

# La recherche du boson de Higgs au LEP

Boris Tuchming  
DAPNIA/SPP - CEA-Saclay  
91191 Gif/Yvette Cedex

## 1 Le boson de Higgs dans le modèle standard

Notre compréhension actuelle des interactions fondamentales que sont l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte, est décrite par le modèle standard [1] de la physique des particules qui a été conçu il y a près d'une trentaine d'années. Son succès à décrire les observations expérimentales est exceptionnel.

Le modèle standard est une théorie de jauge [2] : l'existence de symétries internes agissant sur les fonctions d'onde qui décrivent les particules élémentaires implique l'existence de bosons de jauge véhiculant les interactions. Mais dans une théorie de jauge, les bosons de jauge sont de masse nulle. Or on sait que les bosons Z et W sont massifs ce qui explique que l'interaction correspondante est de courte portée et nommée par conséquent "interaction faible".

Ces contradictions apparentes sont résolues grâce au mécanisme de Higgs[3]. Le champ de Higgs "choisit une direction" en prenant spontanément une valeur non nulle dans le vide, ce qui brise la symétrie électrofaible. Les autres particules deviennent massives par l'interaction avec ce champ non nul.

Ce mécanisme est la clé de voûte du modèle. C'est pourquoi on attend avec impatience les premiers signes du secteur de Higgs : la découverte du boson de Higgs. En outre, le secteur de Higgs est le seul de la théorie qui n'a pas encore été confronté directement à l'expérience : il pourrait bien fournir l'occasion d'observer de nouveaux phénomènes physiques. Par exemple, la supersymétrie [4] (symétrie boson-fermion qui double le spectre de particules connues) prédit l'existence de plusieurs bosons de Higgs dont un est léger.

Signalons qu'avant la mise en route en 1989 des quatre expériences, ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, du Large Electron-Positron Collider (LEP) au CERN, on savait très peu de choses sur la masse du boson de Higgs :  $m_h >$  quelques centaines de MeV/c<sup>2</sup> (expériences de physique nucléaire et de physique hadronique[5]).

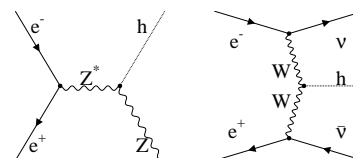
## 2 Signature de la production du Higgs au LEP

### 2.1 Production de Higgs aux collisionneurs électron-positron

Deux mécanismes permettent de produire le boson de Higgs en collisions électron-positron : Le Higgs-strahlung,  $e^+e^- \rightarrow hZ$ , et la fusion de W,  $e^+e^- \rightarrow h\nu_e\bar{\nu}_e$ , qui s'avère négligeable dans les faits au LEP.

Le Higgs-strahlung peut s'écrire  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow hZ \rightarrow hf\bar{f}$  car le Z final se désintègre en paire de fermions  $f\bar{f}$ .

Cette écriture met en évidence que deux configurations permettent d'obtenir une section



efficace de production notable. La première possibilité est que le  $Z$  intermédiaire soit réel, c'est-à-dire que l'énergie dans le centre de masse soit  $\sqrt{s} = m_Z c^2 \simeq 91.2$  GeV. Ceci implique d'une part que le  $Z$  de l'état final est virtuel, et d'autre part qu'il est impossible de produire un Higgs si sa masse est supérieure à  $\sqrt{s}/c^2 = m_Z$ . Ce cas correspond à la phase LEP1, de 1989 à 1995, au cours de laquelle le LEP a fonctionné à l'énergie de résonance du  $Z$ ,  $\sqrt{s} = 91.2$  GeV.

La deuxième possibilité est que le  $Z$  final soit réel, ce qui implique que le  $Z$  intermédiaire est virtuel. Dans ce cas, on peut produire un Higgs de masse  $m_h$ , à condition que l'énergie dans le centre de masse soit suffisamment élevée :  $\sqrt{s} > m_h c^2 + m_Z c^2$ . Pour explorer le plus grand domaine de masse possible, il faut donc atteindre l'énergie de collision la plus haute possible. Mais, sur un collisionneur circulaire, les faisceaux de particules perdent de l'énergie par rayonnement synchrotron qui varie comme  $s^2/m^4 R$  ( $R$  est le rayon de courbure de la trajectoire et  $m$  la masse des particules). Ces pertes, de l'ordre de 200 MeV/tour lors de la phase LEP1 à  $\sqrt{s} = 91$  GeV, s'élèvent à 3.5 GeV/tour pour  $\sqrt{s} = 200$  GeV. Ainsi, malgré les 27 km de circonférence du LEP, il faut continuellement injecter de l'énergie dans les faisceaux si on fonctionne au voisinage de  $\sqrt{s} = 200$  GeV. C'est donc la capacité accélératrice qui limite l'énergie de collision et par conséquent la sensibilité pour la recherche du Higgs.

La phase LEP2, commencée en 1996, a consisté à monter l'énergie du LEP en ajoutant des cavités accélératrices et en augmentant la puissance cryogénique permettant de les faire fonctionner à des plus hauts gradients électriques. En 2000, dernière année de fonctionnement, tous les facteurs ont été poussés au-delà des tolérances (gradients des cavités) pour augmenter l'énergie jusqu'à 209 GeV.

Sur la figure 2 sont représentées les sections efficaces de production du Higgs pour différentes hypothèses de masse et différentes énergies. On peut voir comment chaque année de fonctionnement de la phase LEP2 a permis d'explorer un nouveau domaine de masse pour le boson de Higgs.

## 2.2 Couplages et Rapports d'embranchement

Les fermions et les bosons de jauge deviennent massifs par l'interaction avec le champ de Higgs. C'est pourquoi les couplages des particules au boson de Higgs sont proportionnels à leurs masses respectives. Un seul paramètre est finalement inconnu dans le modèle standard : la masse du boson de Higgs. On peut donc calculer les rapports d'embranchement du Higgs en fonction de cette variable. Ils sont représentés sur la figure 1.

On voit donc que dans la zone accessible à LEP,  $m_h < 115$  GeV/ $c^2$ , le Higgs se désintègre en fermions lourds : quarks beaux et leptons  $\tau$ . par exemple Pour  $m_h=100$  GeV/ $c^2$ , on attend 82% en  $b\bar{b}$ , 7.9% en  $\tau^+\tau^-$ , et 9.2% en  $c\bar{c}$  et gluon-gluon. Au-delà de 160-180 GeV, les désintégrations en bosons de jauge,  $H \rightarrow W^+W^-$  et  $H \rightarrow Z^0Z^0$ , sont cinématiquement admissibles et dominant.

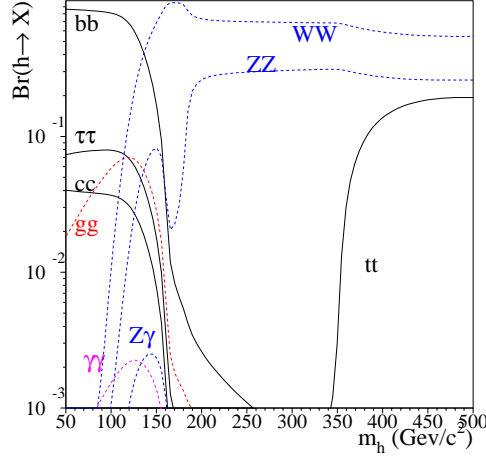


Figure 1: Rapports d'embranchement du boson de Higgs en fonction de sa masse.

### 2.3 Signatures de la production du boson de Higgs

Le Z se désintègre à 70% en paires de quarks, à 20% en paires de neutrinos, et à 10% en paires de leptons. On s'attend donc aux signatures de la production du boson de Higgs suivantes (on donne ici le cas de la phase LEP2, pour lequel le Z produit est réel. A LEP1, il faut bien sûr tenir compte de la virtualité du Z, ce qui supprime certaines contraintes cinématiques) :

Canal	Proportion	Description	Topologie
$hll$	$\simeq 7\%$	Higgs + deux leptons, muons ou électrons. Événements avec deux jets et deux traces isolées énergiques. Ces dernières sont identifiées comme leptons et forment un système dont la masse doit être environ $91 \text{ GeV}/c^2$ .	
$qq\tau\tau$	$\simeq 7\%$	Deux quarks + deux taus. Événements à deux jets + deux jets de basse multiplicité. A cause du $\tau$ qui se désintègre, $\tau \rightarrow \nu_\tau X$ , des neutrinos emportent de l'énergie non détectée.	
$h\nu\nu$	$\simeq 20\%$	Deux quarks + énergie manquante. On observe 2 jets de quarks $b$ acoplanaires et acolinéaires reculant contre de l'énergie manquante transverse. L'énergie et la masse manquante dues à la désintégration $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ vérifient : $E_{miss} \gtrsim 90 \text{ GeV}$ , $M_{miss} \simeq 91 \text{ GeV}/c^2$ .	
4 jets	$\simeq 65\%$	Quatre quarks dans l'état final. Événements hadroniques sphériques avec quatre jets bien distincts.	

A ce stade, il convient de remarquer que ces signatures sont détectables grâce au bas bruit de fond et à la propreté des événements d'un collisionneur  $e^+e^-$ . Dans les années qui vont suivre, le Tevatron [13] devrait produire des Higgs par le processus  $p\bar{p} \rightarrow XhZ$ , semblable à la production  $e^+e^- \rightarrow hZ$  du LEP, mais seule la signature  $hll$  pourra être distinguée du bruit de fond. En effet, dans ce collisionneur hadronique, l'interaction mise en jeu est l'interaction forte, les sections efficaces de collisions sont donc importantes et il y a plusieurs collisions par croisement de faisceaux, ce qui contamine les événements physiques intéressants. D'autre part, les collisions ont lieu entre les constituants du proton : les fragments du proton polluent également les événements intéressants. Enfin, ces constituants portent une fraction aléatoire de l'énergie du proton. L'énergie effective mise en jeu dans une collision est inconnue, ce qui diminue les contraintes cinématiques qu'on peut imposer pour distinguer le signal en reconstruisant avec précision sa masse.

La recherche du Higgs au LEP n'est cependant pas exempte de tout bruit fond. Trois processus physiques peuvent simuler la présence d'un signal : production de quarks, production de paires de W et production de paires de Z. Les sections efficaces de production du bruit de fond sont représentées sur la figure 2 pour différentes valeurs de l'énergie de collision, de la phase LEP1 à la dernière année de fonctionnement de LEP2.

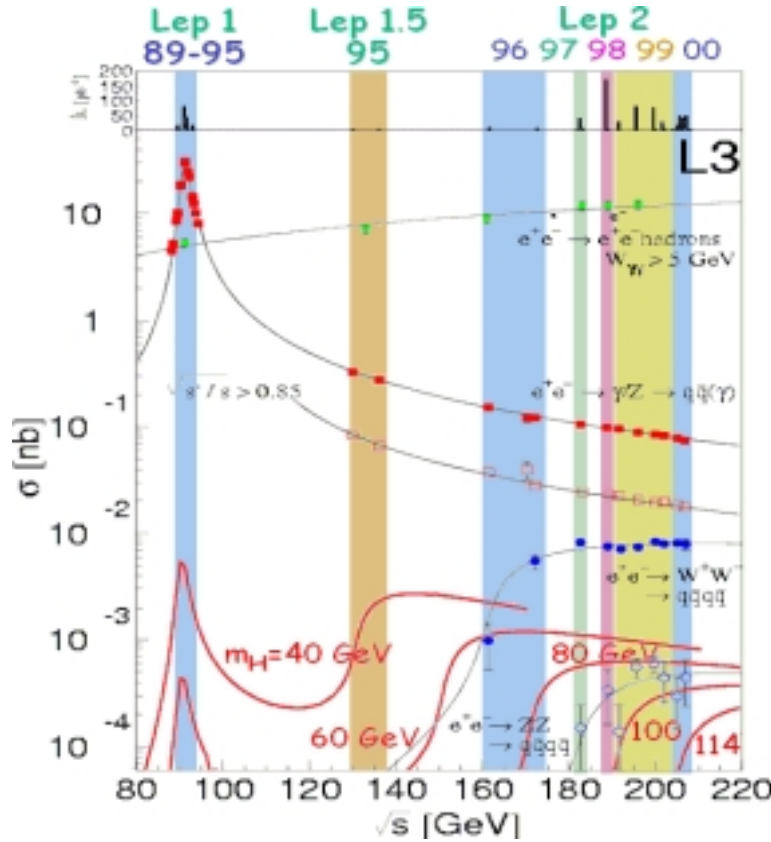


Figure 2: Sections efficaces de production, en fonction de l'énergie de collision, pour les principaux bruits de fond et pour le signal à différentes hypothèses de masse. La correspondance énergie-année de fonctionnement du LEP est également indiquée.



Ces caractéristiques sont quantifiées dans différentes observables expérimentales. Chaque collaboration du LEP a développé ses propres algorithmes, basés sur des réseaux de neurones ou des fonctions de vraisemblance, pour combiner ces observables en une seule variable d'étiquetage par jet de particules. La variable d'étiquetage des  $b$  utilisée par OPAL est montrée en exemple sur la figure 4.

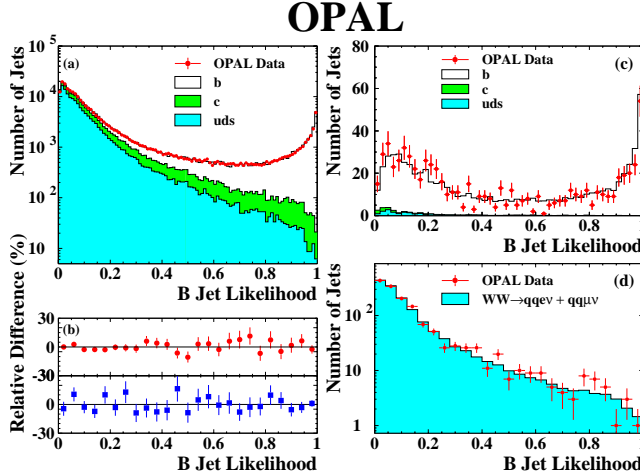


Figure 4: Etiquetage des quarks beaux réalisé par OPAL. Comparaison des données 2000 prises à l'énergie du  $Z$  ( $\sqrt{s}=91$  GeV à gauche) et à haute énergie ( $200 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 209$  GeV à droite) avec les simulations.

### 3 Résultats de LEP en 2000

On s'intéresse dans cette partie aux données de l'an 2000 seul. Elles ont été enregistrées aux plus hautes énergies atteintes par le LEP et définissent par conséquent la borne supérieure du domaine de masse exploré de 1989 à 2000.

#### 3.1 Résultats des sélections en 2000

Chacune des quatre collaborations du LEP a analysé ses données suivant sa propre méthode pour sélectionner les candidats Higgs de chaque canal de recherche. Une masse reconstruite est associée à chacun de ces candidats. Le spectre de masse obtenu en combinant tous les canaux [7] est représenté sur la figure 5. Il ne faut tirer aucune conclusion hâtive de ce spectre, car il ne contient qu'une partie de l'information disponible pour discriminer le signal du fond.

La grandeur la plus pertinente est en fait le rapport signal sur bruit  $\frac{s_i}{b_i}$  associé à chaque candidat  $i$ , en tenant compte de sa masse reconstruite mais aussi d'autres quantités très discriminantes telles que le contenu en quarks beaux. Le spectre obtenu pour une hypothèse de masse de  $115.6 \text{ GeV}/c^2$  est représenté sur la figure 5(c). Il montre un excès aux grandes valeurs qui pourrait correspondre à la présence d'un signal. Une vue du candidat le plus significatif est présentée sur la figure 6.

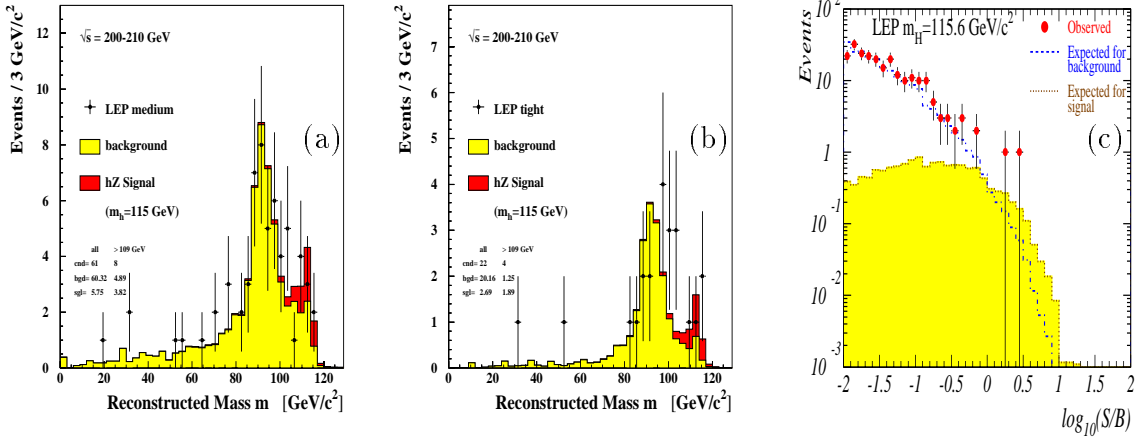


Figure 5: Spectres de masse obtenus pour deux niveaux de pureté de sélection (a et b). Distribution du rapport  $s/b$  des candidats pour l'hypothèse  $m_h = 115.6 \text{ GeV}/c^2$  (c).

### 3.2 Interprétation statistique

Pour une observation donnée, on peut démontrer que la meilleure grandeur permettant d'évaluer numériquement si un Higgs de masse  $m_h$  est présent ou non, est le rapport de vraisemblance [6], c'est-à-dire le rapport des probabilités :

$$Q(m_h) = \frac{P(\text{observation} \mid \text{existence du Higgs de masse } m_h)}{P(\text{observation} \mid \text{absence d'un boson de Higgs pouvant être produit})}$$

Par un rapide calcul, on démontre que son logarithme est

$$\log(Q(m_h)) = -s_{\text{tot}} + \sum_i \log\left(1 + \frac{s_i(m_h)}{b_i}\right),$$

c'est-à-dire un dire un comptage pondéré par  $\log(1 + \frac{s_i}{b_i})$  du nombre de candidats observés ( $s_{\text{tot}}$  est le nombre total de candidats attendus). D'autre part,  $Q$  étant un rapport de vraisemblance, si le boson de Higgs est présent dans les données, le minimum de  $-\log(Q(m_h))$  est un estimateur de la masse de cette particule.

La courbe  $-2 \log Q(m_h)$ , obtenue à partir des données du LEP, est représentée sur la figure 7. A cause, en partie, de l'excès de candidats à grande valeur du rapport signal sur bruit, cette courbe diffère de ce qu'on attendrait du bruit de fond seul. Elle présente un minimum pour  $m_h = 115.6 \text{ GeV}/c^2$  et s'approche de ce qu'on attendrait si un Higgs d'environ  $115.6 \text{ GeV}/c^2$  était présent dans les données.

La probabilité d'observer un excès de candidats à cause d'une fluctuation du fond au moins aussi importante est estimée à environ 3.5% (pour l'hypothèse  $m_h = 115.6 \text{ GeV}/c^2$ ). Cette valeur est bien trop élevée pour proclamer que le Higgs a été découvert. En effet, on définit, conventionnellement, un seuil de découverte, dit à  $5\sigma$ , pour une probabilité inférieure à  $5.7 \times 10^{-7}$ . Néanmoins, l'interprétation de l'excès observé en tant que production du Higgs, dont la masse serait  $m_h = 115.6^{+0.6}_{-0.8} \text{ GeV}/c^2$ , reste tout à fait valide.

Si la production d'un Higgs d'une masse voisine de  $116 \text{ GeV}/c^2$  a peut-être eu lieu, des valeurs plus basses sont par contre exclues. La combinaison de l'ensemble des expériences du LEP donne une limite à 95% de niveau de confiance :  $m_h > 114.1 \text{ GeV}/c^2$ .

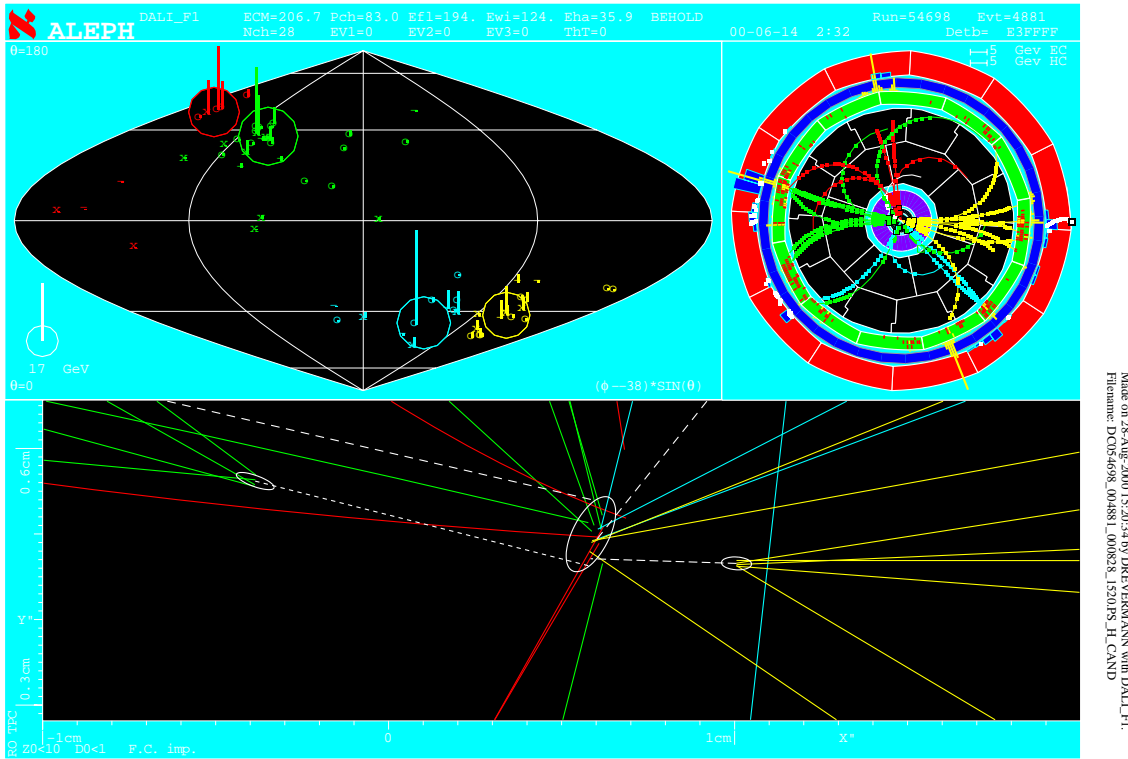


Figure 6: Candidat Higgs “quatre jets”, observé dans ALEPH. L’agrandissement du centre du détecteur montre très clairement qu’un certain nombre de trajectoires reconstruites sont issues de deux vertex secondaires distincts, ce qui signe la présence de deux quarks beaux.

## 4 Au-delà du modèle standard

Les physiciens du LEP ne se sont pas contentés de chercher le Higgs du modèle standard. Les modèles dits “au-delà” [5] ont également été testés. Citons les exemples les plus importants [8] (les limites sont données à 95% de niveau de confiance) :

- Modèle à deux doublets. Dans un tel modèle, le secteur de Higgs est étendu car il comprend trois bosons neutres,  $h$ ,  $H$  et  $A$ , et deux bosons chargés,  $H^+$  et  $H^-$ . Les résultats de la recherche infructueuse de Higgs chargés nous apprennent qu’ils doivent être plus lourds que  $78.6 \text{ GeV}/c^2$ .
- Modèle supersymétrique minimal. La supersymétrie exige la présence d’un deuxième doublet et il existe cinq bosons de Higgs comme dans le cas précédent. La supersymétrie impose également la forme des autocouplages du secteur de Higgs, ce qui apporte des contraintes supplémentaires : on sait ainsi que les Higgs chargés sont trop lourds pour être produits au LEP tandis que le Higgs le plus léger est typiquement dans la zone accessible :  $m_h < 130 \text{ GeV}/c^2$ . Les productions possibles sont ainsi  $e^+e^- \rightarrow hZ$ ,  $e^+e^- \rightarrow HZ$  et  $e^+e^- \rightarrow hA$ . Il faut souligner que le signal observé à  $115.6 \text{ GeV}$  peut être interprété comme la production de  $hZ$  ou de  $HZ$  sans qu’il soit possible de trancher.

Comme la supersymétrie prédit l’existence d’un Higgs léger, le domaine de paramètres supersymétriques explorés par LEP est très grand. On sait désormais que  $m_h >$



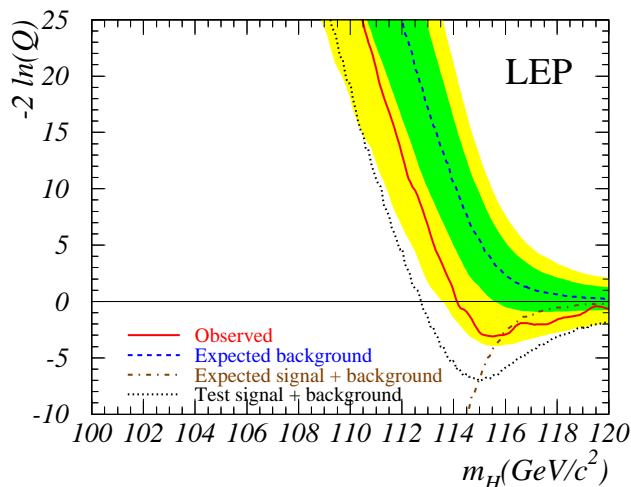


Figure 7: Fonction de vraisemblance  $-2 \log Q(m_h)$ . Sont tracées : la courbe résumant les observations du LEP, la courbe représentant ce qu'on attend du bruit de fond sans signal (*expected background*), les bandes autour de cette courbe représentant les fluctuations du bruit de fond à un et deux écarts standard, la courbe représentant ce qu'on attend si un signal de  $115 \text{ GeV}/c^2$  est présent (*test signal+background*), et enfin la valeur attendue de  $-2 \log Q(m_h)$  lorsqu'un Higgs de masse  $m_h$  est présent (*expected signal+background*).

$91.0 \text{ GeV}/c^2$  et que les valeurs  $0.5 < \tan \beta < 2.4$  sont exclues, où  $\tan \beta$  est le rapport des valeurs dans le vide des deux doublets de Higgs. Cette dernière contrainte permet de rejeter la plupart des versions du MSSM qui sont attrayantes théoriquement grâce à leurs nombres réduits de paramètres (universalité)[9, 10]. Elle constitue par conséquent un résultat majeur du LEP.

- Higgs invisible. Ce terme désigne le cas où le Higgs se désintégrerait en particules non détectables. C'est par exemple le cas en supersymétrie, s'il se désintègre en paire de neutralinos. La limite obtenue pour 100% de désintégration invisible est  $m_h > 114.4 \text{ GeV}/c^2$ .
- Higgs fermiophobique. Ce terme désigne les modèle (à plusieurs Higgs) pour lesquels le boson produit n'est pas couplé aux fermions. Dans ce cas, il se désintègre en bosons de jauge, par exemple en paire de photons. La limite obtenue grâce à la recherche d'états finals à deux photons s'élève à  $108.2 \text{ GeV}/c^2$ .

## 5 Conclusion : l'héritage du LEP en ce qui concerne le Higgs

Les recherches directes du boson de Higgs, effectuées au LEP de 1989 à 2000, constituent un grand succès. En effet, elles ont permis l'exploration d'un vaste domaine de masse, s'étendant jusqu'à environ  $115 \text{ GeV}/c^2$  pour les Higgs du modèle standard et de modèles plus exotiques. On sait ainsi que le Higgs standard doit être plus lourd que  $114.1 \text{ GeV}/c^2$ . En outre, des indices de la possible existence d'un Higgs d'une masse

d'environ  $115.6 \text{ GeV}/c^2$  ont également été observés au cours de la dernière année de fonctionnement.

Un autre succès majeur du LEP est la mesure de nombreuses observables électrofaibles avec une extrême précision. Via les corrections quantiques, elles contraignent indirectement la masse possible du Higgs [11].

Ces deux résultats, directes et indirectes, peuvent être considérés comme l'héritage du LEP. On peut même se prêter au jeu de les combiner en une densité de probabilité d'existence du boson de Higgs en fonction de sa masse[12]. Le résultat d'une telle combinaison est représenté sur la figure 8. Ce sont les futures expériences, auprès du

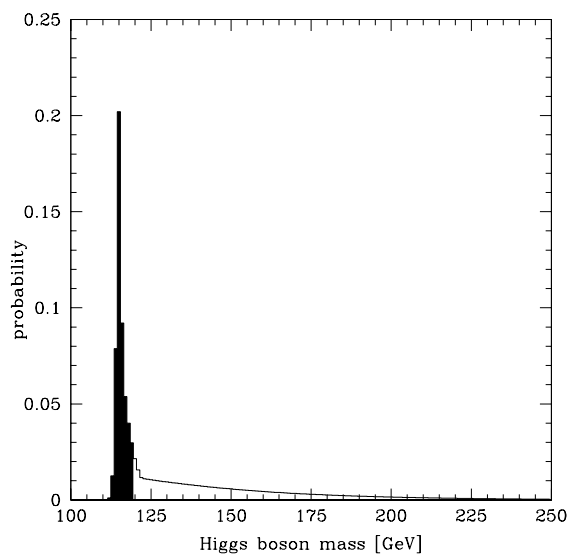


Figure 8: Densité de probabilité d'existence du boson de Higgs en fonction de sa masse. La zone grisée correspond à 50% de probabilité.

Tevatron[13] et du LHC[14], qui nous apprendront sur quel point de ce graphique se situe réellement la masse du boson de Higgs. Mais, loin de marquer le terme d'une épopée, la découverte du boson de Higgs sera la première étape de l'exploration détaillée du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible.

## Références

- [1] Glashow, S. L., Nucl. Phys. **22** (1961) 579.  
Weinberg, S., Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264,  
Salam, A. in *Elementary particle physics*, ed N. Svartholm (1968).
- [2] Yang, C., Mills, R., Phys. Rev. **D96** (1954) 191.
- [3] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.
- [4] P. Fayet and S. Ferrara, “*Supersymmetry*,” Phys. Rept. **32** (1977) 249.
- [5] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane, S. Dawson “*The Higgs Hunter’s Guide*”, Frontier in Physics Series (Vol 80), Addison-Wesley.
- [6] A. Read, “ *Optimal Statistical Analysis of Search Results based on the Likelihood Ratio and its Application to the Search of the MSM Higgs Boson at  $\sqrt{s} = 161$  and  $172$  GeV*”, DELPHI note 97-158 , PHYS 737 (1997).
- [7] The Lep Higgs Working Group, “*Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*” CERN-EP/2001-055, hep-ex/0107029.
- [8] The Lep Higgs Working Group, “*Searches for the Neutral Higgs Bosons of the MSSM*”, hep-ex/0107030, “*Search for Charged Higgs bosons*”, hep-ex/0107031, “*Searches for Invisible Higgs bosons*”, hep-ex/0107032, “*Flavour Independent Search for Hadronically Decaying Neutral Higgs Bosons at LEP*”, hep-ex/0107034, “*Search for Higgs Bosons Decaying into Photons*”, hep-ex/0107035, tous ces résultats utilisant les données enregistrées jusqu’à 209 GeV sont préliminaires.
- [9] M. Carena, M. Olechowski, S. Pokorski and C. E. Wagner, “*Radiative electroweak symmetry breaking and the infrared fixed point of the top quark mass*”, Nucl. Phys. **B419**, 213 (1994) [hep-ph/9311222].
- [10] S. Codoban, M. Jurcisin and D. Kazakov, “*Higgs mass prediction with non-universal soft supersymmetry breaking in MSSM*”, Phys. Lett. **B477** (2000) 223, [hep-ph/9912504].
- [11] LEP-SLD Electroweak Working Group, “ *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*”, CERN-EP/2001-021, hep-ex/0103048
- [12] J. Erler, “*Fundamental parameters from precision tests*”, hep-ph/0102143
- [13] M. Carena *et al.*, “*Report of the Tevatron Higgs working group*”, hep-ph/0010338.
- [14] “*ATLAS, detector and physics performance, technical design report*”, CERN/LHCC/99-15, ATLAS TDR-15.  
“*CMS, technical proposal*”, CERN/LHCC/94-38