{J} = \mathrm{j}_- = |\mathrm{j_L} - \mathrm{j_R}|$ et $\mathrm{J} = \mathrm{j}_+ = |\mathrm{j_L} + \mathrm{j_R}|$. On peut montrer que le décalage en S, fonction du choix de j_- et j_+, est alors proportionnel à $\ln(M/m)$, M étant la masse de la particule la plus lourde du multiplet,et m la masse la plus faible. Ces études concluent que l'introduction de particules de masse 100 à 300 GeV permettent d'accomoder un boson de Higgs de 500 GeV [110].

Le second type de modèles agit sur T, et dans une moindre mesure sur S. Ces modèles comprennent de nouveaux bosons vecteurs, dont un boson neutre Z' [111]. Dans le cas du groupe de jauge $SU(2)_L \times SU(2)_R$, on peut montrer qu'il est possible de compenser l'effet d'un boson de Higgs de 500 GeV par la présence d'un boson Z' de masse $\mathrm{M} \approx 2$ TeV [112]. Des bosons vecteurs neutres apparaissent aussi dans les modèles E_6 ou $SO(10)$ par exemple, dont les prédictions dépendent notamment du mélange des bosons Z et Z'. Dans tous ces modèles, il est possible d'obtenir la compensation requise par la présence d'un Higgs de masse 500 GeV à condition que la masse du Z' ne soit pas plus grande que de l'ordre de 1.5 TeV [112].

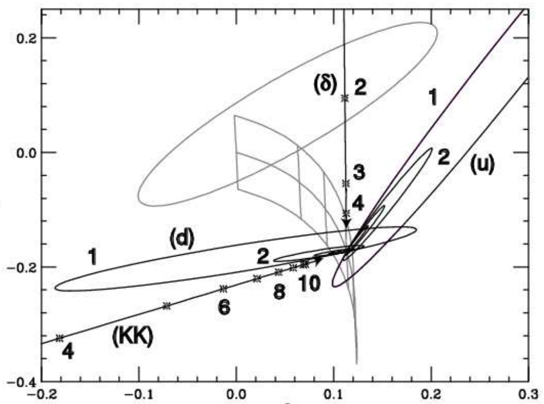


Figure 16: Ajustement des données électrofaibles dans le cadre de différents modèles incluant un boson Z' et un boson de Higgs de masse $m_H = 500$ GeV: (u),(d) modèles E_6; (δ) modèle symétrique droite-gauche; (KK) modèle de dimensions supplémentaire. Les chiffres correspondent à $m_{Z'}$ indiqué sur la figure en TeV [31] .

Les modèles prévoyant des bosons de jauge supplémentaires peuvent aussi être inclus dans le contexte d'une extension des symétries d'espace-temps via l'introduction de dimensions supplémentaires. Les bosons de jauge sont décrits dans un espace de dimension supérieure, compactifié en notre espace-temps habituel. Dans ce cadre, les nouveaux bosons vecteurs sont vus comme des excitations de Kaluza-Klein des bosons de jauge W

et Z du MS. Ces modèles sont intéressants car ils introduisent des compensations (aux corrections radiatives des observables électrofaibles) entre les nouveaux bosons et Higgs lourd. Ainsi, on peut montrer que ces modèles peuvent accomoder des Higgs lourds de masse de 300-500 GeV pour des masses de boson $\mathrm{M_{KK}} \approx 3-5$ TeV [113], voir Fig. 16.

Le troisième type de modèles met en jeu des doublets fermioniques de $SU(2)$, de masse supérieure à 1 TeV, et présentant une forte asymétrie de masse entre les partenaires du multiplet, et la contribution à S et T d'un boson de Higgs lourd est compensée par un terme proportionnel à $(\mathrm{m_U^2} - \mathrm{m_D^2})/(\mathrm{m_U^2} + \mathrm{m_D^2})$. Ce procédé est à la base du modèle de "topcolor seesaw" [114], dans lequel le mécanisme nécessaire à la brisure de la symétrie électrofaible inclut un fermion χ singulet de $\mathrm{SU(2)_L}$. Dans ce cadre, la compensation est assurée pour une masse de $\mathrm{M}_\chi \approx 5$ TeV. Certains modèles de technicouleur permettent aussi de préserver l'accord avec les données électrofaibles. Ces modèles, outre qu'ils ne comprennent pas de secteur de Higgs, ne prévoient aucune particule détectable en-deça de la résonnance ρ_T aux environ de 2 TeV.

Les exemples ci-dessus indiquent que s'il est possible d'échapper aux contraintes du MS sur la masse du Higgs, c'est toujours au prix de l'introduction de nouvelles particules de masses de l'ordre du TeV. La recherche de ces particules est discutée dans la suite.

2 Boson de Higgs lourd ou absent

Le potentiel de découverte d'un boson de Higgs de masse élévée (au-delà de la limite autorisée par les ajustement électrofaibles dans le cadre du Modèle Standard) est discuté dans la suite, ainsi que la diffusion de bosons de jauge à haute énergie.

2.1 Découverte et mesure d'un boson de Higgs lourd

Pour des masses supérieures à 300 GeV, le boson de Higgs n'est plus standard mais pourrait néanmoins se désintègrer préférentiellement en paires de bosons de jauge comme un Higgs du Modèle Standard. Les études prospectives réalisées jusqu'ici s'appuient sur cette hypothèse.

Au LHC, jusqu'à $m_H \sim$700 GeV, le mode de détection principal est la désintégration $H \to ZZ \to 4l$. A plus haute masse, on exploite les désintégrations semi-leptoniques $H \to WW \to l\nu jj$, et $H \to ZZ \to lljj$, qui permettent de couvrir le domaine de masse jusqu'à 1 TeV. Tout le domaine de masse sera couvert à l'issue du programme de basse luminosité (après 30 fb^{-1}). La Figure 17 montre les signaux attendus pour deux hypothèses de masse.

Avec 300 fb^{-1}, on attend une précision sur la masse du boson de Higgs de 0.2% dans la partie basse du domaine (masse inférieure à 700 GeV), grâce aux modes purement leptoniques. La précision attendue se dégrade quand m_H augmente, pour atteindre environ 1% pour $m_H \sim$900 GeV. Cette dégradation est dûe à l'augmentation de la largeur naturelle du boson de Higgs, et à la moins bonne résolution expérimentale sur les modes semi-leptoniques. Dans les modes à quatre leptons, la largeur peut être mesurée avec une précision inférieure à 10% jusqu'à m_H= 700 GeV [62].

Au collisionneur linéaire, la découverte est possible jusqu'à la limite cinématique par les processus $\mathrm{e^+e^-} \to hZ$ et $\mathrm{e^+e^-} \to \nu\nu H$ [115]. Les rapports d'embranchement en WW

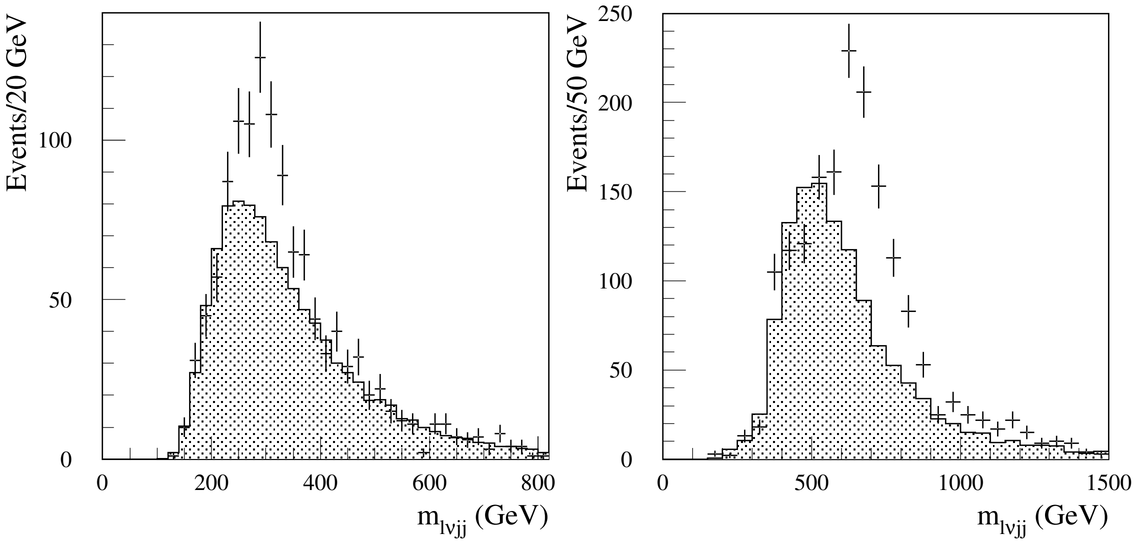


Figure 17: Spectre en masse attendus pour un boson de Higgs de masse 300 GeV (à gauche) et 600 GeV (à droite), dans le mode $H \to WW \to l\nu jj$, avec 30 fb^{-1}. Les histogrammes grisés représentent le bruit de fond (provenant essentiellement de $t\bar{t}$), et les points représentent le signal attendu dans ATLAS.

et ZZ peuvent être mesurés avec une précision de l'ordre de 9% et 17%, respectivement. En exploitant une reconstruction complète des états finals $hZ \to qqqqll$, une précision de 0.4% est attendue sur la masse, et d'environ 25% sur la largeur. Contrairement au cas du LHC, la relative faiblesse de l'échantillon empêche l'exploitation d'états finals entièrement leptoniques. Ces chiffres sont donnés pour m_H =320 GeV [116], et se dégradent quand m_H augmente.

2.2 Mesure de la diffusion de bosons de jauge à haute énergie

Si le boson de Higgs est absent, et si aucune particule nouvelle n'a été découverte, les effets de la brisure de symétrie électrofaible restent accessible par le biais des interactions entre bosons de jauge longitudinaux.

Il est possible de décrire les interactions de bosons de jauge à haute énergie de manière générique, dans le formalisme de la théorie perturbative chirale (voir par exemple [117]). Dans cette approche, le Lagrangien de diffusion $VV \to VV$ contient deux termes, dont les couplages respectifs sont notés a_4 et a_5 dans la suite. Dans le cas particulier du MS, on a $a_4 = 0$ et $a_5 = \frac{v^2}{8m_H^2}$, et la théorie est unitaire.

En l'absence du boson de Higgs, a_4 et a_5 sont des paramètres libres, et le Lagrangien chiral ne respecte pas l'unitarité. On peut imposer l'unitarité en décomposant les amplitudes en ondes partielles, et en imposant des relations supplémentaires entre celles-ci. Plusieurs mécanismes sont possibles [118], et purement *ad hoc* en l'absence d'hypothèses supplémentaires sur la symétrie ou le contenu en champs de la théorie.

La phénoménologie résultante dépend des valeurs prises par a_4 et a_5, et du choix (arbitraire) du mécanisme d'unitarisation. Si $a_4 = 0$ et $a_5 > 0$, apparaît une résonance scalaire, comme dans le cas du MS avec boson de Higgs, mais dont l'intensité n'est pas reliée à la symétrie du modèle. Une résonance vectorielle apparaît quand $a_4 > 0$. Si $a_4 = a_5 = 0$, on obtient une phénoménologie pauvre, sans résonance, où la section efficace

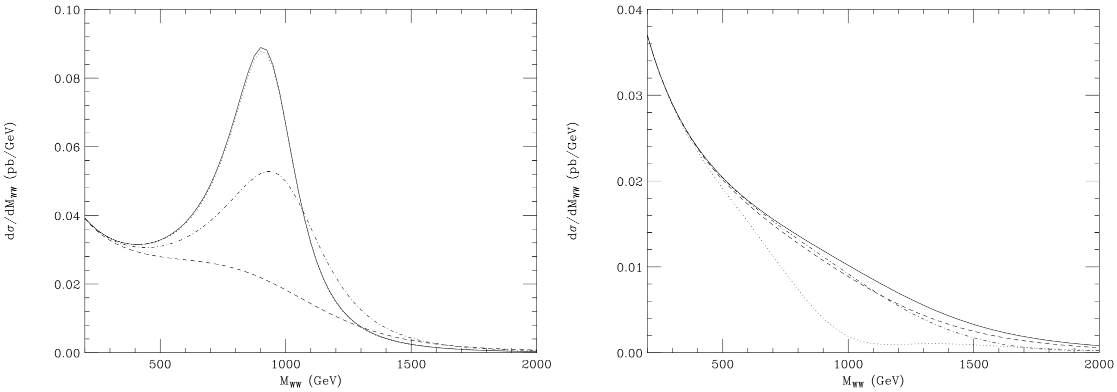


Figure 18: Résonance scalaire en diffusion $WW \to WW$, obtenue avec $a_4 = 0$ et $a_5 = 0.003$ (à gauche). Scénario sans résonance, $a_4 = a_5 = 0$ (à droite). Les différents traits correspondent à différents mécanismes d'unitarisation [117].

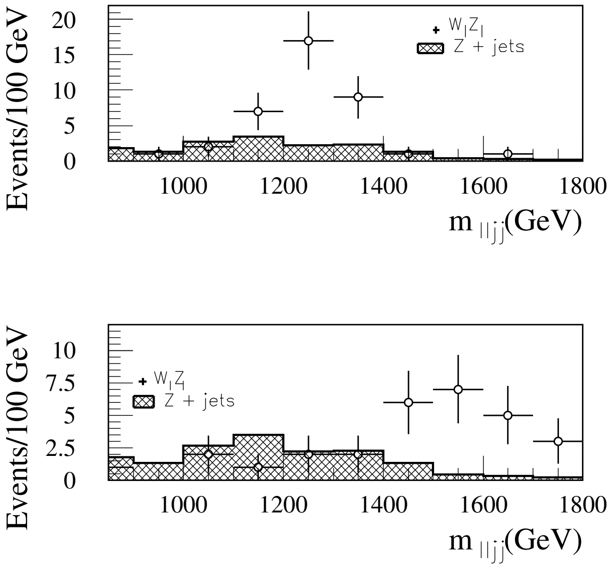


Figure 19: Deux exemples de résonances vectorielles en diffusion $WZ \to WZ$. Les histogrammes grisés représentent le bruit de fond standard, et les points représentent l'observation attendue dans ATLAS pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1}.

de diffusion sature la limite autorisée par la condition d'unitarité. Deux cas typiques sont montrés en Figure 18.

Au LHC, les résonances peuvent être observées dans les états finals $WW \to l\nu jj$ (comme pour le cas du boson de Higgs lourd, voir la section précédente), ou $WZ \to lljj$. L'observation ne pose dans ce cas pas de problème de principe (le signal est bien au-dessus du fond), mais la faiblesse des sections efficaces requiert l'accumulation d'une luminosité intégrée importante. La Figure 19 illustre ce qu'on peut observer avec ATLAS, dans le cas d'une résonance vectorielle en diffusion $WZ \to WZ$.

Pour un collisionneur linéaire, il est nécessaire de disposer de l'énergie dans le centre de masse e^+e^- la plus importante possible. L'énergie des collisions WW est beaucoup plus faible, et l'observation est possible pour des résonances suffisamment légères, $\lesssim 1$ TeV. Pour des valeurs plus élevées une déviation de la section efficace peut rester observable.

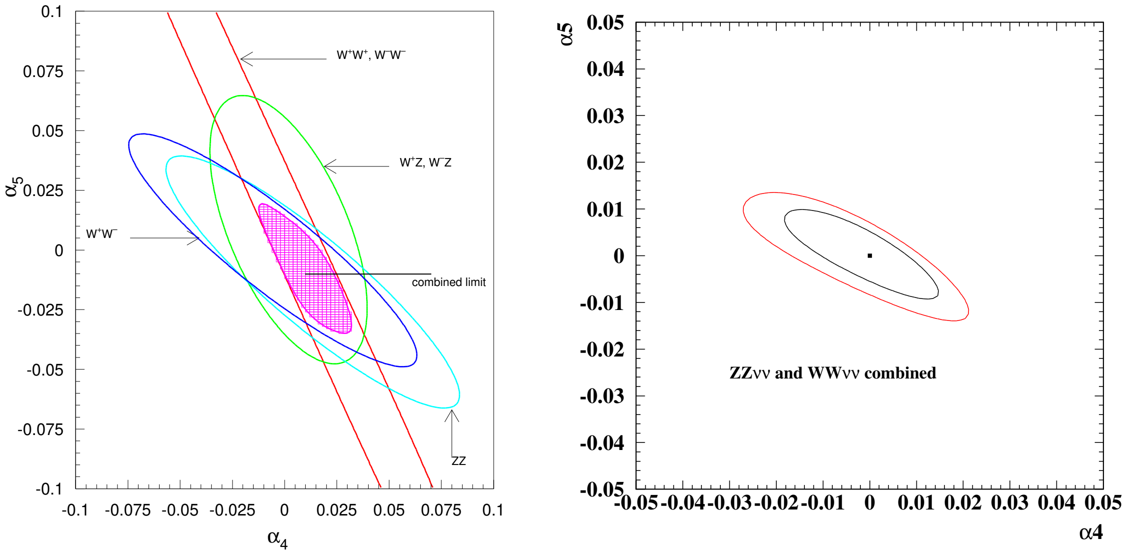


Figure 20: Précision attendue sur les paramètres a_4 et a_5 grâce à l'analyse de la diffusion de bosons de jauge à haute énergie, au LHC (à gauche) et à l'ILC fonctionnant à $\sqrt{s} = 800$ GeV (à droite).

Le cas où $a_4 = a_5 = 0$ est important, car il représente le minimum de l'effet qui doit être imputé à l'interaction faible à haute énergie. C'est donc un test important : les machines futures ne sont sures d'observer les effets de la brisure de symétrie électrofaible que si elles sont sensibles à ce cas de figure. Au LHC, au terme de la prise de données, un effet de cinq déviations standard est attendu; un collisionneur linéaire à 1 TeV produirait un effet d'ampleur similaire. Le signal n'est pas résonant, et vient sur un bruit de fond important dont le contrôle, théorique et expérimental, est crucial.

La Figure 20 [95] illustre la détermination des paramètres a_4 et a_5 au LHC et à l'ILC, en combinant l'analyse des processus $WW \to WW$ et $ZZ \to ZZ$. Une précision de l'ordre du pourcent est obtenue dans les deux cas. Il est important de comprendre que ces résultats sont obtenus dans un contexte particulier: le mécanisme d'unitarisarion, utilisé pour prédire les signaux, est supposé connu lors de l'extraction des résultats. Sans cet artifice, il n'est pas possible de remonter directement a_4 et a_5. Autrement dit, l'analyse de ces processus ne renseigne pas par elle-même sur la nature de la brisure de la symétrie électrofaible, mais peut être utilisée pour contraindre des modèles explicites définis préalablement.

3 Symétries étendues

Si, comme évoqué plus haut, la physique est invariante sous des groupes de jauge plus grands, de nouveaux bosons de jauge apparaissent nécessairement dans le spectre. Le plus souvent, ces groupes de jauge agissent également sur des multiplets plus grands, entrainant l'apparition de nouveaux fermions. Ces deux aspects sont évoqués ci-dessous.

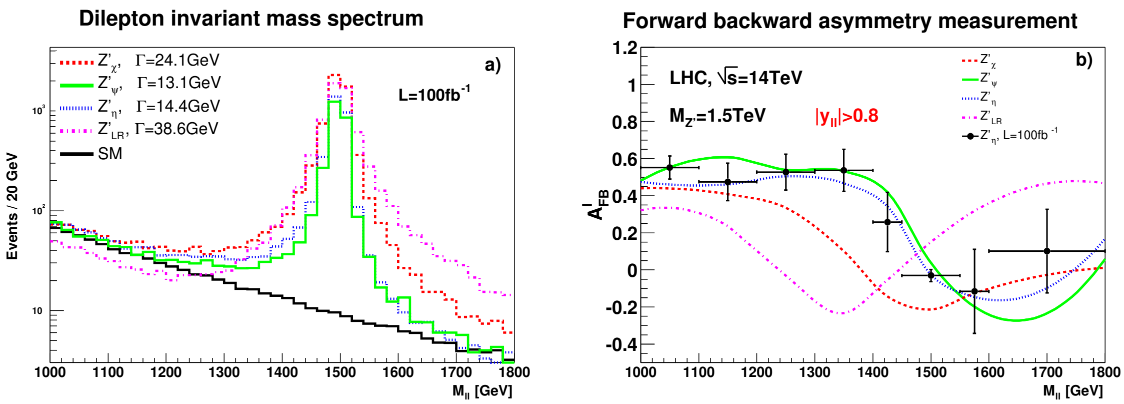


Figure 21: Distributions en masse et asymétrie pour un boson Z' au LHC. Différents modèles sont représentés [119].

3.1 Nouveaux bosons de jauge

Bien que le plus souvent motivés par différents modèles explicites de grande unification, il est possible de paramétrer ces états dans un cadre général.

Si W_1 et W_2 sont les bosons de jauge chargés figurant dans le Langrangien, les états physiques W et W' résultent en général de leur mélange. Similairement, le mélange entre les bosons de jauge neutres habituels et un éventuel vecteur supplémentaire donne lieu aux états physiques γ, Z et Z'. Si on note $g_{V,A}$ les couplages vectoriel et axial de l'un de ces bosons à un fermion (ou un doublet fermionique) donné, et M sa masse, la phénoménologie est entièrement spécifiée. On peut alors mesurer ces paramètres indépendamment des modèles, et interpréter les résultats dans des modèles donnés.

Certains des résultats donnés dans la suite correspondent à des modèles spécifiques sur lesquels on ne s'étendra pas; des détails peuvent être trouvés dans la bibliographie.

Les recherches actuelles, menées au Tevatron, n'ont pas mis en évidence de nouveau boson de jauge, et sont interprétées dans des modèles spécifiques. Un boson Z' répliquant celui du MS est exclu en dessous de 750 GeV. Dans des modèles de grande unification ou à dimensions supplémentaires, ses couplages aux fermions sont en général dilués, et les limites varient de 570 à 650 GeV. Des limites similaires sont obtenues pour le W'. Au terme du Run II, le Tevatron sera sensible à des masses s'élevant à environ 1.2 TeV, en fonction des modèles.

Au ILC, le Z' est produit dans le processus $e^+e^- \to f\bar{f}$, et visible jusqu'à la limite cinématique, soit $\sqrt{s_{max}} = 1$ TeV. Le LHC est capable de découvrir de telles particules jusqu'à environ 5 TeV, à l'aide des processus $q\bar{q} \to l^+l^-$. La Figure 21 illustre le spectre en masse attendu pour quelques cas particuliers, après un an à haute luminosité. Les asymétries peuvent aussi être mesurées avec une précision suffisante pour discriminer différentes classes de modèles. Le SLHC augmente la sensibilité jusqu'à environ 6 TeV.

Un éventuel W' est produit en collisions hadroniques dans le processus $qq' \to l\nu$, avec une visibilité similaire à celle obtenue pour le Z'. Le W' doit être produit par paires au ILC, d'où une fenêtre de masse accessible réduite à environ 500 GeV.

A basse énergie ($\sqrt{s} << M$), le nouveau boson de jauge induit une interaction effective à quatre fermions, de couplage effectif $g'_{\text{eff}} = g'_{V,A}\sqrt{s}/M$. On peut dans ce cas détecter sa présence par des déviations par rapport au MS de la section efficace de production de paires de fermions, grâce aux effets d'interférence entre le Z' et les bosons de jauge connus. On a, dans ce cas, accès principalement au couplage g'_{eff}.

Si la masse du Z' n'est pas trop grande (inférieure à 2 TeV), on peut, en combinant les données prises à plusieurs énergies, observer la variation de g'_{eff} et contraindre ainsi M. Au LHC, de telles mesures sont possibles mais la précision est limitée, notamment par les incertitudes sur les fonctions de structure du proton. La Figure 22 donne un exemple de détermination au ILC des paramètres d'un boson Z' au-delà de la limite cinématique.

Si M est compris entre 2 TeV et la limite de sensibilité du LHC, l'injection de la mesure de M au LHC dans les couplages effectifs mesurés au ILC permet de normaliser ces derniers, donnant ainsi accès à leur valeur absolue. Cet exemple montre de fa con remarquable la complémentarité des deux machines.

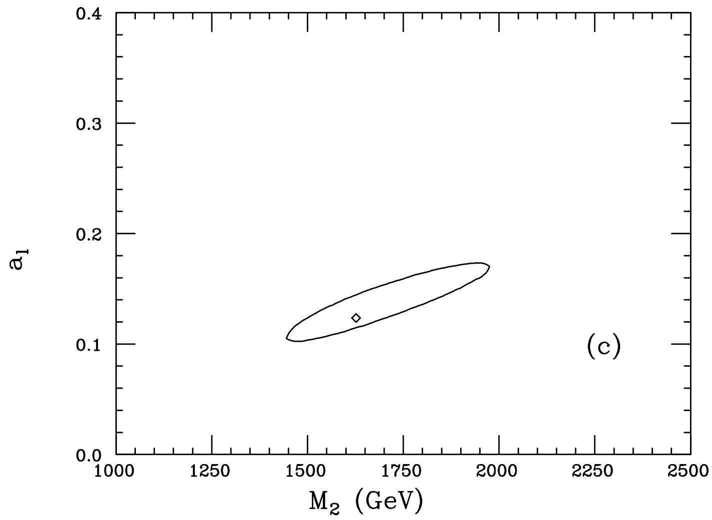


Figure 22: Précision sur la masse d'un boson Z' et sur la composante axiale de son couplage. On a supposé une luminosité intégrée de 70, 100 et 150 pb^{-1} à $\sqrt{s}$=0.5, 0.75 et 1 TeV respectivement, et pris en compte les sections efficaces et les asymétries. Le Z' est au-delà de la limite cinématique (M=1.625 TeV) [120].

Les effets des nouveaux bosons de jauge peuvent aussi être vus dans les mesures de précision (sur le pic du Z) prévues au ILC, si leur mélange avec les bosons de jauge traditionnels est suffisamment important. La Figure 23 montre, pour quelques modèles spécifiques, ce que le ILC peut exclure par cette voie, et compare aux limites directes données par le LHC.

3.2 Fermions supplémentaires

Si trois générations de fermions sont nécessaires pour décrire la violation de CP, rien n'interdit en principe la présence de générations supplémentaires. L'introduction d'une quatrième génération de leptons (l=N, E) et de quarks (q=U, D) est donc une manière simple d'étendre le Modèle Standard.

La mesure de la largeur du Z au LEP a montré que le nombre de neutrinos légers et couplés au Z est égal à trois [27]. Cette contrainte ne s'applique cependant pas au neutrino plus lourds que $m_Z/2$. Les recherches directes des leptons chargés au LEP donnent des limites sur leurs masses telles que $m_E > 100.8$ GeV [122].

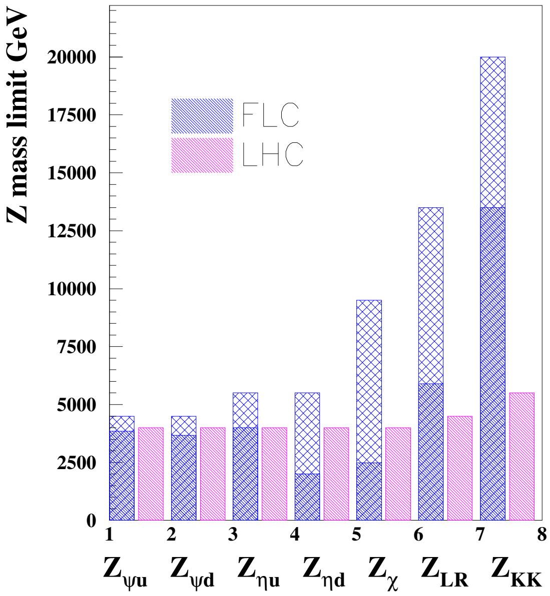


Figure 23: Limites d'exclusion comparées du LHC et du ILC, pour les bosons Z' de différents modèles. Les limites LHC proviennent des recherches directes. Les limites ILC proviennent des mesures de précision au pic du Z (partie foncée) et des sections efficaces $e^+e^- \to f\bar{f}$ à plus haute énergie ([121]).

La sensibilité des recherches dépend du mélange entre la génération supplémentaire et les générations connues. La sensibilité est faible en cas de mélange nul. En cas de mélange faible, la durée de vie du lepton peut être suffisante pour qu'il traverse l'ensemble du détecteur à faible vitesse et soit détectable par la mesure du temps de vol, pour $m_E = 100 - 200$ GeV au LHC [62]. En cas de mélange plus important, il peut être observé à travers la désintégration $E \to \nu W$ et $E \to lZ$. Le ILC est sensible à $m_E < 250$ GeV pour la production de E par paires, et à $m_E < 500$ GeV pour la production individuelle [123].

Les recherches de neutrinos lourds et stables au LEP exclut $m_N < 45$ GeV [124]. Il est possible de rechercher directement des neutrinos lourds à l'ILC dans le processus $e^+e^- \to N\bar{N}\gamma$. Le ILC, fonctionnant à $\sqrt{s} = 500$ GeV , peut accèder à $m_N = 45 - 100$ GeV [125].

En cas de mélange important du neutrino lourd avec les autres générations des leptons ($\sin^2\theta_{eff} = 0.025$) il sera possible de rechercher à l'ILC les désintégrations $N \to lW$ jusqu'à la limite cinématique [123]. La recherche de neutrinos Majorana de masse $m_N <$ 3.4 TeV est possible au LHC avec une luminosité de $300 fb^{-1}$ dans le canal $pp \to W_R \to eN_e$, dans le cadre des modèles symétrique gauche-droite.

Une autre conséquence d'un neutrino lourd $m_N \sim 50$ GeV est la désintégration majoritaire du boson de Higgs en paires $N\bar{N}$ [126]. Si ceux-ci sont stables, le boson de Higgs est alors essentiellement invisible. Les recherches correspondantes à LEP excluent $m_H < 114$ GeV. Au LHC, le Higgs invisible est détectable dans la canal de fusion de bosons vecteurs. Les recherches du Higgs invisible à l'ILC dans le processus $e^+e^- \to HZ$ sont très sensibles, et permettent contrairement au LHC une mesure de la masse [127].

Les résultats des recherches de quarks de 4ème génération au Tevatron, run I se traduisent par des limites d'exclusion jusqu'à 128 GeV [27]. Avec les désintégrations $U \to Wb$ et $D \to Wt$ on peut découvrir le U(D)-quark au LHC en une année de haute luminosité ($L = 100 fb^{-1}$) jusqu'à une masse de 600-700 GeV [62].

4 Recherche de dimensions supplémentaires

Même en l'absence de la réalisation exacte d'une Grande Unification, l'échelle de masse de la théorie électrofaible n'est pas la seule échelle de masse fondamentale connue. Il y a aussi l'échelle de Planck M_{Pl} dérivée de la constante de Newton $M_{Pl} = \sqrt{\hbar c / G_N} \simeq 1.22 \times 10^{19}$ GeV. Il y a donc de toute façon un problème à expliquer l'existence de la hiérarchie $M_{Pl} \gg \Lambda_{EW}$. Il apparaît par conséquent peu vraisemblable que le Modèle Standard soit une théorie fondamentale de la nature devant être valable jusqu'à M_{Pl}. La proximité relative (sur une échelle logarithmique) entre M_{GUT} et M_{Pl} est particulièrement intrigante et pourrait laisser penser qu'une unification des forces fondamentales, voire une explication du spectre de masse (et des lois de conservation) pour les fermions "élémentaires" ne peut être obtenue qu'en intégrant une théorie quantique de la gravitation.

Le Modèle Standard ne fournit aucune piste de connection viable avec une éventuelle théorie quantique de la gravité. Pire encore, le potentiel du champ de Higgs contribue à une densité d'énergie du vide $\rho_H \equiv \left(M_H^2 v^2\right)/8$, ce qui, compte tenu de la limite inférieure de 114.4 GeV obtenue pour M_H dans le cadre du MS par les expériences au LEP, donne $\rho_H \gtrsim 10^8$ GeV^4. Mais lorsqu'on considère la gravitation, l'introduction du terme ρ_H équivaut à introduire une constante cosmologique dans les équations d'Einstein en désaccord par plusieurs dizaines d'ordre de grandeur avec l'observation de l'univers macroscopique qui donne pour la densité d'énergie du vide $\rho_{vide} \lesssim 10^{-46}$ GeV^4. En général le problème de la densité d'énergie du vide est aggravé dans les théories d'unification car elles nécessitent l'introduction de champs de Higgs additionnels. Il faut donc compter sur la découverte éventuelle d'un mécanisme ramenant la contribution à la densité d'énergie du vide à (presque) zéro. Ceci expose de façon dramatique le problème de la compréhension des concepts unifiant les interactions impliquant les particules élémentaires à l'interaction gravitationnelle qui joue sur la fibre de l'espace-temps.

Si la supersymétrie apparaît comme un ingrédient essentiel des théories (e.g. la "M-theory"[128]) qui pourraient permettre une telle unification, une autre caractéristique fondamentale de telles théories est l'existence de dimensions supplémentaires. C'est la possibilité d'effets observables à l'échelle du TeV due à ces dimensions supplémentaires qui est responsable du regain d'intérêt considérable.

L'idée d'introduire des dimensions supplémentaires compactes en physique est déjà ancienne. Elle est liée d'emblée au concept d'unification des interactions fondamentales[1] puis aux principes de symétries de jauge[2].

[1] G. Nordström (1914) puis T. Kaluza (1919,1921) montrent que la relativité générale et l'electromagnétisme peuvent être générées à partir d'une théorie de la gravitation réécrite en cinq dimensions, en assumant simplement que la physique ne dépend pas de (i.e. en intégrant) la cinquième dimension.

[2] O. Klein (1926) relie la mécanique quantique et la gravitation via une équation d'onde en cinq dimensions et introduit plus précisément l'idée de réduction dimensionelle ("compactification" de la cinquième dimension sur un cercle). La notion de compactification fut reprise Bergmann-Einstein (1938) qui la

Le concept de dimensions supplémentaires compactes à la “Kaluza-Klein” est demeuré une curiosité jusqu'à ce qu'on se mette sérieusement à considérer une théorie quantique de la gravité. L'unification dans ce contexte avec les interactions fortes et électrofaibles semble mener inévitablement à la conclusion qu'il doit exister des dimensions supplémentaires d'espace. Le nombre de nouvelles dimensions est le reflet des nouveaux degrés de liberté et de la nouvelle dynamique requis pour pouvoir, au moins en principe, expliquer la structure complexe des saveurs et des familles de fermions dans le Modèle Standard. Aujourd'hui, les cinq théories des supercordes connues à dix dimensions sont reliés par des dualités . Une sixième théorie joue un rôle important dans cette nouvelle image: la "M-theory", une théorie à onze dimensions dont la limite à basse énergie est une théorie de supergravité et qui est reliée aussi aux cordes à dix dimensions.

Une échelle possible pour les dimensions supplémentaires, longtemps pris pour acquis dans les théories de cordes, est l'échelle de Planck. Sept des dix dimensions d'espace sont présumées compactifiées [3] (e.g. à la Kaluza-Klein) à la longueur de Planck de $l_{Pl} \simeq 1.6 \times 10^{-33}$ cm. A une telle échelle, les dimensions supplémentaires resteraient inobservables.

L'échelle caractéristique des dimensions supplémentaires compactes dans les théories de cordes a été remise en cause au cours de la dernière décennie, offrant ainsi la possibilité de refaire contact avec la physique expérimentale. C'est I. Antoniadis [129] qui a suggéré qu'une (ou des) dimension(s) supplémentaire(s) de la théorie des cordes ayant une taille reliée à l'échelle de brisure de la supersymétrie pourrai(en)t être détectée(s) à l'échelle de quelques TeV sans remettre en cause l'unification à l'échelle de Planck. Puis E. Witten [130] a montré qu'en fait la taille des cordes n'est pas à priori contrainte à la longueur de Planck. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulous et G. Dvali [131] ont ensuite proposé un premier cadre général où la force gravitationnelle peut devenir comparable (et donc être possiblement unifiée) aux interactions de jauge à l'échelle électrofaible. Ensuite il a été montré que l'unification des couplages de jauge a basse énergie est possible par l'effet cumulé des excitations des Kaluza-Klein des particules du Modèle Standard qui induisent une variation rapide (en puissance) des couplages de jauge avec l'energie [132].

Ces travaux ont motivé et accompagné une importante révolution conceptuelle qui pourrait éventuellement mener à revoir des notions aussi fondamentale que l'espace et de temps. En attendant, on assiste à un foisonnement considérable de modèles pouvant s'avérer pertinents pour l'observation d'une nouvelle physique à l'échelle du TeV auprès des collisionneurs. Des modèles (ou scénarios) permettant de “résoudre” le problème de la hiérarchie (voire simultanément celui de la constante cosmologique), ou d'engendrer une brisure naturelle de la symétrie électrofaible, sans nécessairement avoir à invoquer un rôle à basse énergie pour la supersymétrie ou de nouvelles interactions de type technicouleur[4]. Des modèles plus ou moins inspirés des théories de super-cordes, et introduisant

relièrent au concept de symétrie de jauge.

[3]S'il existe des mécanismes en théorie des cordes permettant de comprendre comment une dimension peut avoir été contrainte à demeurer compacte à la naissance de l'univers, on ne sait pas démontrer qu'il doit exister exactement trois dimensions d'espace macroscopiques.

[4]Dans des développements récents, on introduit la notion de "déconstruction dimensionnelle" suite aux travaux de N. Arkani-Hamed et al. [133] et C.T. Hill et al. [134] suggérant qu'une théorie de jauge en cinq dimensions peut être reliée à une théorie en quatre dimensions et des symétries de jauges plus étendues (les dimensions supplémentaires "émergeant" alors de façon dynamique). Cette approche permet la construction d'un modèle avec un secteur scalaire supersymetrique trop lourd pour être observable et

une ou plusieurs dimensions supplémentaires "compactes", ou encore des dimensions supplémentaires via une nouvelle métrique "voilée", avec les bosons de jauge et les fermions éventuellement contraints à se propager en quatre dimensions (notre "brane"), ou pouvant se propager comme la gravitation dans toutes les dimensions, etc.

Les dimensions supplémentaires apparaissent comme un ingrédient générique des théories unifiant les quatres interactions fondamentales, au même titre que la supersymétrie. La nouvelle conjecture est que ces deux ingrédients, une supersymétrie "brisée" et des dimensions supplémentaires "cachées" pourraient s'avérer essentiels à l'échelle d'une nouvelle physique, possiblement au TeV.

En attendant le développement de véritables théories, des scénarios simples ont été développés qui permettent de caractériser le type de signaux de découverte attendus aux futurs collisionneurs.

4.1 Dimensions Supplémentaires Compactes

Trois types de modèles à dimensions supplémentaires compactes sont considérés dans la suite.
a) Dans le modèle de Arkani-Hamed, Dimopoulos and Dvali (ADD) [131], n dimensions supplémentaires sont compactifiées chacune sur un cercle de rayon commun R_c. Une nouvelle échelle gravitationnelle M_D est ainsi introduite à $4+n$ dimensions; elle est reliée, via une loi de Gauss appliquée au champ gravitationel pour un volume $V_n = R_c^n$, à l'échelle de Planck usuelle en 4 dimensions via $R_c^n = (\hbar/c)^n M_{Planck}^2 / M_D^{2+n}$. M_{Planck} n'est plus une échelle fondamentale et la faiblesse apparente (du point de vue usuel en 4 dimensions d'espace-temps) de l'interaction gravitationelle résulte de la dilution du champ gravitationel dans les dimensions supplémentaires.

Pour $M_D = \mathcal{O}(\text{ TeV})$, le rayon R_c obtenu varie de 10^{-9} m pour $n = 3$, à 10^{-15} m pour $n = 7$. Soit une échelle d'énergie associée à la compactification $E_c = \hbar/R_c$ variant de 0.1 KeV à 100 MeV. Les interactions décrites par le Modèle Standard, bien vérifiées jusqu'à l'échelle électrofaible, doivent donc être présumées confinées aux 4 dimensions d'espace-temps usuelles. Le cas $n = 2$ ($R_c = 0.1$ mm) est pratiquement exclu pour $M_D \gtrsim 1$ TeV par les tests de précisions de la loi de Newton [5]. Le graviton qui, dans le modèle ADD, se propage donc seul dans les dimensions supplémentaires de tailles finies, apparaît dans notre univers familier comme une "tour" d'états massifs d'excitation ("Kaluza-Klein tower"). C'est l'intégrale sur un grand notre d'états k finement espacés qui donne un couplage effectif important au "graviton".

Trois types de signatures sont envisagés pour les expériences auprès de collisionneurs.

L'échange virtuel d'une tour de gravitons de Kaluza-Klein génère une interaction effective de contact [136] avec un coefficient de couplage $\eta_G = \lambda/M_S^4$, où M_S est une coupure d'échelle supposée proche de l'échelle fondamentale M_D. Parmi les états de spin-0, 1 et 2 des tours de Kaluza-Klein dans le modèle ADD, les gravitons de spin-2 interagissent le plus fortement avec les champs du Modèle Standard de notre univers familier, alors que les graviscalars de spin-0 peuvent se mélanger avec le boson de Higgs, en engendrant une

avec un boson de Higgs de masse allant jusqu'à $M_H \sim 150$ GeV (appelé "Little Higgs").

[5] Le groupe de Eöt-Wash obtient par example [135] une limite supérieure de 0.15 mm (95%CL) pour $n = 2$ par la méthode du pendule de torsion.

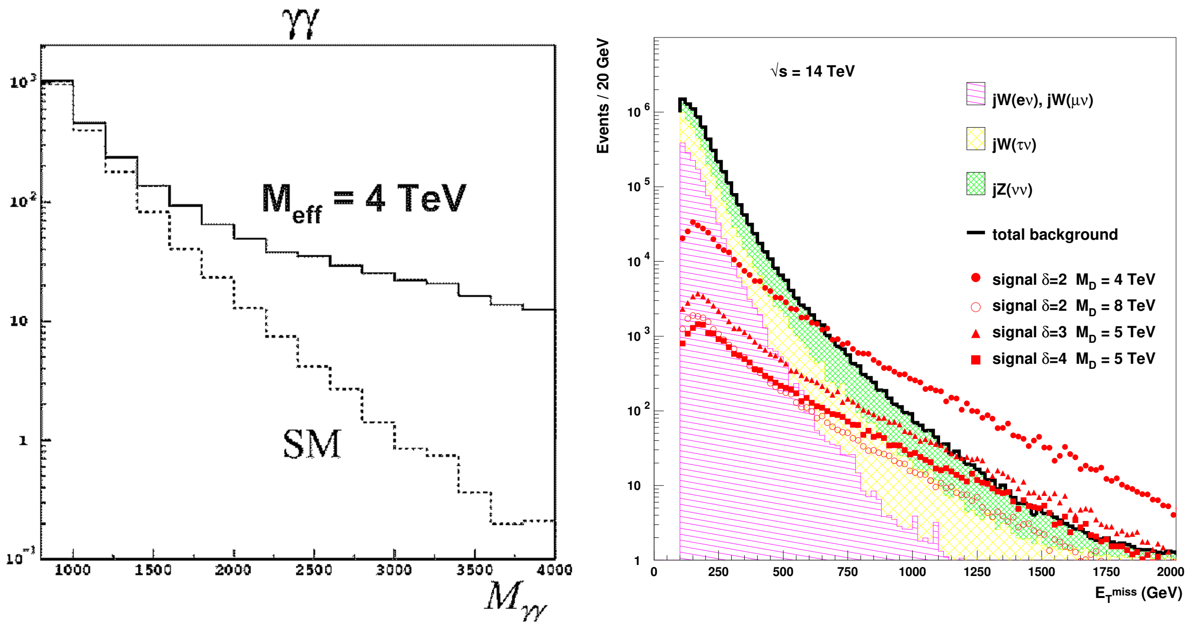


Figure 24: Recherche de gravitons de Kaluza-Klein par ATLAS [138] dans le cadre d'un modèle ADD. *a)* Spectre de masse $M_{\gamma\gamma}$ dans un canal $pp \to \gamma\gamma + X$ pour un échange virtuel de gravitons et deviation par rapport au Modèle Standard (SM). *b)* Distribution en énergie transverse manquante E_T^{miss} pour une production directe de gravitons en présence d'un nombre δ de dimensions supplémentaires et à une échelle de masse M_D.

largeur de désintégration invisible pour celui-ci [137] . On s'attend alors à une déviation dans les mesures de sections efficaces différentielles inclusives de type Drell-Yan (par ex. production de paires de fermions, de photons, etc.), avec des effets virtuels (interférences constructives ou destructives avec les contributions du Modèle Standard) ne dépendant que faiblement du nombre n de dimensions supplémentaires. Un exemple est montré en Figure 24 pour la recherche dans une voie $pp \to \gamma\gamma + X$ au LHC [138]. Les expériences au Tevatron sont d'ores et déjà sensibles à des échelles de l'ordre de $M_S \sim 1.5$ TeV pour une luminosité intégrée de $\mathcal{L} \sim 200$ pb $^{-1}$. Les expériences au LHC pourront repousser cette limite jusqu'à $M_S \sim 10$ TeV pour $\mathcal{L} = 300$ fb $^{-1}$.

La production directe d'une tour de gravitons de Kaluza-Klein dans le modèle ADD peut donner une signature avec énergie manquante. Le couplage très faible du graviton ($\propto 1/M_{Planck}$) est compensé par le grand nombres d'états k émis ($\propto \sqrt{s_h} \times R_c$, où $\sqrt{s_h}$ est l'énergie disponible dans le centre de masse). La section efficace de production devient alors $\sigma \propto (\sqrt{s_h})^n/(M_D)^{n+2}$. La probabilité qu'un graviton de Kaluza-Klein $G^{(k)}$ un fois émis au point de collision ré-interagisse ensuite dans le détecteur (limité lui à notre espace-temps usuel) est extrêmement faible. Des exemples de spectres en énergie transverse manquante E_T^{miss} attendus au LHC sont montrés en Figure 24 pour une recherche de "gravitons" en production associée avec un jet (via les processus durs $q\bar{q} \to gG$, $gg \to gG$, etc.) [138]. La mesure de tels spectres pourrait permettre la détermination du nombre n de dimensions supplémentaires ainsi que l'échelle fondamentale M_D [136, 139]. Un potentiel de découverte à 5σ est offert par le LHC avec $\mathcal{L} = 300$ fb $^{-1}$ jusqu'à environ $M_D \simeq 8$ TeV pour $n = 2$, ou environ $M_D \simeq 6$ TeV pour $n = 4$. Des sensibilités comparables seraient fournies par un futur collisionneur e^+e^- disposant d'une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s_{ee}} = 800$ GeV et d'une luminosité intégrée de 1000 fb $^{-1}$.

Une troisième type de signature dans des modèle des cordes a basse échelle fondamentale est donne par les effets virtuels ou la production directe des oscillateurs des cordes (appelées aussi des excitations de Regge) avec des masses de l'ordre du TeV [140].

b) Dans les scénarios avec échelle de compactification au TeV [141], inspirés des théories de super-cordes, on considère une échelle d'énergie associé à la compactification $E_c = \mathcal{O}(\text{ TeV})$ et donc un rayon $R_c = \mathcal{O}(10^{-20})\,\text{m}$. Les bosons de jauges du Modèle Standard

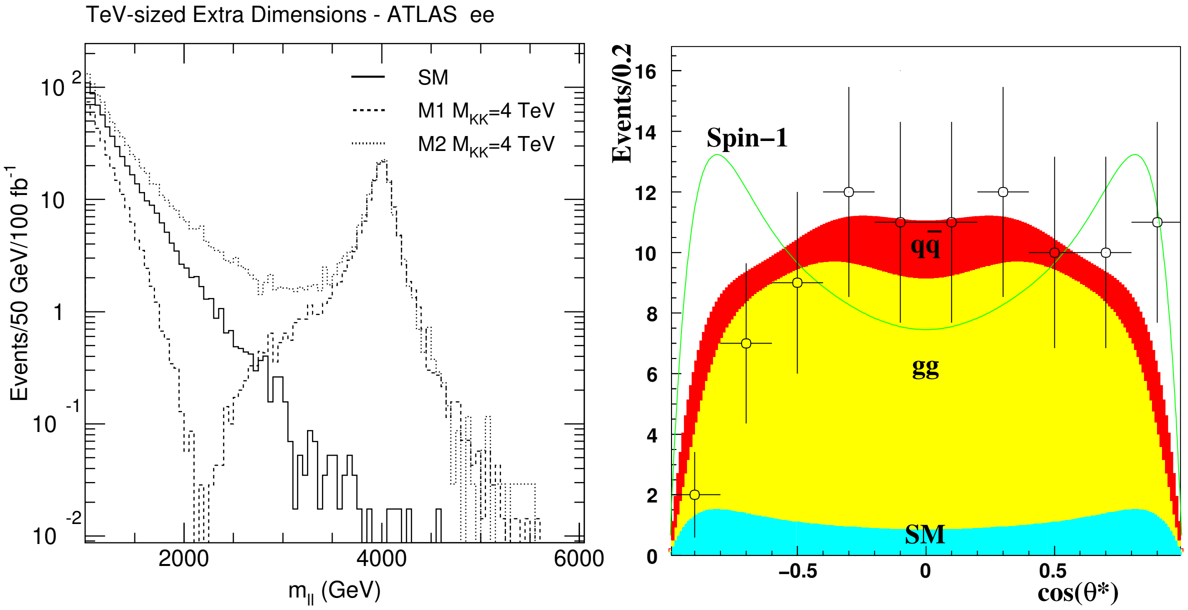


Figure 25: Recherche directe de gravitons dans des modèles avec échelle de compactification au TeV par ATLAS [143]. *a)* Spectre de masse des paires e^+e^- pour le Modèle Standard (SM) et pour la production d'excitations γ^1 et Z^1 de Kaluza-Klein à 4 TeV dans deux modèles spécifiques (M1 et M2) de compactification. *b)* Détermination du spin pour une résonance dans la voie e^+e^- via la distribution angulaire des électrons dans ATLAS [150]; la courbe pleine montre le spectre attendu pour la production de Z^1 (spin-1); les points correspondent à la production de gravitons de Randall-Sundrum (spin-2) pour $M_G = 1.5$ TeV et $\mathcal{L} = 100$ fb $^{-1}$ avec une production dominé par la fusion gg et une contribution de l'annihilation $q\bar{q}$.

peuvent alors se propager dans un espace-temps avec un certain nombre de dimensions supplémentaires sans nécessairement engendrer un conflit avec les mesures de précision. La gravitation peut se propager dans un nombre éventuellement encore plus grand de dimensions supplémentaires. Les fermions usuels restent localisés en 4 dimensions ou bien se propagent dans les mêmes dimensions supplémentaires que les champs de jauge.

Dans le secteur électrofaible, pour un modèle avec une seule dimension supplémentaire, des résonances de Kaluza-Klein γ^k, Z^k, W^k sont par exemple attendues avec un spectre de masse donné par $M^2_{\gamma^k} = k^2 M^2_C$ et $M^2_{Z^k,W^k} = M^2_{Z,W} + k^2 M^2_C$ où M_C est l'échelle de masse correspondant au rayon de compactification R_c. Un ajustement global [142] des mesures de précisions du LEP dans ce secteur contraint M_C à des valeurs supérieures à ~ 4 TeV. Seuls les premières excitations γ^1, Z^1 et W^1 seraient donc observables au LHC par production directe suivie d'une désintégration e.g. en paire de leptons. Un exemple est montré en Figure 25a pour une étude de prospective [143] dans la voie de désintégration e^+e^- pour deux modèles spécifiques avec interférences constructives (M1) ou destructives (M2) entre les bosons du Modèle Standard et la tour de Kaluza-Klein. En combinant les canaux en paires d'électrons et de muons, et en exploitant les effets d'interférences, une découverte à 5σ est possible au LHC pour $M_C \lesssim 13.5$ TeV pour une luminosité $\mathcal{L} = 300$ fb $^{-1}$. La production de Z^1 (spin-1) pourrait alors être distinguée de celle de gravitons (spin-2) (jusqu'à environ 7 TeV) via la distribution angulaire des produits de désintégration (Figure 25b).

Les couplages aux fermions des résonances de Kaluza-Klein pourraient être mesurés auprès d'un futur collisionneur e^+e^- de façon à départager [142] diverses variantes de modèles avec échelle de compactification au TeV.

c) Dans les modèles avec dimensions supplémentaires universelles [144], tous les champs du Modèle Standard peuvent se propager dans une espace à $d = 4 + n$ dimensions avec n dimensions compactes à des échelles $E_c = \mathcal{O}($ TeV). Chaque champ a donc des "partenaires KK" (i.e. niveaux d'excitations de Kaluza-Klein). On ne s'intéresse pas directement à la force gravitationnelle dans cette approche. L'emphase est portée sur la chiralité des fermions qui est obtenue via une décomposition en modes de Kaluza-Klein pour une topologie d'espace ("orbifold") particulière. Certains partenaires KK pourraient être produits copieusement en collisionneurs [145].

Une des aspects les plus intéressants [6] de ce type de modèle tient à un nombre quantique, conservé par les niveaux KK les plus bas si on fait certaines hypothèses sur les couplages de la matière dans les points fixes des orbifolds.

Cela mène à une phénoménologie "à la SUSY avec conservation de la R-Parité" avec, entre autre, une particle stable (le LKP pour "Lightest Kaluza-Klein Particle), candidat à la matière noire [147].

4.2 Dimensions Supplémentaires Voilées

Dans le Modèle de Randall and Sundrum (RS) [148], la disparité entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck est générée par la courbure d'une espace à cinq dimensions qui représente une tranche d'un espace-temps anti-de Sitter (AdS_5). La gravité se propage dans un espace à 5 dimensions limité par deux branes. Les champs du Modèle Standard sont confinés sur une des branes. La physique à l'échelle de Planck se situe sur l'autre brane.

La phénoménologie est fixée par deux paramètres, une échelle d'interaction $\Lambda_\pi = \mathcal{O}($ TeV) et une échelle de courbure $c = \kappa/M_{Planck}$. Un facteur de voilage ("warp factor") courbe l'espace de façon exponentielle entre les branes. La distance entre les branes est paramétrisée par un nouveau champ scalaire auquel est associé un nouveau boson: le radion. La stabilisation de la distance entre les branes est étroitement reliée à la dynamique de la stabilisation du radion [151]. Ce champ pourrait se mélanger avec le champs de Higgs et donner des signatures intéressantes, par exemple au LHC [152]. Mais le signal le plus spectaculaire pour ce type de modèle est la production résonnante de la

[6] C'est aussi dans une réalisation spécifique et supersymétrique de ce type de modèle que Barbieri, Hall et Nomura [146] ont pu obtenir une valeur relativement contrainte pour la masse du boson de Higgs le plus léger.

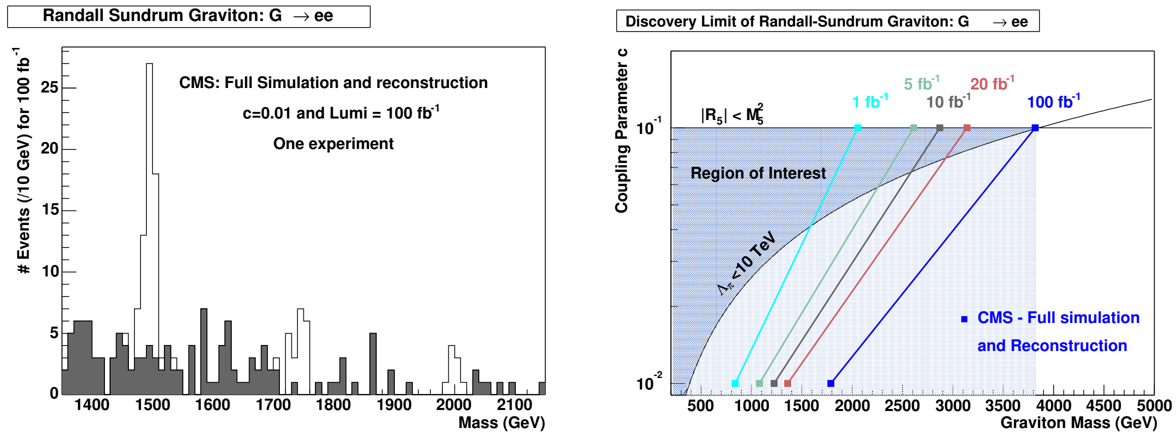


Figure 26: Recherche de gravitons de Randall-Sundrum au LHC par CMS [149]. *a)* Spectre de masse dans le canal $G \to e^+e^-$ ($M_G = 1500$, 1750 ou 2000 GeV; $c = 0.01$) et pour le bruit de fond du Modèle Standard, attendu pour 100 fb $^{-1}$ de luminosité intégrée. *b)* Domaine de découverte à 5 σ en fonction de la luminosité intégrée et montré dans le plan couplage c versus masse M_G.

première excitation du graviton.

Les limites actuelles obtenues au Tevatron avec une luminosité de $\mathcal{L} \sim 200$ pb $^{-1}$ s'étendent de 300 à 785 GeV pour des valeurs de c allant de 0.01 à 01. Une étude de prospective [149] pour une découverte au LHC est montrée en Figure 26. Le domaine intéressant pour la phénoménologie, avec $\Lambda_\pi < 10$ TeV de façon à éviter de ré-introduire un problème de hiérarchie et $c < 0.1$, serait balayé pour une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 100$ fb $^{-1}$. La distribution angulaire des produits de désintégration [150] devrait permettre la détermination du spin de la résonance (Figure 25b) et l'observation dans diverses voies de désintégrations (e.g. paires de leptons chargés ou de bosons électrofaibles) permettrait de vérifier l'universalité des couplages.

Un autre aspect particulièrement intrigant des modèles avec dimensions supplémentaires voilées est la possibilité discutée récemment [153] d'expliquer la brisure de symétrie électrofaible sans la présence d'un champ de Higgs.

V Moyens humains

La table 10 présente à ce jour le nombre de personnes intéressées par les thématiques developpées dans ce rapport pour le Tevatron, le LHC ou le ILC. Suivant l'état d'avancement de l'expérience la signification du terme "intéressé" est bien evidemment différente. De façon très claire cette thématique est dominante dans la physique sur accélérateurs. A l'horizon 2007, au démarrage du LHC, les effectifs des expériences ATLAS/CMS, compte tenu des fortes implications déjà depuis dix ans, devront croître par un apport de personnes provenant du Tevatron et des recrutements de jeunes chercheurs. La relative faible fraction de visiteurs et etudiants sur les expériences LHC, comparativement au Tévatron, devrait naturellement augmenter avec la forte attractivité des données durant cette période. Typiquement un nombre de 200 chercheurs (permanents+non permanents), soit 20 par laboratoire, (assez similaire au nombre de chercheurs sur certaines équipes lors du fonctionnement du LEP), nous semble un minimum pour pouvoir envisager une exploitation correcte des données du LHC. L'activité ILC en phase de démarrage devrait se développer avec notamment l'implication de nouveaux laboratoires.

	Tevatron	CMS+ATLAS	ILC	Total
DAPNIA-saclay	12/4	34/3	4/0	50/7
LPC Clermont Ferrand	3/2	9/1	3/1	15/4
Ires Strasbourg	5/5	11/2	1/5	17/12
LAPP Annecy	0/0	10/4	1/0	11/4
LPSC Grenoble	4 /2	5 /1	0/0	9/3
CPPM Marseille	6/1	16.5/2	0/0	22.5/3
LPNHE Jussieu	4.5/2.5	8/3	6.5/0.5	19/6
LLR Polytechnique	0/0	9/4	2/3	11/7
IPNL Lyon	4/2	11/3	0/0	15/5
LAL Orsay	5/1	11/2	4.5/1	20.5/4
Total	43.5/19.5	124.5/25	22/10.5	185/50.5

Table 10: Effectif par laboratoire impliqué sur les thématiques developpées dans ce rapport et par accélérateur en Octobre 2004. Le premier nombre correspond au nombre de permanents, le second aux non permanents (visiteurs et étudiants en thèse).

Conclusions

Les dix prochaines années verront la confirmation ou la mise en défaut du mécanisme de Higgs comme origine de la masse des particules élémentaires. Les informations théoriques et expérimentales actuelles indiquent que dans l'hypothèse du Modèle Standard, la masse du boson de Higgs est est comprise entre 114 GeV et 260 GeV environ. Si elle a lieu, la découverte du boson de Higgs est attendue au Tevatron et/ou au LHC, alors que les mesures de précision liées à ce scalaire (masse, largeur, rapport d'embranchement) seront réalisées au LHC, puis au ILC. En 2007, année prévue pour le démarrage du LHC, le Tevatron aura accumulé une luminosité intégrée aux alentours de 4 fb^{-1}, permettant l'exclusion d'un boson de Higgs standard de masse inférieure à 130 GeV, ou sa mise en évidence si sa masse est inférieure à 120 GeV. A la fin du Run II en 2009, avec environ 8 fb^{-1} accumulés, le domaine de mise en évidence s'étendra jusqu'à 130 GeV, ainsi que pour des masses voisines de 160 GeV. En tout état de cause, la précision accrue sur les masses du W et du top permettra d'affiner les contraintes sur la masse d'un boson de Higgs standard. Ces informations constitueront une indication importante pour le LHC, où l'observation du boson de Higgs standard est plus aisée: avec une luminosité de 10 fb^{-1} (soit l'équivalent d'une année de prise de données), une combinaison de tous les canaux de recherche devrait permettre une découverte sur toute la gamme de masse au delà de 114 GeV.

En cas de découverte d'un boson de Higgs léger, sa masse sera mesurée à environ un pour mille au LHC, qui donnera également une première estimation de sa largeur, de ses rapports d'embranchement, et de ses nombres quantiques. Une mesure de ces paramètres pourra ensuite être effectuée au ILC, pour lequel les précisions attendues sont éloquentes: quelques pourcents pour la largeur, les rapports d'embranchement et les nombres quantiques. Ces résultats soulignent l'importance de la complémentarité entre le LHC et le ILC.

Si la supersymétrie à basse énergie est réalisée dans la nature, le LHC pourra découvrir et mesurer des propriétés d'au moins un boson de Higgs. Une grande partie des particules supersymétriques devrait s'y manifester, certaines peut-être même préalablement au Tevatron. Si les nouvelles particules sont accessibles cinématiquement, le ILC déterminera leurs propriétés avec plus de précision et éclaircira la question de leurs nombres quantiques. Les paramètres de brisure de la supersymétrie dans un modèle tel que mSUGRA seront d'abord déterminés au LHC; leur précision de mesure sera ensuite améliorée d'un ordre de grandeur au ILC.

Pour un modèle tel que le MSSM, ce n'est que la combinaison des deux machines qui permettra de faire une étude complète et d'extrapoler avec précision les paramètres de brisure de supersymetrie de l'échelle électrofaible à l'échelle de GUT (10^{16} GeV) pour faire la liaison de la physique des particules avec la gravité.

Une explication du contenu en symétrie et en fermions du Modèle Standard pourrait nécessiter une unification de toutes les interactions de jauge entre elles, voire avec une théorie quantique de la gravité. Dans les modèles avec dimensions supplémentaires, une échelle de gravitation peut apparaître au TeV, offrant aux collisionneurs la possibilité de découvertes d'états excités de Kaluza-Klein. Si, dans ce cadre ou dans un cadre d'extension des symétries de jauge, une nouvelle résonance existe et a une masse inférieure à 1 TeV, elle pourra être mesuré au LHC, voire éventuellement au Tevatron, puis au ILC. Au-delà, et jusqu'à environ 5 TeV, seul le LHC peut donner une masse précise. La mesure des asymétries renseigne sur les détails de la dynamique sous-jacente. Au-dela de 5 TeV, les effets de mélange et d'interférences entre bosons de jauge électrofaibles et additionnels restent visibles au ILC et donnent une sensibilité pouvant s'étendre jusqu'à 10 TeV. Par ailleurs, les possibilités de découverte de nouveaux fermions dépendent fortement, au LHC comme au ILC, de la phénoménologie, et en particulier du temps de vie de ces nouvelles particules. Des masses de quelques centaines de GeV sont en général accessibles, et le potentiel n'est pas tant limité par l'énergie disponible que par la présence de bruits de fond difficiles à réduire.

De la plupart de ces exemples, il ressort que s'il existe des particules non découvertes à ce jour et dont la masse est voisine du TeV, elles pourront être observées au LHC, le ILC ne donnant confirmation que si l'énergie disponible dans le centre de masse est suffisante. Si cette condition est vérifiée, le ILC permettra une mesure plus précise de leurs propriétés (par exemple, les masses des particules supersymétriques, ou l'autocouplage du boson de Higgs). Pour la recherche de nouvelles particules lourdes, le gain en sensibilité apporté par l'option SLHC du LHC est limité. Par ailleurs, il faut noter, qu'il existe des cas ou certaines particules sypersymétriques ne sont visibles qu'au ILC. Dans tous les cas, fonctionnant au pic du Z et aux seuils de production WW et $t\bar{t}$, le ILC améliorera grandement la précision de mesure des observables électrofaibles classiques, et permettra de quantifier leur cohérence avec la nouvelle physique éventuellement découverte. Il faut donc souhaiter le développement d'un collisionneur linéaire pouvant fonctionner dans une gamme s'étendant du pic du Z aux plus hautes énergies, et qui notamment pourra se conformer aux découvertes éventuelles du LHC.

References

[1] S. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264; A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm, Almqvist and Wiksells, Stockholm (1969) p. 367.

[2] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214; G. Zweig, CERN-Report 8182/TH401 (1964); H. Fritzsch, M. Gell-Mann et H. Leutwyler, Phys. Lett. B47 (1973) 365; D. Gross et F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1343; H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1346; G. 't Hooft, Marseille Conference on Yang–Mills fields (1972).

[3] J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404; J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406.

[4] M. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489.

[5] S.W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252.

[6] F. Abe et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626; S. Abachi et al. (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2632.

[7] R. Brandelik et al. (TASSO Collaboration), Phys. Lett. B86 (1979) 243; D.P. Barber et al. (MARK-J Collaboration), Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 830; C. Berger et al. (PLUTO Collaboration), Phys. Lett. B86 (1979) 418.

[8] P.A.M. Dirac, Proc. Roy. Soc. A114 (1927) 710; P. Jordan et W. Pauli, Z. Phys. 47 (1928) 151; W. Heisenberg et W. Pauli, Z. Phys. 56 (1929) 1; S. Tomonaga, Progr. Theor. Phys. 1 (1946) 27; J. Schwinger, Phys. Rev. 73 (1948) 416; R. Feynman, Phys. Rev. 76 (1949) 749.

[9] G. Arnison et al. (UA1 Collaboration), Phys. Lett. B122 (1983) 103; M. Banner et al. (UA2 Collaboration), Phys. Lett. B122 (1983) 476; G. Arnison et al. (UA1 Collaboration), Phys. Lett. B126 (1983) 398; P. Bagnaia et al (UA2 Collaboration), Phys. Lett. B129 (1983) 130.

[10] F.J. Hasert et al (Gargamelle Collaboration), Phys. Lett. B46 (1973) 121 et Phys. Lett. B46 (1973) 138; T. Eichten et al. (Gargamelle Collaboration), Phys. Lett. B46 (1973) 274.

[11] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508 et Phys. Rev. 145 (1966) 1156; F. Englert et R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321; G.S. Guralnik, C.R. Hagen et T. Kibble, Phys. Rev. Lett. 13 (1965) 585; T. Kibble, Phys. Rev. 155 (1967) 1554.

[12] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B33 (1971) 173 et Nucl. Phys. B35 (1971) 167; G. 't Hooft et M. Veltman, Nucl. Phys. B44 (1972) 189.

[13] Voir par exemple: B. Lee, C. Quigg et H. Thacker, Phys. Rev. 16 (1977) 1519; N. Cabibbo et al., Nucl. Phys. B158 (1979) 295; M. Gõckeler et al., Nucl. Phys. B405 (1993) 555. T. Hambye et K. Riesselman, Phys. Rev. D55 (1997) 7255.

[14] The LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Group, hep-ex/0312O23; http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG; une mise à jour a été faite pour la Conférence ICHEP 2004, Pekin.

[15] The Tevatron Electroweak Working Group [CDF and D0 Coll.], hep-ex/0404010.

[16] The LEP Collaborations (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL), Phys. Lett. B565 (2003) 61.

[17] M. Carena et al., The Higgs Working Group Report for "RUN II at the Tevatron", hep-ph/0010338.

[18] CMS Collaboration, Technical Proposal, CERN/LHCC/94-38 (1994); ATLAS Collaboration, Technical Design Report, CERN/LHCC/99-15 (1999).

[19] TESLA Technical Design Report, Part III, DESY–01–011C, eds: R. Heur, D. Miller, F. Richard et P.M. Zerwas, hep-ph/0106315.

[20] Proceedings of the Les Houches Workshops on "Physics at TeV Colliders": A. Djouadi et al., hep-ph/0002258 (1999); D. Cavalli et al., hep-ph/0203056 (2001); K.A. Assamagan et al., hep-ph/0406152 (2003).

[21] H. Georgi et S. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438; G. Pati et A. Salam, Phys. Rev. D10 (1974) 275; R. Mohapatra "Unification and Supesrymmetry", Ed. Springer, 1986.

[22] Pour une introduction, voir: "Supersymmetry and Supergravity", by J. Wess and J. Bagger, Princeton Series in Physics.

[23] H. P. Nilles, Phys. Lett. B115 (1982) 193 et Nucl. Phys. B217 (1983) 366; A. H. Chamseddine, R. Arnowitt et P. Nath, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 970; R. Barbieri, S. Ferrara et C. A. Savoy, Phys. Lett. B119 (1982) 343; L. Hall, J. Lykken et S. Weinberg, Phys. Rev. D27 (1983) 2359.

[24] J. Ellis , S. Kelley et D.V. Nanopoulos, Phys. Lett. B260 (1991) 131; U. Amaldi, W. de Boer et H. Fürstenau, Phys. Lett. B260 (1991) 447; P. Langacker et M. Luo, Phys. Rev.D 44 (1991) 817; C. Giunti, C.W. Kim et U.W. Lee, Mod. Phys. Lett. A6 (1991) 1745.

[25] P. Fayet, Phys. Lett. 69B (1977) 489.

[26] Pour une revue du MSSM, voir: H.P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 1; H. E. Haber et G. Kane, Phys. Rep. 117 (1985) 75; A. Djouadi, S. Rosier-Lees [conv.] et al., Summary Report of the MSSM Working Group for the "GDR–Supersymétrie", hep–ph/9901246.

[27] S. Eidelman et al. [Particle Data Group Collaboration], Phys. Lett. B592 (2004) 1.

[28] S. Abel, Rapport du groupe MSSM pour "RUN II at the Tevatron", hep-ph/0003154.

[29] Pour une revue du secteur de Higgs dans le MS et le MSSM, voir: J. Gunion, H. Haber, G. Kane et S. Dawson, "The Higgs Hunter's Guide", Addison–Wesley, Reading 1990.

[30] Pour une revue et une mise à jour récente, voir: B.C. Allanach, A. Djouadi, J.L. Kneur, W. Porod et P. Slavich, JHEP 0409 (2004) 044 (hep-ph/0406166).

[31] M.E. Peskin et J.D. Wells, Phys. Rev. D64 (2001) 093003.

[32] Voir le site web: http://www.interactions.org/linearcollider/

[33] F. Gianotti, M. Mangano et T. Virdee [convenors] et al., *Physics Potential and experimental Challenges of the LHC Luminosity Upgrade*, CERN-TH/2002-078 et hep-ph/0204087.

[34] VLHC Design Study Group, *Design Study for a Staged Very Large Hadron Collider*, FERMILAB-TM-2149, Juin 4, 2001.

[35] *Collider Run II Integrated Luminosity*, (http://www.fnal.gov/pub/now/tevlum.html).

[36] *The Run II Luminosity Upgrade at the Fermilab Tevatron, v2.0 Project Plan and Resource-Loaded Schedule*, 30/01/04,
(http://www-bdnew.fnal.gov/doereview04/RunII_Upgrade_Plan_v2.0.pdf).

[37] Communication privée J.F. Grivaz.

[38] "Detector and Physics Performance ATLAS TDR", CERN/LHCC/99-14

[39] Section 5.1.2 du TDR de TESLA, Ref. [19].

[40] M. Winter, "Determination of the strong coupling constant at GigaZ", LCNote LC-PHSM-2001-016.

[41] J. Erler et al., Phys. Lett. B486 (2000) 125.

[42] M. Peskin et T. Takeuchi, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 964 et Phys. Rev. D46 (1992) 381.

[43] F. Gianotti et M. Pepe-Altarelli, Proc. Suppl. 89 (2000) 177 (hep-ph/0006016).

[44] R. Hawkings et K. Monig, Eur. Phys. J. direct C8 (1999) 1; P.C. Rowson and M. Woods, hep-ex/0012055; voir aussi J. Erler et al. dans [41].

[45] Physics at Super B factory, hep-ex/0406071, Juin 2004; Kaon Physics with a high proton driver, Chapitre 6, CERN-2004-002;
voir aussi le document du groupe de travail "Violation de CP et matrice de CKM" pour ces prospectives.

[46] M.L. Brooks et al. (MEGA collaboration), Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 1521; L. Barkov et al., http://www.icepp.s.u.-tokyo.ac.jp/meg.

[47] J. Ellis, J. Hisano, M. Raidal et Y. Shimizu, CERN-TH/2002-126

[48] H. N. Brown et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 2227.

[49] Proposition d'expérience pour la mesure du moment dipolaire du neutron, O. Naviliat, conseil scientifique de l'IN2P3, 12 Juillet 2004

[50] Voir par exemple: A. Djouadi, M. Spira et P.M. Zerwas, Z. Phys. C70 (1996) 427; A. Djouadi, J. Kalinowski et P. Zerwas, Z. Phys. C70 (1996) 435.

[51] A. Djouadi, J. Kalinowski et M. Spira, Comput. Phys. Commun. 108 (1998).

[52] H. Georgi et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 692; A. Djouadi, M. Spira et P. Zerwas, Phys. Lett. B264 (1991) 440; S. Dawson, Nucl. Phys. B359 (1991) 283; M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz et P.M. Zerwas, Nucl. Phys. B453 (1995) 17; R.V. Harlander et W. Kilgore, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 201801; C. Anastasiou et K. Melnikov, Nucl. Phys. B646 (2002) 220. V. Ravindran, J. Smith et W.L. Van Neerven, Nucl. Phys. B634 (2002) 247. S. Catani, D. de Florian, M. Grazzini et P. Nason, JHEP 0307 (2003) 028.

[53] S.L. Glashow, D.V. Nanopoulos et A. Yildiz, Phys. Rev. D18 (1978) 1724; R.N. Cahn et S. Dawson, Phys. Lett. B136 (1984) 196; G. Altarelli, B. Mele et F. Pitolli, Nucl. Phys. B287 (1987) 205; Z. Kunszt, Nucl. Phys. B247 (1984) 339.

[54] E. Glover and J. van der Bij, Nucl. Phys. B309 (1988) 282; A. Dobrovolskaya and V. Novikov, Z. Phys. (1991) C52:427, 1991; D. Dicus, K. Kallianpur and S. Willenbrock Phys. Lett. B200 (1988) 187; A. Abbasabadi et al., Phys. Lett. B213 (1988) 386; V. Barger et al., Phys. Rev. D38 (1988) 2766; A. Djouadi, W. Kilian, M. Muhlleitner et P.M.Zerwas, Eur. Phys. J. C10 (1999) 45.

[55] Pour une revue des développements récents, voir: A. Djouadi, "SM and SUSY Higgs Phenomenology at the LHC", Conférence "Physics at the LHC", Vienne, Juillet 2004.

[56] J. Ellis, M. Gaillard et D. Nanopoulos, Nucl. Phys. B106 (1976) 292; B. Lee, C. Quigg et H. Thacker, Phys. Rev. D16 (1977) 1519; J.D. Bjorken, SLAC Report 198 (1976); B. Ioffe et V. Khoze, Sov. J. Part. Nucl. 9 (1978) 50; V. Barger, K. Cheung, A. Djouadi, B. Kniehl et P.M. Zerwas, Phys. Rev. D49 (1994) 79.

[57] R. Cahn et S. Dawson dans [53]; Altarelli et al. dans [53]; K. Hikasa, Phys. Lett. B164 (1985) 341; W. Kilian, M. Krämer et P.M. Zerwas, Phys. Lett. B373 (1996) 135.

[58] A. Djouadi, J. Kalinowski et P. M. Zerwas, Mod. Phys. Lett. A7 (1992) 1765 et Z. Phys. C54 (1992) 255.

[59] G. Gounaris, D. Schildknecht and F. Renard, Phys. Lett. B83 (1979) 191; V. Barger et al., Phys. Rev. D38 (1988) 2766; A. Djouadi, W. Kilian, M. Muhlleitner et P. Zerwas, Eur. Phys. J.C10 (1999) 27.

[60] Pour une revue, voir par exemple, G. Bélanger et al., hep–ph/0308080.

[61] CDF and D0 Collaborations, FERMILAB-PUB-03/320-E (October 2003).

[62] ATLAS Collaboration, TDR II, CERN/LHCC 99-15 (1999).

[63] S. Abdullin et al., CMS Note 2003/033 (December 2003).

[64] M. Dührssen, ATL-PHYS-2003-030 (Septembre 2003).

[65] D. Buskulic et al., ALEPH collabotaion, Z. Phys. C70 (1996) 579.

[66] J.-C. Brient, The direct method to measure the Higgs branching ratio at the FLC, Note ECFA - LC Workshop, LC-PHSM-2002-03.

[67] K. Desch, Higgs boson precision studies at a linear collider, hep-ph/0311092.

[68] T. Barklow, Higgs coupling measurements at a 1-TeV Linear Collider, hep-ph/0312268.

[69] Arnaud Gay, présentation au Workshop ECFA/DESY, Amsterdam 2003; LC–Note 2004.

[70] C.P. Buszello et al, Eur. Phys. J. C32 (2004) 209.

[71] V. del Duca et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 122001; T. Plehn, D. Rainwater et D. Zeppenfeld, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 051801; K. Odagiri, JHEP 0303 (2003) 009.

[72] V. Barger et al. dans [56]; S. Y. Choi et al. Phys. Lett. B553 (2003) 61; J. Gunion et al, hep-ph/0310023; D.J. Miller et al., Phys. Lett. B505 (2001) 149; M.T. Dova, P. Garcia–Abia et W. Lohmann, hep-ph/0302113.

[73] M. Kramer, J. H. Kühn, M. L. Stong et P. M. Zerwas, Z. Phys. C64 (1994) 21; B. Grządkowski et J. F. Gunion, Phys. Lett. B350 (1995) 218; G.R. Bower et al., Phys. Lett. B543 (2002) 227; Z. Was et M. Worek, Acta Phys. Polon. B33 (2002) 1875; K. Desch, Z. Was and M. Worek, Eur. Phys. J. C29 (2003) 491.

[74] U. Baur, T. Plehn and D. L. Rainwater, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 151801; Phys. Rev. D67 (2003) 033003; Phys. Rev. D69 (2004) 053004.

[75] C. Castanier, P. Gay, P. Lutz et J. Orloff, LC-PHSM-2000-061 et hep-ph/0101028.

[76] Pour une revue, voir: G.F. Giudice et R. Rattazzi, Phys. Rep. 322 (1999) 419.

[77] Voir par exemple: L. Randall et R. Sundrum, Nucl. Phys. B557 (1999) 79; G. Giudice, M. Luty, H. Murayama et R. Rattazzi, JHEP 9812 (1998) 027; J.A. Bagger, T. Moroi et E. Poppitz, JHEP 0004 (2000) 009; K. Huitu, J. Laamanen et P. N. Pandita, Phys. Rev. D65 (2002) 115003.

[78] LEPHIGGSWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, LHWG-Note 2004-01. (http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS/papers/index.html).

[79] LEPHIGGSWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, LHWG-Note 2001-05. (http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS/papers/index.html).

[80] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/01-03.1 (http://lepsusyweb.cern.ch/lepsusy/Welcome.html).

[81] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/04-06.2 (http://lepsusyweb.cern.ch/lepsusy/Welcome.html).

[82] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/04-02.1 (http://lepsusyweb.cern.ch/lepsusy/Welcome.html).

[83] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/04-01.1 (http://lepsusyweb.cern.ch/lepsusy/Welcome.html).

[84] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 041801.

[85] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 5704.

[86] D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 01801.

[87] M. Carena et al, arXiv:hep-ph/0010338.

[88] H. Baer et al., Phys. Rev. D36 (1987) 1363; K. Griest, H. Haber, Phys. Rev. D37 (1988) 719; J. Gunion and H. Haber, Nucl. Phys. B307 (1988) 445; H. Baer et al., Phys. Rev. D47 (1993) 1062; A. Djouadi et al., Phys. Lett. B376 (1996) 220 and Z. Phys. C74 (1997) 93; M. Bisset et al., Eur. Phys. J. C30 (2003) 419.

[89] F. Moortgat, hep-ph/0105081; F. Moortgat, S. Abdullin, D. Denegri, hep-ph/0112046.

[90] B. Di Girolamo et al., dans les Houches 2001 [20].

[91] S. Abdullin et al., J.Phys. G23 (1997) 1077; Asesh Datta et al., Phys. Rev. D65 (2002) 015007 et Nucl. Phys. B681 (2004) 31.

[92] R. Kinunnen et al., dans les Houches 2003 [20].

[93] G. Azuelos et al, *Physics in ATLAS at a possible upgraded LHC*, ATL-PHYS-2001-002.

[94] P. Bechtle, K. Desch et P. Wienemann, *Fittino: A global fit of the MSSM parameters*,

[95] G. Weiglein et al., *Report of the LHC/LC Study group*, hep–ph/0410364.

[96] R. Lafaye, T. Plehn et D. Zerwas, *SFitter: SUSY Parameter Analysis at LHC and LC*, hep-ph/0404282 et dans [95].

[97] B. C. Allanach et al., hep-ph/0403133.

[98] A. Djouadi, J. L. Kneur et G. Moultaka, *"SuSpect: A Fortran code for the supersymmetric and Higgs particle spectrum in the MSSM"*, hep-ph/0211331.

[99] B. Gjelsten et al., dans [95].

[100] H.-U. Martyn, hep-ph/0406123 et dans [95].

[101] M. Chiorboli et al., dans [95].

[102] B. C. Allanach et al., Eur. Phys. J. C25 (2002) 113; N. Ghodbane et H. U. Martyn, hep-ph/0201233.

[103] G. Degrassi et al., Eur. Phys. J. C28 (2003) 133.

[104] WMAP Collaboration, Astrophys. J. Suppl. 148 (2003) 175.

[105] EDELWEISS Collaboration, Nucl. Instr. Meth. A520 (2004) 101.

[106] J. Ellis et al, Phys. Lett. B565 (2003) 176.

[107] G. Polesello et D. Tovey, JHEP 0405 (2004) 071.

[108] P. Bambade, M. Berggren, F. Richard et Z. Zhang, hep-ph/0406010.

[109] R. Barbier *et al.*, "R-Parity-Violating Supersymmetry", hep-ph/0406039 (Juin 2004), 261pp., soumis pour publication dans Phys. Rep.

[110] H. Georgi, Nucl. Phys. B363 (1991) 301; M. Dugan et L. Randall, Phys. Lett. B264 (1991) 154.

[111] P. Langacker et M. Luo, Phys. Rev. D45 (1992) 278; B. Holdom, Phys. Lett. B259 (1991) 329; G. Altarelli, R. Barbieri et S. Jadach, Nucl. Phys. B369 (1992) 3; G. Altarelli et al., Phys. Lett. B318 (1993) 139.

[112] T. Rizzo, Phys. Rev. D50 (1994) 2256; R. Casalbuoni et al., Phys. Lett. B435 (1998) 396.

[113] T.G. Rizzo et J.D. Wells, Phys. Rev. D61 (2000) 016007;

[114] B.A. Dobrescu et C.T. Hill, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 2634.

[115] D. Choudhury, T.M.P. Tait et C.E.M. Wagner, hep-ph/0202162.

[116] N. Meyer, hep-ph/0308142.

[117] J.M. Butterworth, B.E. Cox et J.R. Forshaw, hep-ph/0201098.

[118] A. Dobado, M.J. Herrero, J.R. Pelaez et E. Ruiz Morales, Phys. Rev. D62 (2000) 055011; J.R. Pelaez, Phys. Rev. D55 (1997) 4193; B.R. Martin, D. Morgan et G. Shaw, "Pion-pion interactions in Particle Physics", Academic Press; J.A. Oller, Phys. Lett. B477 (2000) 187; K. Hikasa et K. Igi, Phys. Rev. D48 (1993) 3055.

[119] M. Dittmar, A. S. Nicollerat, A. Djouadi, Phys. Lett. B583 (2004) 111..

[120] T. Rizzo, hep-ph/9612304.

[121] F. Richard, hep-ph/0303107.

[122] L3 Collaboration, P.Achard et al., Phys. Lett B517 (2001) 75.

[123] A. Djouadi, Z. Phys. C63 (1994) 317; G. Azuelos et A.Djouadi, Z. Phys. C63 (1994) 327; F. Almeida et al., Eur. Phys. J. C30 (2003) 327.

[124] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Phys. Lett B274 (1992) 230.

[125] V.A. Ilyin et al., Phys. Lett. B503 (2001) 126.

[126] V.A. Khoze, hep-ph/0105069 (2001).

[127] O. Eboli et al., Nucl.Phys. B421 (1994) 65.

[128] J. Polchinski, "String Theory" (Vol. 1 and 2), Cambridge University Press, 1998 (revised in 2003); M.B. Green, J.H. Schwarz and E. Witten, "Superstring Theory", Cambridge University Press, 1987 (revised in 1999); Pour une introduction simple de la "M-theory" voir aussi: M.J. Duff, "The Theory Formerly Known as Strings", Scientific American 278 (1998) 64-69; M.B. Green, "Connections between M theory and Superstrings", in "Strings, branes and dualities", Cargèse, France (Juin 1997) 201-218.

[129] I. Antoniadis, Phys. Lett. B 246 (1990) 377-384.

[130] E. Witten, Nucl. Phys. B 471 (1996) 135-158; J. D. Lykken, Phys. Rev. D 54 (1996) 3693.

[131] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G.R. Dvali, Phys. Lett. B 429 (1998) 263; I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G.R. Dvali, Phys. Lett. B 436 (1998) 257.

[132] K. R. Dienes, E. Dudas and T. Gherghetta, Phys. Lett. B 429 (1998) 55; K. R. Dienes, E. Dudas and T. Gherghetta, Nucl. Phys. B 537 (1999) 47.

[133] N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen, H. Georgi, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 4757; *ibid*, Phys. Lett. B 513 (2001) 232-240.

[134] C.T. Hill, S. Pokorski and J. Wang, Phys. Rev. D 64 (2001) 105005; H.C. Cheng, C.T. Hill, S. Pokorski and J. Wang, Phys. Rev. D 64 (2001) 065007; H.C. Cheng, C.T. Hill, and J. Wan, Phys. Rev. D 64 (2001) 095003.

[135] E.G. Adelberger (for the EOT-WASH Group), "Submillimeter Tests of the Gravitational Inverse Square Law", e-Print hep-ex/0202008 (February 2002) 7pp.; C.D. Hoyle et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1418-1421; *Pour une revue voir:* E.G. Adelberger, B.R. Heckel, and A.E. Nelson, Ann. Rev. Nucl. Sci. 53 (2003) 77-121.

[136] J.L. Hewett, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 4765-4768.

[137] G. F. Giudice, R. Rattazzi and J. D. Wells, Nucl. Phys. B 595 (2001) 250

[138] L. Vacavant and I. Hinchliffe, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 27 (2001) 1839-1850; V. Kabachenko, A. Miagkov, and A. Zenin, ATLAS note ATL-PHYS-2001-012.

[139] G.F. Giudice, R. Rattazi and J.D. Wells, Nucl. Phys. B 544 (1999) 3-38; E.A. Mirabelli, M. Perelstein and M.E. Peskin, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 2236-2239; T. Han, J. D. Lykken and R.-J. Zhang, Phys. Rev. D 59 (1999) 105006.

[140] E. Dudas and J. Mourad, Nucl. Phys. B 575 (2000) 3; S. Cullen, M. Perelstein and M. E. Peskin, Phys. Rev. D 62 (2000) 055012.

[141] I. Antoniadis, K. Benakli, and M. Quiros, Phys. Lett. B 460 (1999) 176-183; E. Accomando, I. Antoniadis, K. Benakli, Nucl. Phys. B 579 (2000) 3-16.

[142] T.G. Rizzo, Phys. Rev. D 61 (2000) 055005.

[143] G. Azuelos and G. Polesello, Proc. of the Workshop "Physics at TeV Colliders", Les Houches (Mai 2001) 18pp.

[144] T. Appelquist, H.-C. Cheng, and B.A. Dobrescu, Phys. Rev. D 64 (2001) 035002.

[145] T.G. Rizzo, Phys. Rev. D 64 (2001) 095010.

[146] R. Barbieri, L.J. Hall, and Y. Nomura, Phys. Rev. D 63 (2001) 105007.

[147] G. Servant and T.M.P. Tait (Argonne), Nucl. Phys. B 650 (2003) 391-419.

[148] L. Randall et R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 3370; *ibid* 83 (1999) 4690; M. Gogberashvili, Int. J. Mod. Phys. D **11**, 1635 (2002) [arXiv:hep-ph/9812296].

[149] C. Collard et M.-C. Lemaire, CMS Note (September 2004) 11pp. *en préparation*; C. Collard et al., CMS Note 2002/050 (April 2003) 19pp.

[150] B.C. Allanach et al., JHEP 12 (2002) 39; B.C. Allanach et al., JHEP 9 (2000) 19.

[151] W. D. Goldberger and M. B. Wise, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 4922.

[152] G. Azuelos et al., EPJC 4 (2002) 16.

[153] C. Csaki, C. Grojean, H. Murayama, L. Pilo and J. Terning, Phys. Rev. D 69 (2004) 055006; C. Csaki, C. Grojean, L. Pilo and J. Terning, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 101802 R. Barbieri, A. Pomarol and R. Rattazzi, Phys. Lett. B 591 (2004) 141 Pour une revue récente voir T.G. Rizzo, e-Print hep-ph/0405094 (May 2004) 6pp.

[154] P.C. Argyres, S. Dimopoulos, and J. March-Russel, Phys. Lett. B 441 (1998) 96-104; R. Emparan, G.T. Horowitz, R.C. Myers, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 499-502.

[155] L.A. Anchordoqui, H. Goldberg, A. D. Shapere, Phys. Rev. D 66 (2002) 024033; D. Ida , K. Oda, S. C. Park, Phys. Rev. D 67 (064025) 2003; D. Karasik et al., Phys. Rev. D 69 (2004) 064022.

[156] Pour des revues récentes voir: M. Cavaglia, *Int. J. Mod. Phys.* A 18 (2003) 1843-1882; P. Kanti, "Black Holes in Theories with Large Extra Dimensions", e-Print hep-ph/0402168 (February 2004) 53pp., submitted to Int. J. Mod. Phys.A.

[157] Voir avec références jointes: R. Rattazi, "Transplanckian collisions at future accelerators", e-Print hep-ph/0205265 (May 2002) 11pp; V.S. Rychkov, Phys. Rev. D 70 (044003) 2004.

[158] S. Dimopoulos and G. Landsberg, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 161602.

[159] S.B. Giddings and S. Thomas, Phys. Rev. D 65 (2002) 056010.

[160] K. Cheung, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 221602; S. Dimopoulos and R. Emparan, Phys. Lett. B 526 (2002) 393-398; G.F. Giudice, R. Rattazi and J.D. Wells,Nucl. Phys. B 630 (2002) 293-325; I. Mocioiu, Y. Nara and I. Sarcevic, Phys. Lett. B 557 (87-93) 2003; M. Cavaglià, Phys. Lett. B 569 (2003) 7-13; L.A. Achordoqui et al., Phys. Lett. B 594 (2004) 363-367.