CERN-PH-TH/2007-262
DESY 07-214
LAPTH-CONF-1223/2007 07-128
PITHA 07/20
PSI-PR-07-11

CERN-PH-TH/2007-262
DESY 07-214
LAPTH-CONF-1223/2007
LPT-ORSAY 07-128
PITHA 07/20
PSI-PR-07-11

Concepts of Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics

M. Gomez-Bock[1], **M. Mondragón**[2], **M. Mühlleitner**[3,4], **M. Spira**[5], **P.M. Zerwas**[6,7,8]

[1] Inst. de Física "LRT", Benemerita Univ. Auton. de Puebla, 72570 Puebla, Pue, Mexico
[2] Inst. de Física, Universidad Nacional Autononoma de Mexico, 01000 Mexico D.F., Mexico
[3] Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique Théorique, LAPTH, Annecy-Le-Vieux, France
[4] CERN TH Division, CERN, Geneva, Switzerland
[5] Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland
[6] Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, D-22603 Hamburg, Germany
[7] Inst. Theor. Physik E, RWTH Aachen, D-52074 Aachen, Germany
[8] Laboratoire de Physique Théorique, U. Paris-Sud, F-91405 Orsay, France

Abstract
We present an introduction to the basic concepts of electroweak symmetry breaking and Higgs physics within the Standard Model and its supersymmetric extensions. A brief overview will also be given on alternative mechanisms of electroweak symmetry breaking. In addition to the theoretical basis, the present experimental status of Higgs physics and prospects at the Tevatron, the LHC and e^+e^- linear colliders are discussed.

arXiv:0712.2419v1 [hep-ph] 14 Dec 2007

1 Introduction

1. Revealing the physical mechanism which breaks the electroweak symmetries, is one of the key problems in particle physics. If the fundamental particles of the Standard Model – leptons, quarks and gauge bosons – remain weakly interacting up to very high energies, potentially close to the Planck scale, the sector in which the electroweak symmetry is broken must contain one or more fundamental scalar Higgs bosons with light masses of the order of the symmetry-breaking scale $v \simeq 246$ GeV. The masses of the fundamental particles are generated by the interaction with the scalar Higgs field, which is non-zero in the ground state [1]. Alternatively, the symmetry breaking could be generated dynamically by new strong forces characterized by an interaction scale $\Lambda \sim 1$ TeV and beyond [2]. If global symmetries of the strong interactions are broken spontaneously, the associated Goldstone bosons can be absorbed by the gauge fields, generating the masses of the gauge particles. The masses of leptons and quarks can be generated by interactions with the fermion condensate of the new strong interaction theory. In other strong-interaction scenarios, $\Lambda > \mathcal{O}(10$ TeV), the low-energy spectrum includes scalar Higgs fields [3] which acquire light masses as pseudo-Goldstone bosons only by collective symmetry breaking. Other breaking mechanisms of the electroweak symmetries are associated with the dynamics in extra space

dimensions at low energies [4]. The Higgs field may be identified with the fifth component of a vector field in $D = 5$ dimensions, or no light Higgs field is realized in four dimensions.

2. A simple mechanism for the breaking of the electroweak symmetry is incorporated in the Standard Model (SM) [5]. A complex isodoublet scalar field is introduced which acquires a non-vanishing vacuum expectation value by self-interactions, breaking spontaneously the electroweak symmetry $\mathrm{SU}(2)_I \times \mathrm{U}(1)_Y$ down to the electromagnetic $\mathrm{U}(1)_{EM}$ symmetry. The interactions of the gauge bosons and fermions with the background field generate the masses of these particles. One scalar field component is not absorbed in this process, manifesting itself as the physical Higgs particle H.

The mass of the Higgs boson is the only unknown parameter in the symmetry-breaking sector of the Standard Model, while all couplings are fixed by the masses of the particles, a consequence of the Higgs mechanism *sui generis*. However, the mass of the Higgs boson is constrained in two ways. Since the quartic self-coupling of the Higgs field grows indefinitely with rising energy, an upper limit on the Higgs mass can be derived from demanding the SM particles to remain weakly interacting up to a scale Λ [6]. On the other hand, stringent lower bounds on the Higgs mass follow from requiring the electroweak vacuum to be stable [7]. If the Standard Model is valid up to scales near the Planck scale, the SM Higgs mass is restricted to a narrow window between 130 and 190 GeV. For Higgs masses either above or below this window, new physical phenomena are expected to occur at a scale Λ between ~ 1 TeV and the Planck scale. For Higgs masses of order 1 TeV, the scale of new strong interactions would be as low as ~ 1 TeV [6, 8].

The electroweak observables are affected by the Higgs mass through radiative corrections [9]. Despite the weak logarithmic dependence to leading order, the high-precision electroweak data, cf. Fig. 1.1, indicate a preference for light Higgs masses close to ~ 100 GeV [10]. At the 95% CL, they require a value of the Higgs mass less than ~ 144 GeV. By searching directly for the SM Higgs particle, the LEP experiments have set a lower limit of $M_H \gtrsim 114$ GeV on the Higgs mass [11]. Since the Higgs boson has not been found at LEP2, the search will continue at the Tevatron, which may reach masses up to ~ 140 GeV [12]. The proton collider LHC can sweep the entire canonical Higgs mass range of the Standard Model [13, 14]. While first steps in analyzing the properties of the Higgs particle can be taken at the LHC, a comprehensive and high-resolution picture of the Higgs mechanism can be established experimentally by performing very accurate analyses at e^+e^- linear colliders [15].

3. If the Standard Model is embedded in a Grand Unified Theory (GUT) at high energies, the scale of electroweak symmetry breaking would naively be expected close to the unification scale M_{GUT}. Supersymmetry [16] provides a solution of this hierarchy problem. Once the fundamental parameters of the supersymmetric theory and its breaking mechanism are generated at the Terascale, the quadratically divergent contributions to the radiative corrections of the scalar Higgs boson mass are cancelled by the destructive interference between bosonic and fermionic loops in supersymmetric theories [17]. The Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model (MSSM) provides an illustrative example for deriving a Terascale theory from a supersymmetric grand unified theory. A strong indication for the realization of the basic components of this physical picture in nature is the excellent agreement between the value of the electroweak mixing angle $\sin^2\theta_W$ predicted by the unification of the gauge couplings, and the experimentally measured value. If the gauge couplings are unified in the minimal supersymmetric theory at a scale $M_{GUT} = \mathcal{O}(10^{16}\ \mathrm{GeV})$, the electroweak mixing angle is predicted to be $\sin^2\theta_W = 0.2336 \pm 0.0017$ [18] for a mass spectrum of the supersymmetric particles of order M_Z to 1 TeV. This theoretical prediction is matched very well by the experimental result $\sin^2\theta_W^{exp} = 0.23153 \pm 0.00016$ [10]; the difference between the two numbers is less than 2 per-mille.

In the MSSM, the Higgs sector is built up by two Higgs doublets [19]. The doubling is necessary to generate masses for up- and down-type fermions in a supersymmetric theory and to render the theory anomaly-free. The Higgs particle spectrum consists of a quintet of states: two $\mathcal{CP}$-even scalar neutral (h, H), one $\mathcal{CP}$-odd pseudoscalar neutral (A), and a pair of charged ($H^\pm$) Higgs bosons [20]. The masses

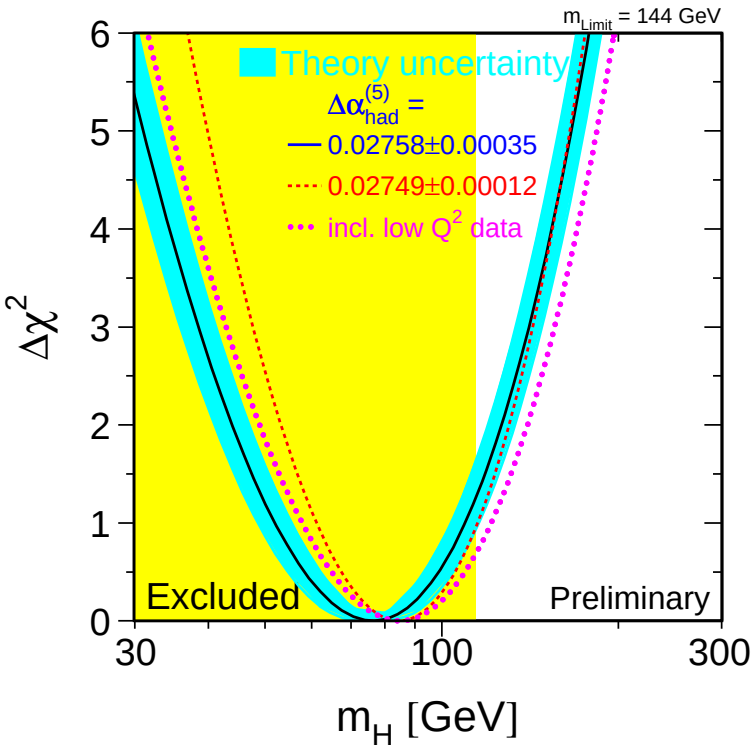

Figure 1.1: *The $\Delta\chi^2$ curve derived from high-Q^2 precision electroweak measurements, performed at LEP, SLC and Tevatron, as a function of the Higgs boson mass in the Standard Model.*

of the heavy Higgs bosons, $H, A, H^{\pm}$, are expected to be of order v, but they may extend up to the TeV range. By contrast, since the quartic Higgs self-couplings are determined by the gauge couplings, the mass of the lightest Higgs boson h is constrained stringently. At tree level, the mass has been predicted to be smaller than the Z mass [20]. Radiative corrections, increasing as the fourth power of the top mass, shift the upper limit to a value between $\sim$ 100 GeV and $\sim$ 140 GeV, depending on the parameter tgβ, the ratio of the vacuum expectation values of the two neutral scalar Higgs fields.

Extensions beyond the minimal supersymmetric form of the theory may be motivated by slight fine-tuning problems in accommodating the experimentally observed Z-boson mass. The expansion of the Higgs sector introduces new couplings which grow with rising scale. In parallel with the Standard Model, the lightest Higgs boson mass is bounded [21] to less than about 200 GeV, however, if the fields remain weakly interacting up to scales close to the Planck scale.

A general lower bound of 91 GeV in $\mathcal{CP}$-invariant theories has been experimentally established for the Higgs particle h at LEP [11]. The search for h masses in excess of $\sim$ 100 GeV and the search for the heavy Higgs bosons continues at the Tevatron, the LHC and e^+e^- linear colliders.

4. A light Higgs boson may also be generated as a (pseudo-)Goldstone boson by spontaneous breaking of global symmetries of new interactions at multi-TeV scales, the mass kept small by collective symmetry breaking mechanisms. Alternatively to supersymmetry, the quadratic divergencies of the Standard Model are cancelled by new partners of the Standard Model particles that do not differ in the fermionic/bosonic character. Symmetry schemes constrain the couplings in such a way that the cancellations are achieved in a natural way. Such scenarios are realized in Little Higgs models [3] which predict a large ensemble of new SM-type particles in the mass range of a few TeV.

5. Elastic-scattering amplitudes of massive vector bosons grow indefinitely with energy if they are calculated in a perturbative expansion in the weak coupling of a non-Abelian gauge theory. As a result,

they violate unitarity beyond a critical energy scale of ~ 1.2 TeV. Apart from introducing a light Higgs boson, this problem can also be solved by assuming the W bosons to become strongly interacting at TeV energies, thus damping the rise of the elastic-scattering amplitudes. Naturally, the strong forces between the W bosons may be traced back to new fundamental interactions characterized by a scale of order 1 TeV [2]. If the underlying theory is globally chiral-invariant, this symmetry may be broken spontaneously. The Goldstone bosons associated with the spontaneous breaking of the symmetry can be absorbed by gauge bosons to generate their masses and to build up the longitudinal components of their wave functions.

Since the longitudinally polarized W bosons are associated with the Goldstone modes of chiral symmetry breaking, the scattering amplitudes of the W_L bosons can be predicted for high energies by a systematic expansion in the energy. The leading term is parameter-free, a consequence of the chiral symmetry-breaking mechanism *per se*, which is independent of the particular structure of the dynamical theory. The higher-order terms in the chiral expansion however are defined by the detailed structure of the underlying theory. With rising energy the chiral expansion is expected to diverge and new resonances may be generated in WW scattering at mass scales between 1 and 3 TeV. This picture is analogous to pion dynamics in QCD, where the threshold amplitudes can be predicted in a chiral expansion, while at higher energies vector and scalar resonances are formed in $\pi\pi$ scattering.

Such a scenario can be studied in WW scattering experiments, where the W bosons are radiated, as quasi-real particles [22], off high-energy quarks in the proton beams of the LHC [13], [23–25] or off electrons and positrons in TeV linear colliders [15, 26, 27].

6. In theories formulated in extra space dimensions, suitably chosen boundary conditions for fields in the compactified space can be exploited to break symmetries [4]. In one class of models, the Higgs fields are identified with the zero-mass fifth components of vector boson fields, associated with broken gauge symmetries beyond the Standard Model, while other massive fifth components are transformed to the longitudinal degrees of freedom for the vector bosons of the Standard Model. Alternatively, the electroweak symmetries can be broken by transforming all fifth components to longitudinal components of the vector fields, ground state vectors as well as Kaluza-Klein state vectors, so that higgsless theories emerge in such a scenario. In any such theory of extra space dimensions, Kaluza-Klein towers are generated above the Standard Model states. The additional exchange of the Kaluza-Klein towers in WW scattering damps the scattering amplitude of the Standard Model and allows in principle to extend the theory to energies beyond the 1.2 TeV unitarity bound of naive higgsless scenarios.

7. This report is divided into three parts. A basic introduction and a summary of the main theoretical and experimental results will be presented in the next section on the Higgs sector of the Standard Model. Also the search for the Higgs particle at hadron and future e^+e^- colliders will be described. In the same way, the Higgs spectrum of supersymmetric theories will be discussed in the subsequent section. The main features of strong W interactions and their analysis in WW scattering experiments will be presented in the last section.

Only basic elements of electroweak symmetry breaking and Higgs mechanism can be reviewed in this report which is an updated version of the reports Ref. [28] and Refs. [29]. Other aspects may be traced back from Refs. [30], the canon Ref. [31] and the recent reports Refs. [32].

2 The Higgs Sector of the Standard Model

2.1 Physical Basis

1. At high energies, the amplitude for the elastic scattering of massive W bosons, $WW \to WW$, grows indefinitely with energy for longitudinally polarized particles, Fig. 2.1a. This is a consequence of the

linear rise of the longitudinal W_L wave function, $\epsilon_L = (p, 0, 0, E)/M_W$, with the energy of the particle. Even though the term of the scattering amplitude rising as the fourth power in the energy is cancelled by virtue of the non-Abelian gauge symmetry, the amplitude remains quadratically divergent in the energy. On the other hand, unitarity requires elastic-scattering amplitudes of partial waves J to be bounded by $\Re e A_J \leq 1/2$. Applied to the asymptotic S-wave amplitude $A_0 = G_F s/8\pi\sqrt{2}$ of the isospin-zero channel $2W_L^+W_L^- + Z_L Z_L$, the bound [33]

$$s \leq 4\pi\sqrt{2}/G_F \sim (1.2 \text{ TeV})^2 \tag{2.1}$$

on the c.m. energy $\sqrt{s}$ can be derived for the validity of a theory of weakly coupled massive gauge bosons.

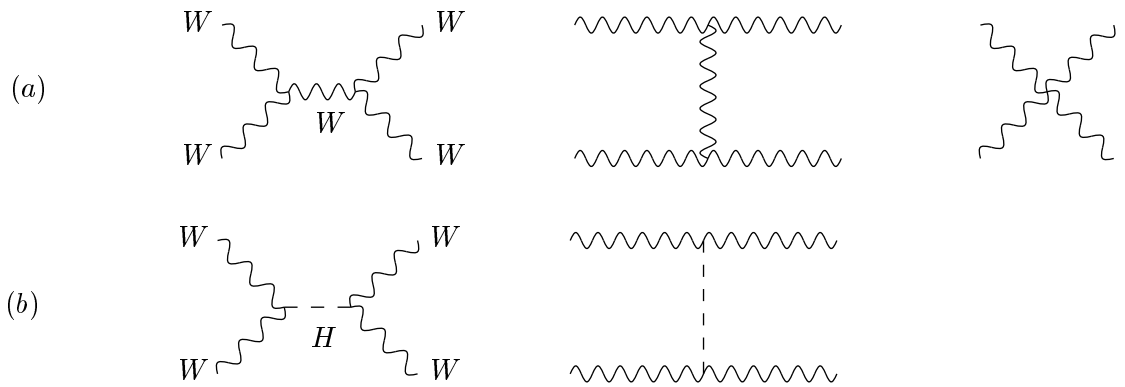

Figure 2.1: *Generic diagrams of elastic WW scattering: (a) pure gauge-boson dynamics, and (b) Higgs-boson exchange.*

However, the quadratic rise in the energy can be damped by exchanging a new scalar particle, Fig. 2.1b. To achieve the cancellation, the size of the coupling must be given by the product of the gauge coupling with the gauge boson mass. For high energies, the amplitude $A_0' = -G_F s/8\pi\sqrt{2}$ cancels exactly the quadratic divergence of the pure gauge-boson amplitude A_0. Thus, unitarity can be restored by introducing a fundamental, weakly coupled *Higgs particle*.

In the same way the linear divergence of the amplitude $A(f\bar{f} \to W_L W_L) \sim g m_f \sqrt{s}$ for the annihilation of a fermion–antifermion pair to a pair of longitudinally polarized gauge bosons can be damped by adding the Higgs exchange to the gauge-boson exchange. In this case the Higgs particle must couple proportionally to the mass m_f of the fermion f.

These observations can be summarized in a rule: *A theory of massive gauge bosons and fermions which are weakly coupled up to asymptotic energies, requires, by unitarity, the existence of a Higgs particle; the Higgs particle is a scalar 0^+ particle that couples to other particles proportionally to the masses of the particles.*

The assumption that the couplings of the fundamental particles are weak up to asymptotic energies is qualitatively supported by the perturbative renormalization of the electroweak mixing angle $\sin^2\theta_W$ from the symmetry value 3/8 at the GUT scale down to ~ 0.2 at the electroweak scale, which is close to the experimentally observed value.

2. These ideas can be cast into an elegant mathematical form by interpreting the electroweak interactions as a gauge theory with spontaneous symmetry breaking in the scalar sector[1]. Such a theory consists of

[1]The mechanisms of spontaneous symmetry breaking, including the Goldstone theorem as well as the Higgs mechanism, are exemplified for the illustrative $O(3)$ σ model in Appendix A.

fermion fields, gauge fields and a scalar field coupled by the standard gauge interactions and Yukawa interactions to the other fields. Moreover, a self-interaction

$$V = \frac{\lambda}{2}\left[|\phi|^2 - \frac{v^2}{2}\right]^2 \tag{2.2}$$

is introduced in the scalar sector, which leads to a non-zero ground-state value $v/\sqrt{2}$ of the scalar field. By fixing the phase of the vacuum amplitude at an arbitrarily chosen value, say zero, the gauge symmetry is broken spontaneously in the scalar sector. Interactions of the gauge fields with the scalar background field, Fig. 2.2a, and Yukawa interactions of the fermion fields with the background field, Fig. 2.2b, shift the masses of these fields from zero to non-zero values:

$$\begin{aligned}
(a) \qquad & \frac{1}{q^2} \;\to\; \frac{1}{q^2} + \sum_j \frac{1}{q^2}\left[\left(\frac{gv}{2}\right)^2 \frac{1}{q^2}\right]^j \;=\; \frac{1}{q^2 - M^2} \;:\; M^2 = g^2\frac{v^2}{4} \\
(b) \qquad & \frac{1}{\not q} \;\to\; \frac{1}{\not q} + \sum_j \frac{1}{\not q}\left[\frac{g_f v}{\sqrt{2}}\frac{1}{\not q}\right]^j \;=\; \frac{1}{\not q - m_f} \;:\; m_f = g_f\frac{v}{\sqrt{2}}
\end{aligned} \tag{2.3}$$

Thus, in theories with gauge and Yukawa interactions, in which the scalar field acquires a non-zero ground-state value, the couplings are naturally proportional to the masses. This ensures the unitarity of the theory as discussed before. These theories are renormalizable (as a result of the gauge invariance, which is only disguised in the unitary formulation adopted here), and thus they describe a well-defined physical system.

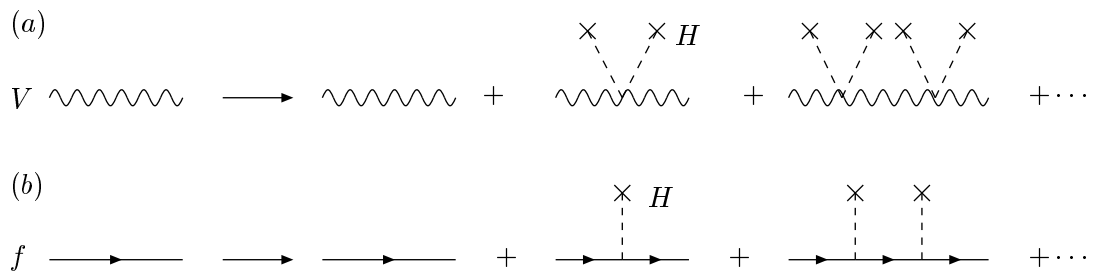

Figure 2.2: *Generating (a) gauge boson and (b) fermion masses through interactions with the scalar background field.*

2.2 The Higgs Mechanism in the Standard Model

Besides the Yang–Mills and the fermion parts, the electroweak $SU_2 \times U_1$ Lagrangian includes a scalar isodoublet field ϕ, coupled to itself in the potential V, cf. eq. (2.2), to the gauge fields through the covariant derivative $iD = i\partial - g\vec{I}\vec{W} - g'YB$, and to the up and down fermion fields u, d by Yukawa interactions:

$$\mathcal{L}_0 = |D\phi|^2 - \frac{\lambda}{2}\left[|\phi|^2 - \frac{v^2}{2}\right]^2 - g_d\bar{d}_L\phi d_R - g_u\bar{u}_L\phi_c u_R + \text{hc}\,. \tag{2.4}$$

In the unitary gauge, the isodoublet ϕ is effectively replaced by the physical Higgs field H, $\phi \to [0, (v + H)/\sqrt{2}]$, which describes the fluctuation of the $I_3 = -1/2$ component about the ground-state value $v/\sqrt{2}$. The scale v of the electroweak symmetry breaking is fixed by the weak gauge coupling and the W mass, which in turn can be reexpressed by the Fermi coupling:

$$v = 1/\sqrt{\sqrt{2}G_F} \approx 246\,\text{GeV}. \tag{2.5}$$

While the W mass is related to v by the gauge coupling, the Yukawa couplings g_f and the quartic coupling λ can likewise be reexpressed in terms of the Higgs mass M_H and the fermion masses m_f:

$$\begin{aligned} M_W^2 &= g^2 v^2/4 \\ m_f &= g_f v/\sqrt{2} \\ M_H^2 &= \lambda v^2 \end{aligned} \tag{2.6}$$

respectively.

Since the couplings of the Higgs particle to gauge particles, to fermions and to itself are given by the gauge couplings and the masses of the particles, the only unknown parameter in the Higgs sector (apart from the CKM mixing matrix) is the Higgs mass. When this mass is fixed, all properties of the Higgs particle can be predicted, i.e. the lifetime and decay branching ratios, as well as the production mechanisms and the corresponding cross sections.

2.2.1 The SM Higgs Mass

Even though the mass of the Higgs boson cannot be predicted in the Standard Model, stringent upper and lower bounds can nevertheless be derived from internal consistency conditions and extrapolations of the model to high energies.

1. The Higgs boson has been introduced as a fundamental particle to render 2–2 scattering amplitudes involving longitudinally polarized W bosons compatible with unitarity. Based on the general principle of time-energy uncertainty, particles must decouple from a physical system if their mass grows indefinitely. The mass of the Higgs particle must therefore be bounded to restore unitarity in the perturbative regime. From the asymptotic expansion of the elastic $W_L W_L$ S-wave scattering amplitude including W and Higgs exchanges, $A(W_L W_L \to W_L W_L) \to -G_F M_H^2/4\sqrt{2}\pi$, it follows [33] that

$$M_H^2 \leq 2\sqrt{2}\pi/G_F \sim (850\ \text{GeV})^2\ . \tag{2.7}$$

Within the canonical formulation of the Standard Model, consistency conditions therefore require a Higgs mass below 1 TeV.

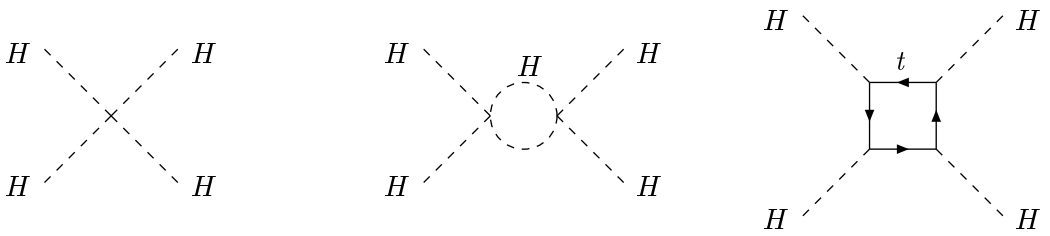

Figure 2.3: *Diagrams generating the evolution of the Higgs self-interaction λ.*

2. Quite restrictive bounds on the value of the SM Higgs mass follow from limits on the energy scale Λ up to which the Standard Model can be extended before new strong interaction phenomena emerge. The key to these bounds is the evolution of the quartic coupling λ with the energy due to quantum fluctuations [6]. The basic contributions are depicted in Fig. 2.3. The Higgs loop itself gives rise to an indefinite increase of the coupling while the fermionic top-quark loop, with increasing top mass, drives the coupling to smaller values, finally even to values below zero. The variation of the quartic Higgs coupling λ and the top-Higgs Yukawa coupling g_t with energy, parametrized by $t = \log \mu^2/v^2$, may be

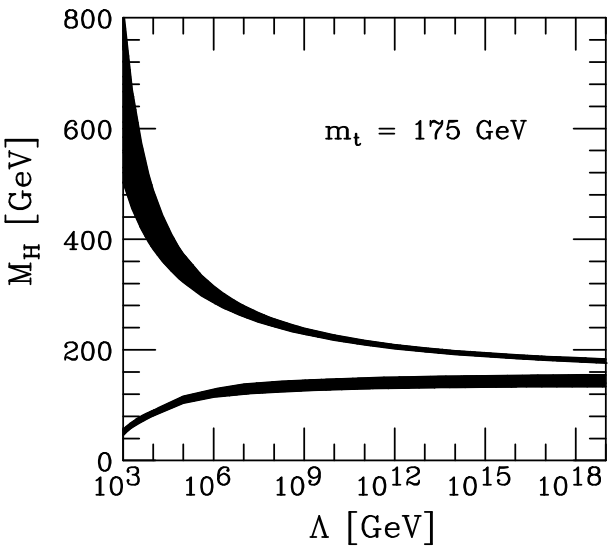

Figure 2.4: *Bounds on the mass of the Higgs boson in the Standard Model. Λ denotes the energy scale at which the SM Higgs boson with mass M_H would become strongly interacting (upper bound); the lower bound follows from the requirement of vacuum stability. Refs. [6, 7].*

written as [6]

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda}{dt} &= \frac{3}{8\pi^2}\left[\lambda^2 + \lambda g_t^2 - g_t^4\right] \quad : \quad \lambda(v^2) = M_H^2/v^2 \\ \frac{dg_t}{dt} &= \frac{1}{32\pi^2}\left[\frac{9}{2}g_t^3 - 8g_t g_s^2\right] \quad : \quad g_t(v^2) = \sqrt{2}\, m_f/v\ . \end{aligned} \tag{2.8}$$

Only the leading loop contributions from Higgs, top and QCD [coupling g_s] are taken into account.

For moderate top masses, the quartic coupling λ rises indefinitely, $d\lambda/dt \sim +\lambda^2$, and the coupling becomes strong shortly before reaching the Landau pole:

$$\lambda(\mu^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3\lambda(v^2)}{8\pi^2}\log\frac{\mu^2}{v^2}}\ . \tag{2.9}$$

Reexpressing the initial value of $\lambda(v^2)$ by the Higgs mass, the condition $\lambda(\Lambda^2) < \infty$, can be translated to an upper bound on the Higgs mass:

$$M_H^2 \leq \frac{8\pi^2 v^2}{3\log\Lambda^2/v^2}\ . \tag{2.10}$$

This mass bound is related logarithmically to the energy Λ up to which the Standard Model is assumed to be valid. The maximal value of M_H for the minimal cut-off $\Lambda \sim 1$ TeV is given by ~ 750 GeV. This bound is close to the estimate of ~ 700 GeV in lattice calculations for $\Lambda \sim 1$ TeV, which allow proper control of non-perturbative effects near the boundary [8].

A lower bound on the Higgs mass can be derived from the requirement of vacuum stability [6, 7]. Since top-loop corrections reduce λ, driven finally to negative values, the self-energy potential becomes unbounded negative and the ground state is no longer stable. To avoid the instability for cut-off values less than Λ, the Higgs mass must exceed a minimal value depending on the cut-off Λ.

Λ	M_H
1 TeV	60 GeV $\lesssim M_H \lesssim$ 700 GeV
10^{19} GeV	130 GeV $\lesssim M_H \lesssim$ 190 GeV

Table 2.1: *Higgs mass bounds for two values of the cut-off* Λ.

The scales Λ up to which the Standard Model can be extended before new interactions must become effective, are displayed in Fig. 2.4 as a function of the Higgs mass. The allowed Higgs mass values are collected in Table 2.1 for two specific cut-off values Λ. If the Standard Model is assumed to be valid up to the Planck scale, the Higgs mass is restricted to a narrow window between 130 and 190 GeV. The window is widened to 200 GeV for the cut-off near the grand unification scale. The observation of a Higgs mass above or below this window would demand a new physics scale below the Planck/GUT scales.

3. Indirect evidence for a light Higgs boson can be derived from the high-precision measurements of electroweak observables at LEP and elsewhere. Indeed, the fact that the Standard Model is renormalizable only after including the top and Higgs particles in the loop corrections, indicates that the electroweak observables are sensitive to the masses of these particles.

The Fermi coupling can be rewritten in terms of the weak coupling and the W mass; to lowest order, $G_F/\sqrt{2} = g^2/8M_W^2$. After substituting the electromagnetic coupling α, the electroweak mixing angle and the Z mass for the weak coupling and the W mass, this relation can be rewritten as

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{2\pi\alpha}{\sin^2 2\theta_W M_Z^2}[1 + \Delta r_\alpha + \Delta r_t + \Delta r_H] \; . \tag{2.11}$$

The terms Δ take account of the radiative corrections, cf. Fig. 2.5: Δr_α describes the shift in the electromagnetic coupling α if evaluated at the scale M_Z^2 instead of zero-momentum; Δr_t denotes the top/bottom quark contributions to the W and Z masses, which are quadratic in the top mass. Finally,

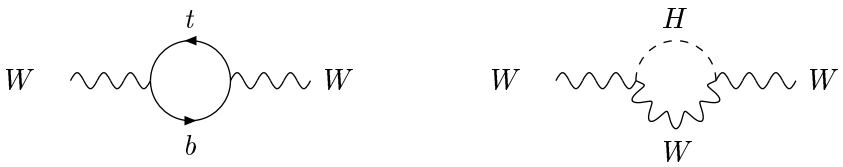

Figure 2.5: *Virtual t,b and W,Higgs radiative corrections to the propagators of the electroweak gauge boson.*

Δr_H accounts for the virtual Higgs contribution to the masses; this term depends only logarithmically [9] on the Higgs mass at leading order:

$$\Delta r_H = \frac{G_F M_Z^2(1 + 9\sin^2\theta_W)}{24\sqrt{2}\pi^2} \log\frac{M_H^2}{M_W^2} + ... \qquad (M_H^2 \gg M_W^2) \; . \tag{2.12}$$

The screening effect reflects the role of the Higgs field as a regulator that renders the electroweak theory renormalizable.

Although the sensitivity on the Higgs mass is only logarithmic, the increasing precision in the measurement of the electroweak observables allows us to derive interesting estimates and constraints on the Higgs mass [10], cf. Fig. 1.1:

$$M_H \quad = \quad 76^{+33}_{-24} \text{ GeV} \tag{2.13}$$

$$\lesssim \quad 144 \text{ GeV} \quad (95\% \text{ CL}) \, .$$

With a value of 15.1% the probability for the fit is not overwhelmingly large but not forbiddingly small either. The 95% confidence level is still significantly above the direct search limit,

$$M_H \quad \geq \quad 114.1 \, \text{GeV} \tag{2.14}$$

derived from LEP2 analyses, Ref. [11], of the dominant Higgs-strahlung channel $e^+e^- \to ZH$.

It may be concluded from these numbers that the canonical formulation of the Standard Model including the existence of a light Higgs boson, is compatible with the electroweak data. However, alternative mechanisms cannot be ruled out if the system is opened up to contributions from physics areas beyond the Standard Model.

2.2.2 Decays of the Higgs Particle

The profile of the Higgs particle is uniquely determined if the Higgs mass is fixed. The strength of the coupling of the Higgs boson to the electroweak gauge bosons $V = W, Z$ is fixed by their masses M_V and the strength of the Yukawa couplings of the Higgs boson to fermions is set by the fermion masses m_f; the couplings may be defined uniformly as

$$\begin{aligned} g_{HVV} &= \left[2\sqrt{2}G_F\right]^{1/2} M_V \\ g_{Hff} &= \left[2\sqrt{2}G_F\right]^{1/2} m_f \, . \end{aligned} \tag{2.15}$$

The total decay width and lifetime, as well as the branching ratios for specific decay channels, are determined by these parameters. The measurement of the decay characteristics can therefore be exploited to establish, experimentally, that Higgs couplings grow with the masses of the particles, a direct consequence of the Higgs mechanism.

For Higgs particles in the intermediate mass range $\mathcal{O}(M_Z) \leq M_H \leq 2M_Z$, the main decay modes are decays into $b\bar{b}$ pairs and WW, ZZ pairs, one of the gauge bosons being virtual below the respective thresholds. Above the WW, ZZ pair thresholds, the Higgs particles decay almost exclusively into these two channels, with a small admixture of top decays near the $t\bar{t}$ threshold. Below 140 GeV, the decays $H \to \tau^+\tau^-, c\bar{c}$ and gg are also important besides the dominating $b\bar{b}$ channel; $\gamma\gamma$ decays, though suppressed in rate, nevertheless provide a clear 2-body signature for the formation of Higgs particles in this mass range.

(a) Higgs decays to fermions

The partial width of Higgs decays to lepton and quark pairs is given by [34]

$$\Gamma(H \to f\bar{f}) = \mathcal{N}_c \frac{G_F}{4\sqrt{2}\pi} m_f^2(M_H^2) M_H \, , \tag{2.16}$$

$\mathcal{N}_c = 1$ or 3 being the color factor. [Near the threshold the partial width is suppressed by the additional P-wave factor β_f^3, where β_f is the fermion velocity.] Asymptotically, the fermionic width grows only linearly with the Higgs mass. The bulk of QCD radiative corrections can be mapped into the scale dependence of the quark mass, evaluated at the Higgs mass. For $M_H \sim 100$ GeV the relevant parameters are $m_b(M_H^2) \simeq 3$ GeV and $m_c(M_H^2) \simeq 0.6$ GeV. The reduction of the effective c-quark mass overcompensates the color factor in the ratio between charm and τ decays of Higgs bosons. The residual QCD

corrections, $\sim 5.7 \times (\alpha_s/\pi)$, modify the widths only slightly.

(b) Higgs decays to WW and ZZ boson pairs

Above the WW and ZZ decay thresholds, the partial widths for these channels may be written as [35]

$$\Gamma(H \to VV) = \delta_V \frac{G_F}{16\sqrt{2}\pi} M_H^3 (1 - 4x + 12x^2)\beta_V \ , \tag{2.17}$$

where $x = M_V^2/M_H^2$ and $\delta_V = 2$ and 1 for $V = W$ and Z, respectively. For large Higgs masses, the vector bosons are longitudinally polarized. Since the wave functions of these states are linear in the energy, the widths grow as the third power of the Higgs mass. Below the threshold for two real bosons, the Higgs particle can decay into VV^* pairs, one of the vector bosons being virtual. The partial width is given in this case [36] by

$$\Gamma(H \to VV^*) = \frac{3G_F^2 M_V^4}{16\pi^3} \, M_H R(x) \, \delta'_V \ , \tag{2.18}$$

where $\delta'_W = 1$, $\delta'_Z = 7/12 - 10\sin^2\theta_W/9 + 40\sin^4\theta_W/27$ and

$$R(x) = \frac{3(1 - 8x + 20x^2)}{(4x-1)^{1/2}} \arccos\left(\frac{3x-1}{2x^{3/2}}\right) - \frac{1-x}{2x}(2 - 13x + 47x^2) - \frac{3}{2}(1 - 6x + 4x^2)\log x \ .$$

The ZZ^* channel becomes relevant for Higgs masses beyond ~ 140 GeV. Above the threshold, the 4-lepton channel $H \to ZZ \to 4\ell^\pm$ provides a very clear signal for Higgs bosons. Despite of escaping neutrinos in leptonic W decays, also the WW decay channel proves useful if the on-shell ZZ channel is still closed kinematically.

(c) Higgs decays to gg and $\gamma\gamma$ pairs

In the Standard Model, gluonic Higgs decays are mediated by top- and bottom-quark loops, photonic decays in addition by W loops. Since these decay modes are significant only far below the top and W thresholds, they are described by the approximate expressions [37, 38]

$$\Gamma(H \to gg) = \frac{G_F \alpha_s^2(M_H^2)}{36\sqrt{2}\pi^3} M_H^3 \left[1 + \left(\frac{95}{4} - \frac{7N_F}{6}\right)\frac{\alpha_s}{\pi}\right] \tag{2.19}$$

$$\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2}{128\sqrt{2}\pi^3} M_H^3 \left[\frac{4}{3}\mathcal{N}_C e_t^2 - 7\right]^2 \ , \tag{2.20}$$

which are valid in the limit $M_H^2 \ll 4M_W^2, 4M_t^2$. The QCD radiative corrections, which include the ggg and $gq\bar{q}$ final states in (2.19), are very important; they increase the partial width by about 65%. Even though photonic Higgs decays are very rare, they nevertheless open an attractive resonance-type channel for the search of Higgs particles.

Summary

By adding up all possible decay channels, we obtain the total width shown in Fig. 2.6a. Up to masses of 140 GeV, the Higgs particle is very narrow, $\Gamma(H) \leq 10$ MeV. After the real and virtual gauge-boson channels open up, the state rapidly becomes wider, reaching a width of ~ 1 GeV at the ZZ threshold. The width cannot be measured directly in the intermediate mass region at the LHC or e^+e^- colliders. However it can be determined indirectly; measuring, for example, the partial width $\Gamma(H \to WW)$ in the fusion process $WW \to H$, and the branching fraction $BR(H \to WW)$ in the decay process $H \to WW$, the total width follows from the ratio of the two observables. Above a mass of ~ 250 GeV, the state would become wide enough to be resolved experimentally.

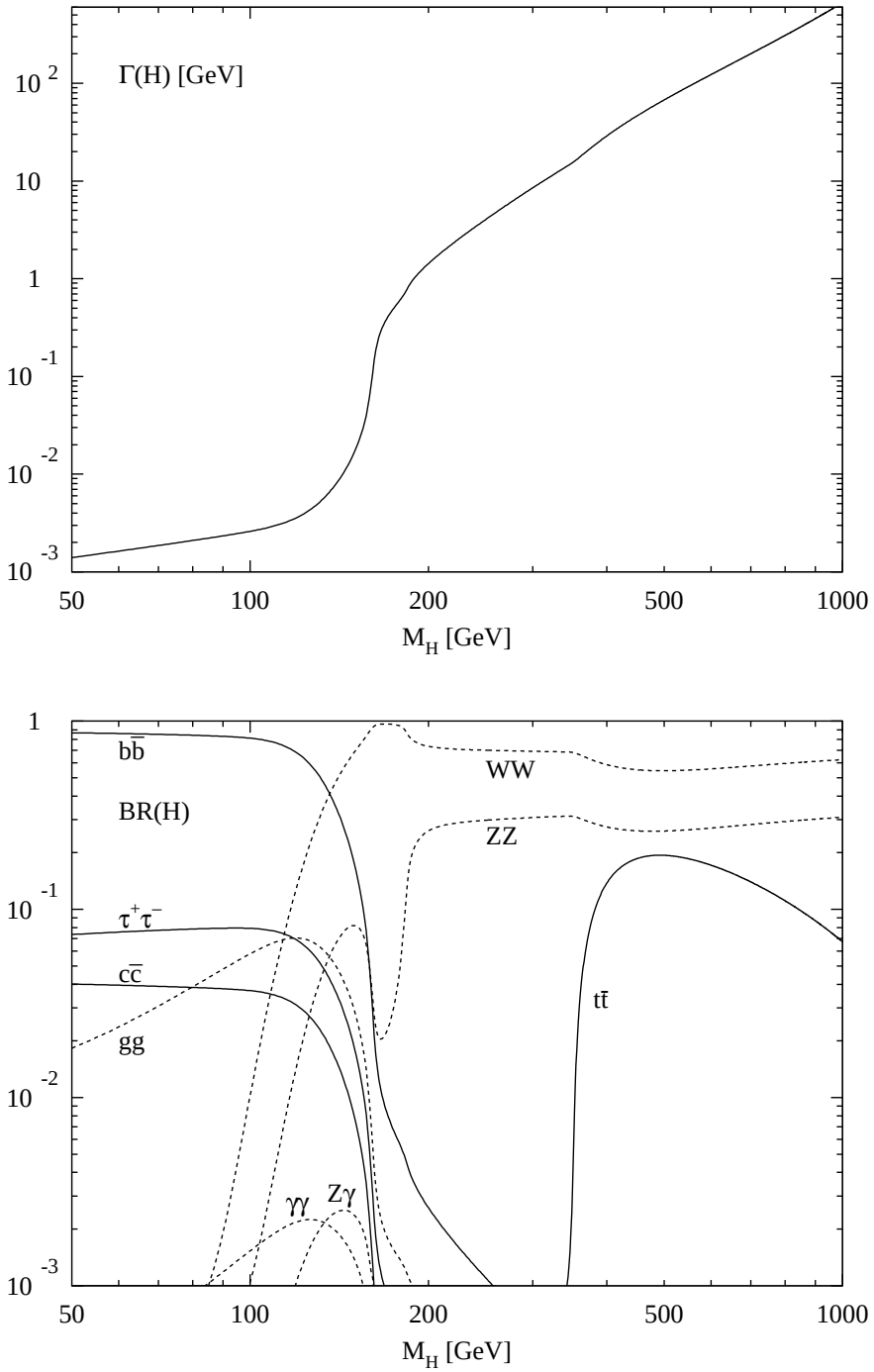

Figure 2.6: *(a) Total decay width (in GeV) of the SM Higgs boson as a function of its mass. (b) Branching ratios of the dominant decay modes of the SM Higgs particle. All relevant higher-order corrections are taken into account. Code: HDECAY, Ref.[39].*

The branching ratios of the main decay modes are displayed in Fig. 2.6b. A large variety of channels will be accessible for Higgs masses below 140 GeV. The dominant mode are $b\bar{b}$ decays, yet $c\bar{c}, \tau^+\tau^-$ and gg decays still occur at a level of several per-cent. At $M_H = 120$ GeV for instance, the branching ratios are 68% for $b\bar{b}$, 3.1% for $c\bar{c}$, 6.9% for $\tau^+\tau^-$ and 7% for gg. $\gamma\gamma$ decays occur at a level of 1 per-mille. Above this mass value, the Higgs boson decay into W's becomes dominant, overwhelming all other channels if the decay mode into two real W's is kinematically possible. For Higgs masses far above the thresholds, ZZ and WW decays occur at a ratio of 1:2, slightly modified only just above the $t\bar{t}$ threshold. Since the decay widths to vector-boson pairs grow as the third power of the mass, the Higgs particle becomes very wide asymptotically, $\Gamma(H) \sim \frac{1}{2} M_H^3$ [TeV]. In fact, for $M_H \sim 1$ TeV, the width reaches $\sim \frac{1}{2}$ TeV.

2.3 Higgs Production at Hadron Colliders

Several processes can be exploited to produce Higgs particles in hadron colliders [29, 40]:

gluon fusion	:	$gg \to H$
WW, ZZ fusion	:	$W^+W^-, ZZ \to H$
Higgs-strahlung off W, Z	:	$q\bar{q} \to W, Z \to W, Z + H$
Higgs bremsstrahlung off top	:	$q\bar{q}, gg \to t\bar{t} + H$.

Gluon fusion plays the dominant role throughout the entire Higgs mass range of the Standard Model. While the WW/ZZ fusion process becomes increasingly important with rising Higgs mass, it plays also an important role in the search for the Higgs boson and the study of its properties in the intermediate mass range. The last two radiation processes are of interest only for light Higgs masses.

The production cross sections at hadron colliders, at the LHC in particular, are quite sizeable so that a large sample of SM Higgs particles can be produced in this machine. Experimental difficulties arise from the huge number of background events that come along with the Higgs signal events. This problem will be tackled by either triggering on leptonic decays of W, Z and t in the radiation processes or by exploiting the resonance character of the Higgs decays $H \to \gamma\gamma$ and $H \to ZZ \to 4\ell^{\pm}$. In this way, the Tevatron is expected to search for Higgs particles in the mass range above LEP2 up to about 110 to 130 GeV [12]. The LHC is expected to cover the entire canonical Higgs mass range $M_H \lesssim 700$ GeV of the Standard Model [13].

(a) *Gluon fusion*

The gluon-fusion mechanism [37, 40, 41, 42]

$$pp \to gg \to H$$

provides the dominant production mechanism of Higgs bosons at the LHC in the entire relevant Higgs mass range up to about 1 TeV. The gluon coupling to the Higgs boson in the SM is mediated by triangular loops of top and bottom quarks, cf. Fig. 2.7. Since the Yukawa coupling of the Higgs particle to heavy quarks grows with the quark mass, thus balancing the decrease of the triangle amplitude, the form factor approaches a non-zero value for large loop-quark masses. [If the masses of heavy quarks beyond the third generation were generated solely by the Higgs mechanism, these particles would add the same amount to the form factor as the top quark in the asymptotic heavy-quark limit.]

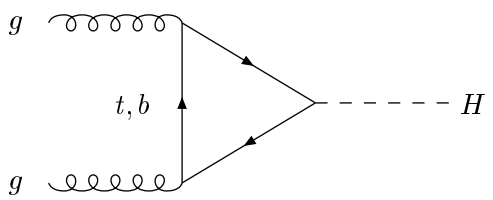

Figure 2.7: *Diagram contributing to the formation of Higgs bosons in gluon-gluon collisions at lowest order.*

The partonic cross section, Fig. 2.7, can be expressed by the gluonic width of the Higgs boson at lowest order [40]:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{LO}(gg \to H) &= \sigma_0 M_H^2 \times BW(\hat{s}) \\ \sigma_0 &= \frac{\pi^2}{8M_H^2}\Gamma_{LO}(H \to gg) = \frac{G_F \alpha_s^2}{288\sqrt{2}\pi}\left|\sum_Q A_Q^H(\tau_Q)\right|^2 , \end{aligned} \tag{2.21}$$

where the scaling variable is defined as $\tau_Q = 4M_Q^2/M_H^2$ and $\hat{s}$ denotes the partonic c.m. energy squared. The form factor can easily be evaluated:

$$\begin{aligned} A_Q^H(\tau_Q) &= \frac{3}{2}\tau_Q\left[1 + (1-\tau_Q) f(\tau_Q)\right] \\ f(\tau_Q) &= \begin{cases} \arcsin^2 \dfrac{1}{\sqrt{\tau_Q}} & \tau_Q \geq 1 \\ -\dfrac{1}{4}\left[\log\dfrac{1+\sqrt{1-\tau_Q}}{1-\sqrt{1-\tau_Q}} - i\pi\right]^2 & \tau_Q < 1 \, . \end{cases} \end{aligned} \tag{2.22}$$

For small loop masses the form factor vanishes, $A_Q^H(\tau_Q) \sim -3/8\tau_Q[\log(\tau_Q/4) + i\pi]^2$, while for large loop masses it approaches a non-zero value, $A_Q^H(\tau_Q) \to 1$. The final term BW is the normalized Breit-Wigner function

$$BW(\hat{s}) = \frac{M_H\Gamma_H/\pi}{[\hat{s} - M_H^2]^2 + M_H^2\Gamma_H^2} \tag{2.23}$$

approaching in the narrow-width approximation a δ-function at $\hat{s} = M_H^2$.

In the narrow-width approximation, the hadronic cross section can be cast into the form

$$\sigma_{LO}(pp \to H) = \sigma_0 \tau_H \frac{d\mathcal{L}^{gg}}{d\tau_H} , \tag{2.24}$$

with $d\mathcal{L}^{gg}/d\tau_H$ denoting the gg luminosity of the pp collider,

$$d\mathcal{L}^{gg}/d\tau_H = \int_{\tau_H}^1 \frac{d\xi}{\xi}\, g(\xi;\tau_H s)\, g(\tau_H/\xi;\tau_H s) , \tag{2.25}$$

built up by the gluon densities g and evaluated for the Drell–Yan variable $\tau_H = M_H^2/s$, where s is the total hadronic energy squared.

The QCD corrections to the gluon fusion process [37, 40, 42] are very important. They stabilize the theoretical predictions for the cross section when the renormalization and factorization scales are

varied. Moreover, they are large and positive, thus increasing the production cross section for Higgs bosons. The QCD corrections consist of virtual corrections to the basic process $gg \to H$, and of real corrections due to the associated production of the Higgs boson with massless partons, $gg \to Hg$ and $gq \to Hq$, $q\bar{q} \to Hg$. These subprocesses contribute to Higgs production at $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$. The virtual corrections rescale the lowest-order fusion cross section with a coefficient that depends only on the ratios of the Higgs and quark masses. Gluon radiation leads to two-parton final states with invariant energy $\hat{s} \geq M_H^2$ in the gg, gq and $q\bar{q}$ channels.

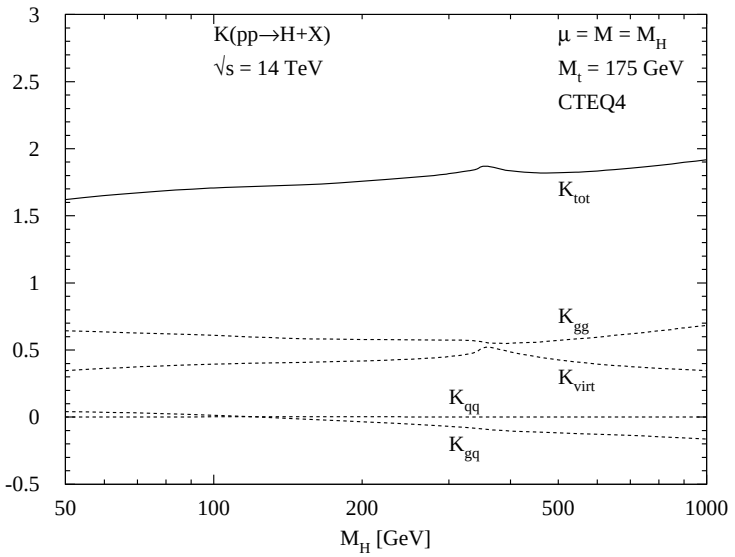

Figure 2.8: *K factors of the QCD-corrected gluon-fusion cross section $\sigma(pp \to H + X)$ at the LHC with c.m. energy $\sqrt{s} = 14$ TeV. The dashed lines show the individual contributions of the QCD corrections. The renormalization and factorization scales have been identified with the Higgs mass, and CTEQ4 parton densities have been adopted.*

The size of the radiative corrections can be parametrized by defining the K factor as $K = \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$, in which all quantities are evaluated in the numerator and denominator in next-to-leading and leading order, respectively. The results of this calculation are shown in Fig. 2.8. The virtual corrections K_{virt} and the real corrections K_{gg} for the gg collisions are apparently of the same size, and both are large and positive; the corrections for $q\bar{q}$ collisions and the gq inelastic Compton contributions are less important. Depending only mildly on the Higgs bosons mass, the overall K factor, K_{tot}, turns out to be close to 2 [37, 40, 42, 43]. The main contributions are generated by the virtual corrections and the 3-parton final states initiated by gg initial states. Large NLO corrections are expected for these gluon processes as a result of the large color charges. However, by studying the next order of corrections in the large top-mass limit, the N^{2}LO corrections generate only a modest additional increase of the K factor, $\delta_2 K_{tot} \lesssim 0.2$ [44], and even less at N^{3}LO [45]. This proves the expansion to be convergent with the most important correction to be attributed to the next-to leading order contribution [43], cf. Fig. 2.9. In addition, when the higher-order QCD corrections are included, the dependence of the cross section on the renormalization and factorization scales is significantly reduced, Fig. 2.10.

The theoretical prediction for the production cross section of Higgs particles is presented in Fig. 2.11 for the LHC as a function of the Higgs mass. The cross section decreases with increasing Higgs mass. This is, to a large extent, a consequence of the sharply falling gg luminosity for large invariant masses. The bump in the cross section is induced by the $t\bar{t}$ threshold in the top triangle. The overall

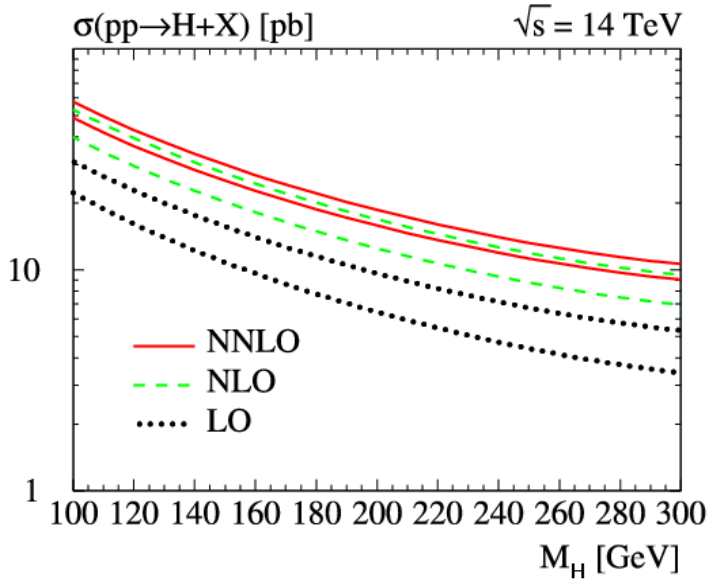

Figure 2.9: *Gluon-fusion cross section $\sigma(pp \to H + X)$ at the LHC with c.m. energy $\sqrt{s} = 14$ TeV at LO, NLO and NNLO. The size of the error bands is determined by the variation of the renormalization and factorization scales between $M_H/2$ and $2M_H$. First reference in [44].*

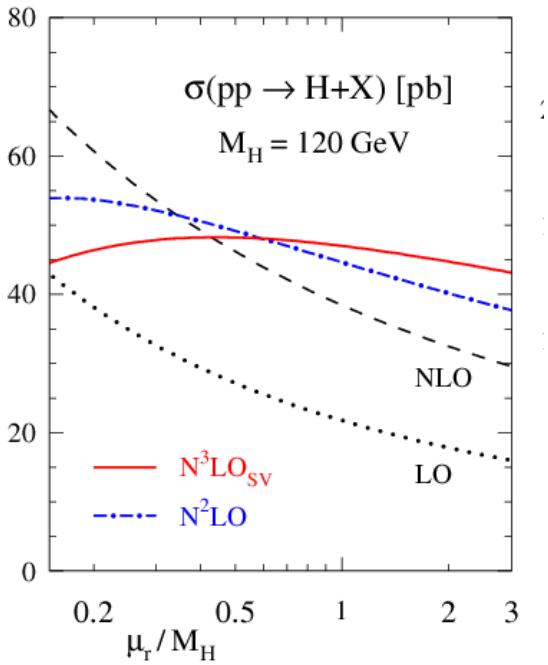

Figure 2.10: *Renormalization scale dependence of the gluon-fusion cross section $\sigma(pp \to H + X)$ at the LHC with c.m. energy $\sqrt{s} = 14$ TeV at LO, NLO, NNLO and the soft/virtual approximation at N^{3}LO; from Ref. [45].*

theoretical accuracy of this calculation is expected to be at a level of 10 to 20%.

(b) Vector-boson fusion

The second important channel for Higgs production at the LHC is vector-boson fusion, $W^+W^- \to H$ [23]. For large Higgs masses this mechanism becomes competitive to gluon fusion; for intermediate masses the cross section is smaller but very important nevertheless for searching light Higgs bosons with a reduced background-to-signal ratio and for exploring its properties [46].

For large Higgs masses, the two electroweak bosons W, Z that form the Higgs boson are predominantly longitudinally polarized. At high energies, the equivalent particle spectra of the longitudinal W, Z bosons in quark beams are given by

$$\begin{aligned} f_L^W(x) &= \frac{G_F M_W^2}{2\sqrt{2}\pi^2} \frac{1-x}{x} \\ f_L^Z(x) &= \frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi^2} \left[(I_3^q - 2e_q \sin^2\theta_W)^2 + (I_3^q)^2 \right] \frac{1-x}{x} , \end{aligned} \tag{2.26}$$

where x is the fraction of energy transferred from the quark to the W, Z boson in the splitting process $q \to q + W/Z$. From these particle spectra, the WW and ZZ luminosities can easily be derived:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{L}^{WW}}{d\tau_W} &= \frac{G_F^2 M_W^4}{8\pi^4} \left[2 - \frac{2}{\tau_W} - \frac{1+\tau_W}{\tau_W} \log \tau_W \right] \\ \frac{d\mathcal{L}^{ZZ}}{d\tau_Z} &= \frac{G_F^2 M_Z^4}{8\pi^4} \left[(I_3^q - 2e_q \sin^2\theta_W)^2 + (I_3^q)^2 \right] \left[(I_3^{q'} - 2e_{q'} \sin^2\theta_W)^2 + (I_3^{q'})^2 \right] \\ &\quad \times \left[2 - \frac{2}{\tau_Z} - \frac{1+\tau_Z}{\tau_Z} \log \tau_Z \right] \end{aligned} \tag{2.27}$$

with the Drell–Yan variable defined as $\tau_V = M_{VV}^2/s$. The cross section for Higgs production in quark–quark collisions is given by the convolution of the parton cross sections $WW, ZZ \to H$ with the luminosities:

$$\hat{\sigma}(qq \to qqH) = \frac{d\mathcal{L}^{VV}}{d\tau_V} \sqrt{2}\pi G_F . \tag{2.28}$$

The hadronic cross section is finally obtained by summing the parton cross section (2.28) over the flux of all possible pairs of quark–quark and antiquark combinations.

Since to lowest order the proton remnants are color singlets in the WW, ZZ fusion processes, no color will be exchanged between the two quark lines from which the two vector bosons are radiated. As a result, the leading QCD corrections to these processes are already accounted for by the corrections to the quark parton densities.

The WW/ZZ fusion cross section for Higgs bosons at the LHC is shown in Fig. 2.11. The process is apparently very important for the search of the Higgs boson in the upper mass range, where the cross section approaches values close to gluon fusion. For intermediate masses, it comes close within an order of magnitude to the leading gluon-fusion cross section.

(c) Higgs-strahlung off vector bosons

Higgs-strahlung $q\bar{q} \to V^* \to VH$ $(V = W, Z)$ is a very important mechanism (Fig. 2.11) for the search of light Higgs bosons at the hadron colliders Tevatron and LHC. Though the cross section is smaller than for gluon fusion, leptonic decays of the electroweak vector bosons are useful to filter Higgs signal events out of the huge background. Since the dynamical mechanism is the same as for e^+e^- colliders [*see later*], except for the folding with the quark–antiquark densities, intermediate steps of the calculation will not be noted here, and merely the final values of the cross sections for the Tevatron and the LHC are recorded in Fig. 2.11.

(d) Higgs bremsstrahlung off top quarks

Also the process $gg, q\bar{q} \to t\bar{t}H$ is relevant only for small Higgs masses, Fig. 2.11. The analytical expression for the parton cross section, even at lowest order, is quite involved, so that just the final

results for the LHC cross section are shown in Fig. 2.11. Higher order corrections have been presented in Ref. [47]. Separating the signal from the background is experimentally very difficult for this channel.

Nevertheless, Higgs bremsstrahlung off top quarks may be an interesting process for measurements of the fundamental Htt Yukawa coupling in coherent LHC/LC analyses. The cross section $\sigma(pp \to t\bar{t}H)$ is directly proportional to the square of this fundamental coupling.

Summary

A comprehensive overview of the production cross sections for Higgs particles at the LHC is presented in Fig. 2.11. Three classes of channels can be distinguished. The gluon fusion of Higgs particles is a universal process, dominant over the entire SM Higgs mass range. Higgs-strahlung off electroweak W, Z bosons or top quarks is prominent for light Higgs bosons. The WW/ZZ fusion channel, by contrast, becomes increasingly important in the upper part of the SM Higgs mass range, though it proves also very useful in the intermediate mass range.

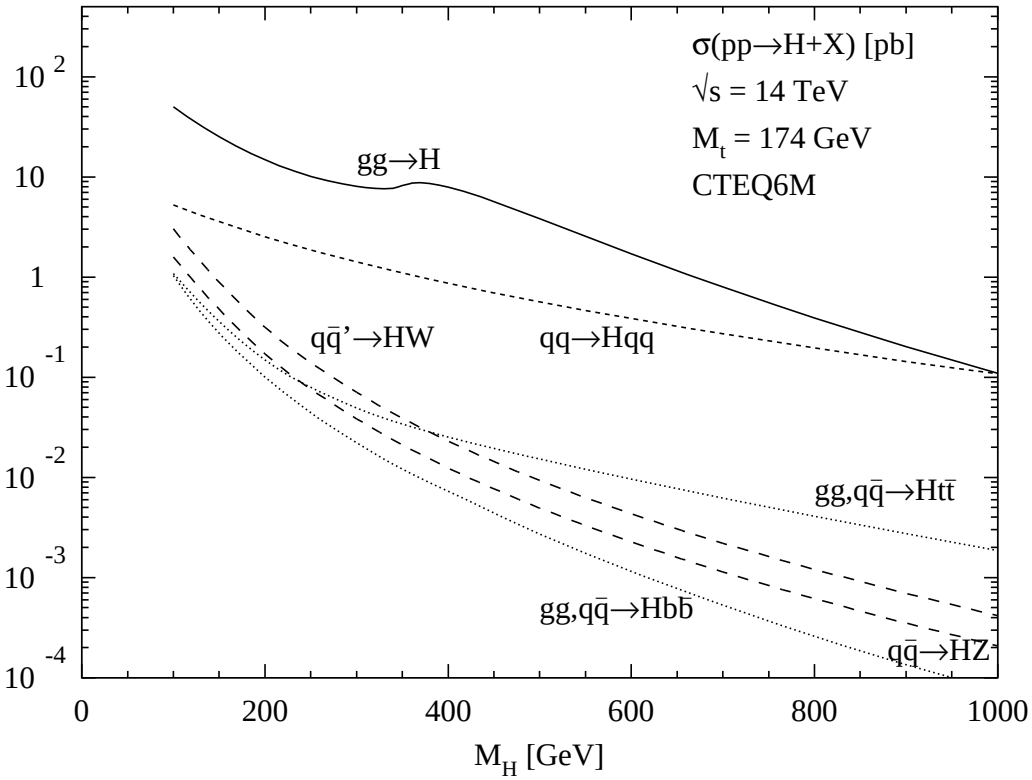

Figure 2.11: *Higgs production cross sections at the LHC for the various production mechanisms as a function of the Higgs mass. The full QCD-corrected results for the gluon fusion $gg \to H$, vector-boson fusion $qq \to VVqq \to Hqq$, vector-boson bremsstrahlung $q\bar{q} \to V^* \to HV$ and associated production $gg, q\bar{q} \to Ht\bar{t}, Hb\bar{b}$ are shown.*

The signatures for the search for Higgs particles are dictated by the decay branching ratios. In the lower part of the intermediate mass range, resonance reconstruction in $\gamma\gamma$ final states and $b\bar{b}$ jets can be exploited. In the upper part of the intermediate mass range, decays to ZZ^* and WW^* are important, with the two electroweak bosons decaying leptonically. In the mass range above the on-shell ZZ decay threshold, the charged-lepton decays $H \to ZZ \to 4\ell^{\pm}$ provide a gold-plated signature. At the upper end of the classical SM Higgs mass range, decays to neutrinos and jets, generated in W and Z decays, complete the search techniques.

Experimental expectations at the LHC for the search of the Higgs particle in the Standard Model

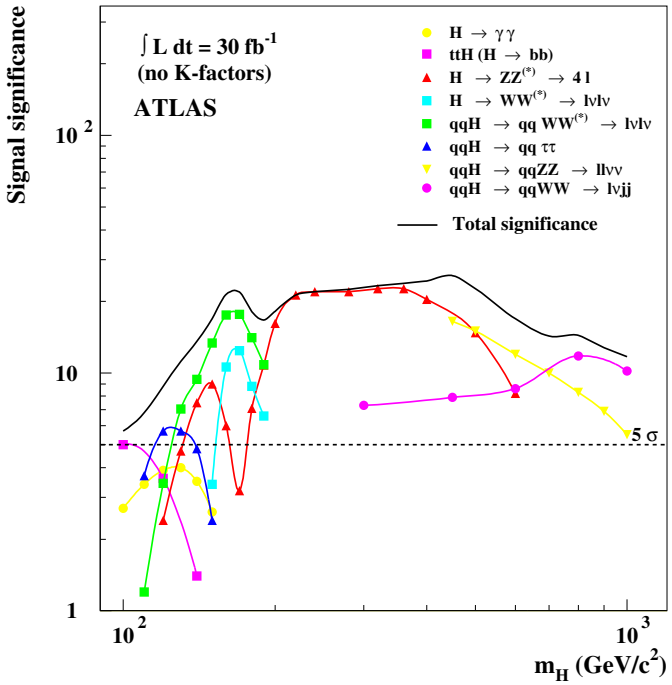

Figure 2.12: *Significances of various channels in the search for the SM Higgs boson at the LHC as a function of the mass for an integrated luminosity of 30* fb^{-1}*; Ref.[13, 14].*

are summarized in Fig. 2.12. The significance of the Higgs signal is shown as a function of the Higgs mass for the integrated luminosity of 30 fb^{-1}. The entire mass range can be covered for searching the SM Higgs boson at the LHC.

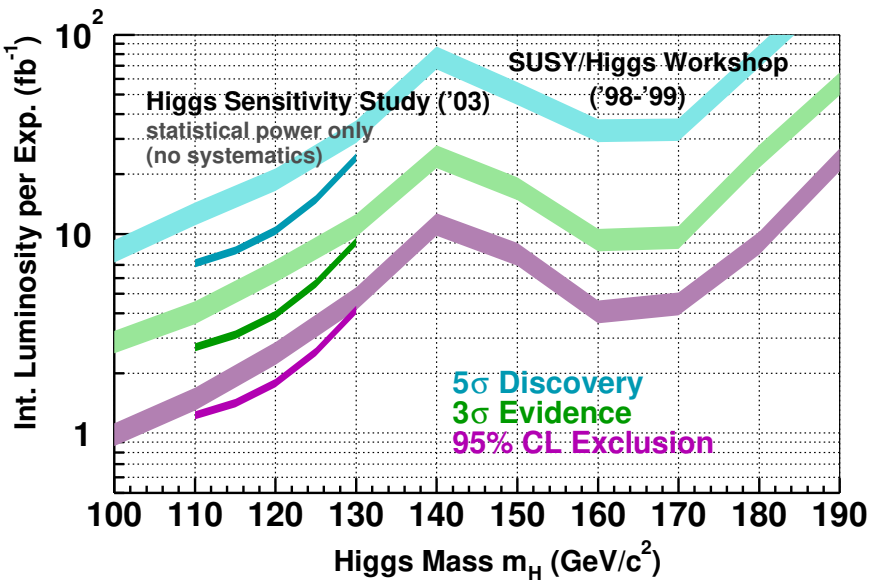

Figure 2.13: *Integrated luminosities needed to exclude or to discover the SM Higgs boson at the Tevatron; Ref.[12].*

Expectations for the search of the SM Higgs boson at the Tevatron are summarized in Fig. 2.13. The SM Higgs boson may be excluded at the 2σ level across the entire intermediate mass range. Discovering the particle, even in restricted mass intervals, is a demanding task which requires the collection of

a large integrated luminosity.

2.4 Higgs Production Channels at e^+e^- Colliders

The first process that was used to search directly for Higgs bosons over a large mass range, was the Bjorken process, $Z \to Z^*H, Z^* \to f\bar{f}$ [48]. By exploring this production channel, Higgs bosons with masses less than 65.4 GeV were excluded by the LEP1 experiments. The search continued by reversing the role of the real and virtual Z bosons in the e^+e^- continuum at LEP2.

The main production mechanisms for Higgs bosons in e^+e^- collisions are

$$\text{Higgs-strahlung} \quad : \quad e^+e^- \to Z^* \to ZH \tag{2.29}$$

$$WW \text{ fusion} \quad : \quad e^+e^- \to \bar{\nu}_e\nu_e(WW) \to \bar{\nu}_e\nu_e H \; . \tag{2.30}$$

In Higgs-strahlung [38, 48, 49] the Higgs boson is emitted from the Z-boson line, while WW fusion is a formation process of Higgs bosons in the collision of two quasi-real W bosons radiated off the electron and positron beams [50].

As evident from the subsequent analyses, LEP2 could cover the SM Higgs mass range up to about 114 GeV [11]. The high-energy e^+e^- linear colliders can cover the entire Higgs mass range, the intermediate mass range already at a 500 GeV collider [15], the upper mass range in the second phase of the machines in which they are expected to reach a total energy of 3 TeV [51].

(a) Higgs-strahlung

The cross section for Higgs-strahlung can be written in a compact form as

$$\sigma(e^+e^- \to ZH) = \frac{G_F^2 M_Z^4}{96\pi s}\left[v_e^2 + a_e^2\right]\lambda^{1/2}\frac{\lambda + 12M_Z^2/s}{\left[1 - M_Z^2/s\right]^2}\,, \tag{2.31}$$

where $v_e = -1 + 4\sin^2\theta_W$ and $a_e = -1$ are the vector and axial-vector Z charges of the electron and $\lambda = [1 - (M_H + M_Z)^2/s][1 - (M_H - M_Z)^2/s]$ is the usual two-particle phase-space function. The cross section is of the size $\sigma \sim \alpha_W^2/s$, i.e. of second order in the weak coupling, and it scales in the squared energy. Higher order contributions to the cross sections are under theoretical control [52, 53].

Since the cross section vanishes for asymptotic energies, the Higgs-strahlung process is most useful for studying Higgs bosons in the range where the collider energy is of the same order as the Higgs mass, $\sqrt{s} \gtrsim \mathcal{O}(M_H)$. The size of the cross section is illustrated in Fig. 2.14 for the energy $\sqrt{s} = 500$ GeV of e^+e^- linear colliders as a function of the Higgs mass. Since the recoiling Z mass in the two-body reaction $e^+e^- \to ZH$ is mono-energetic, the mass of the Higgs boson can be reconstructed from the energy of the Z boson, $M_H^2 = s - 2\sqrt{s}E_Z + M_Z^2$, without any need of analyzing the decay products of the Higgs boson. For leptonic Z decays, missing-mass techniques provide a very clear signal, as demonstrated in Fig. 2.15.

(b) WW fusion

Also the cross section for the fusion process (2.30) can be cast implicitly into a compact form:

$$\sigma(e^+e^- \to \bar{\nu}_e\nu_e H) = \frac{G_F^3 M_W^4}{4\sqrt{2}\pi^3}\int_{\kappa_H}^1\int_x^1 \frac{dx\,dy}{[1 + (y-x)/\kappa_W]^2} f(x,y) \tag{2.32}$$

$$f(x,y) = \left(\frac{2x}{y^3} - \frac{1+3x}{y^2} + \frac{2+x}{y} - 1\right)\left[\frac{z}{1+z} - \log(1+z)\right] + \frac{x}{y^3}\frac{z^2(1-y)}{1+z}$$

with $\kappa_H = M_H^2/s$, $\kappa_W = M_W^2/s$ and $z = y(x - \kappa_H)/(\kappa_W x)$.

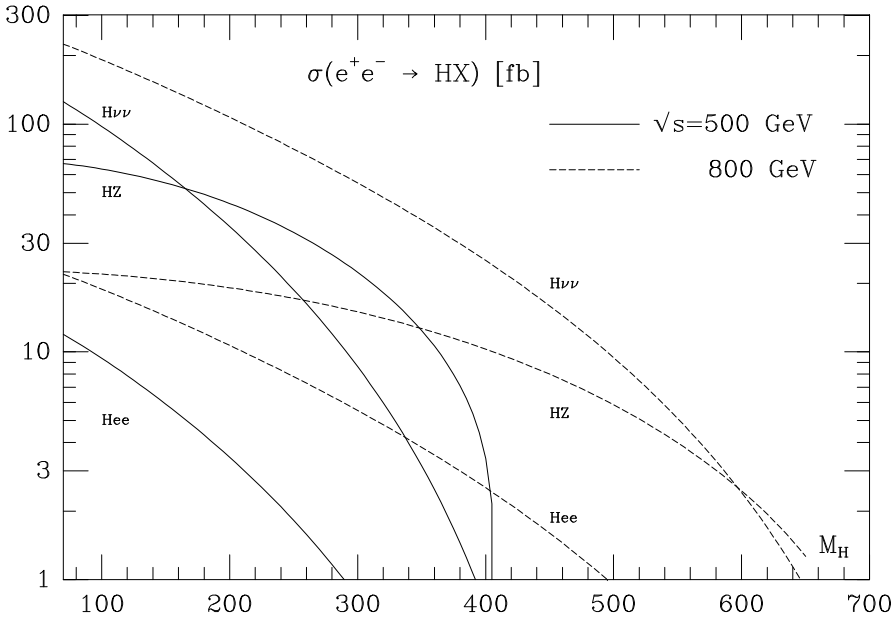

Figure 2.14: *The cross section for the production of SM Higgs bosons in Higgs-strahlung $e^+e^- \to ZH$ and WW/ZZ fusion $e^+e^- \to \bar{\nu}_e\nu_e/e^+e^-H$; solid curves: $\sqrt{s} = 500$ GeV, dashed curves: $\sqrt{s} = 800$ GeV.*

Since the fusion process is a t-channel exchange process, the size is set by the W Compton wavelength, suppressed however with respect to Higgs-strahlung by the third power of the electroweak coupling, $\sigma \sim \alpha_W^3/M_W^2$. As a result, W fusion becomes the leading production process for Higgs particles at high energies. At asymptotic energies the cross section simplifies to

$$\sigma(e^+e^- \to \bar{\nu}_e\nu_e H) \to \frac{G_F^3 M_W^4}{4\sqrt{2}\pi^3}\left[\log\frac{s}{M_H^2} - 2\right] . \tag{2.33}$$

In this limit, W fusion to Higgs bosons can be interpreted as a two-step process: the W bosons are radiated as quasi-real particles from electrons and positrons, $e \to \nu W$, with a lifetime of the split state of order E_W/M_W^2; the Higgs bosons are formed subsequently in the colliding W beams. The electroweak higher order corrections are under control [53].

The size of the fusion cross section is compared with Higgs-strahlung in Fig. 2.14. At $\sqrt{s} = 500$ GeV the two cross sections are of the same order, yet the fusion process becomes increasingly important with rising energy.

2.5 The Profile of the SM Higgs Particle

To establish the Higgs mechanism experimentally, the nature of this particle must be explored by measuring all its characteristics, the mass and lifetime, the external quantum numbers spin-parity, the couplings to gauge bosons and fermions, and last but not least, the Higgs self-couplings. While part of this program can be realized at the LHC [13, 54], the complete profile of the particle can be reconstructed across the entire mass range in e^+e^- colliders [15].

(a) Mass

The mass of the Higgs particle can be measured by collecting the decay products of the particle at hadron and e^+e^- colliders. Values at the level of 2 per-mille may be reached by this method at LHC [13, 14]. Moreover, in e^+e^- collisions Higgs-strahlung can be exploited to reconstruct the mass very

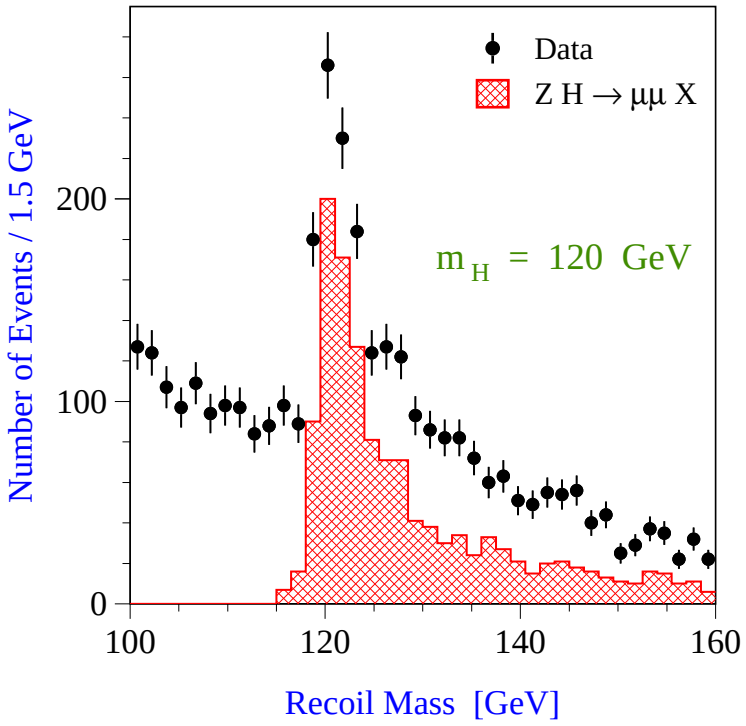

Figure 2.15: *The $\mu^+\mu^-$ recoil mass distribution in the process $e^+e^- \to H^0Z \to X\mu^+\mu^-$ for $M_H = 120$ GeV and $\int \mathcal{L} = 500 fb^{-1}$ at $\sqrt{s} = 350$ GeV. The dots with error bars are Monte Carlo simulations of the Higgs signal and the background. The shaded histogram represents the signal only. Ref. [15].*

precisely from the Z recoil energy in the two-body process $e^+e^- \to ZH$. An overall accuracy of about $\delta M_H \sim 100$ MeV can be expected [15].

(b) Width / Lifetime

The width of the state, i.e. the lifetime of the particle, can be measured directly above the ZZ decay threshold where the width grows rapidly. In the lower part of the intermediate mass range the width can be measured indirectly [13–15], by combining the branching ratio for $H \to WW$ with the measurement of the partial WW width, accessible through the cross section for W boson fusion: $\Gamma_{tot} = \Gamma_{WW}/BR_{WW}$. Thus, the total width of the Higgs particle can be determined throughout the entire mass range when the experimental results from the LHC and e^+e^- colliders can be combined.

(c) Spin-parity

1. The zero-spin of the Higgs particle can be determined from the isotropic distribution of the decay products [55, 56]. Moreover, the parity can be measured by observing the spin correlations of the decay products. According to the equivalence theorem, the azimuthal angles of the decay planes in $H \to ZZ \to (\mu^+\mu^-)(\mu^+\mu^-)$ are asymptotically uncorrelated, $d\Gamma^+/d\phi_* \to 0$, for a 0^+ particle; this is to be contrasted with $d\Gamma^-/d\phi_* \to 1 - \frac{1}{4}\cos 2\phi_*$ for the distribution of the azimuthal angle between the planes for the decay of a 0^- particle. The difference between the angular distributions is a consequence of the different polarization states of the vector bosons in the two cases. While they approach states of longitudinal polarization for scalar Higgs decays, they are transversely polarized for pseudoscalar particle decays.

In the low mass range in which Higgs decays to Z-boson pairs are suppressed, the azimuthal angular distribution between the accompanying quark jets in WW fusion can be exploited to measure

the parity [57]. While the jets are nearly uncorrelated for Higgs boson production in the Standard Model, the correlation is of markedly different oscillatory character for the production of a pseudoscalar particle [i.e. $\mathcal{CP}$-odd], the jets pointing preferentially into directions perpendicular to each other.

2. The angular distribution of the Z/H bosons in the Higgs-strahlung process is sensitive to the spin and parity of the Higgs particle [58]. Since the production amplitude is given by $\mathcal{A}(0^+) \sim \vec{\epsilon}_{Z^*} \cdot \vec{\epsilon}_Z$, the Z boson is produced in a state of longitudinal polarization at high energies – in accordance with the equivalence theorem. As a result, the angular distribution

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \sim \sin^2\theta + \frac{8M_Z^2}{\lambda s} \tag{2.34}$$

approaches the spin-zero $\sin^2\theta$ law asymptotically. This may be contrasted with the distribution $\sim 1+\cos^2\theta$ for negative parity states, which follows from the transverse polarization amplitude $\mathcal{A}(0^-) \sim \vec{\epsilon}_{Z^*} \times \vec{\epsilon}_Z \cdot \vec{k}_Z$. It is also characteristically different from the distribution of the background process $e^+e^- \to ZZ$, which, as a result of t/u-channel e exchange, is strongly peaked in the forward/backward direction, Fig. 2.16 left.

A different method to determine the spin of the Higgs boson is provided by scanning the onset of the excitation curve in Higgs-strahlung [59] $e^+e^- \to ZH$. For Higgs spin $S_H = 0$ the excitation curve rises steeply at the threshold $\sim \sqrt{s-(M_H+M_Z)^2}$. This behavior is distinctly different from higher spin excitations which rise with a power > 1 of the threshold factor. An ambiguity for states with spin/parity 1^+ and 2^+ can be resolved by evaluating also the angular distribution of the Higgs and Z boson in the Higgs-strahlung process. The experimental precision will be sufficient to discriminate the spin-0 assignment to the Higgs boson from other assignments as shown in Fig. 2.16 right.

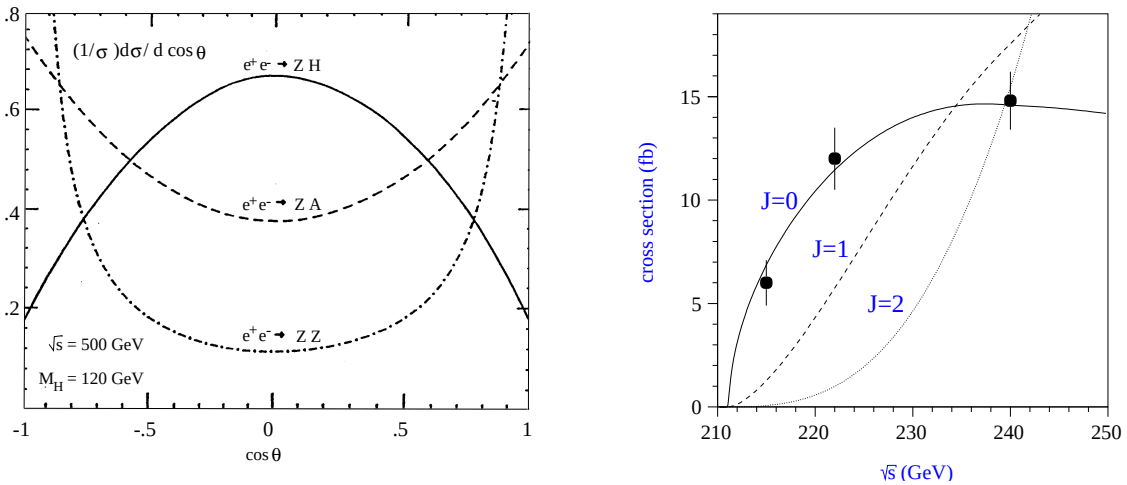

Figure 2.16: *Left: Angular distribution of Z/H bosons in Higgs-strahlung, compared with the production of pseudoscalar particles and the ZZ background final states. Ref. [58]. Right: Threshold excitation of Higgs-strahlung which discriminates spin=0 from other assignments, Ref. [59, 60].*

(d) Higgs couplings

Since fundamental particles acquire mass by the interaction with the Higgs field, the strength of the Higgs couplings to fermions and gauge bosons is set by the masses of the particles. It will therefore be a crucial experimental task to measure these couplings, which are uniquely predicted by the very nature of

the Higgs mechanism.

1. At the LHC only ratios of Higgs couplings can be determined in the intermediate mass range in a model-independent way. Since only the product $\sigma_i \cdot BR_f \sim \Gamma_i\Gamma_f/\Gamma_{tot}$ can be measured, the partial widths $\Gamma_{i,f}$ may be rescaled and the shifts balanced in Γ_{tot} by unidentified decay channels. The expected accuracy for the ratios of various decay channels is displayed in Fig. 2.17 [61]. Apparently first insight can be obtained at the LHC into the fundamental rule

$$g_i/g_j = m_i/m_j \tag{2.35}$$

for various particles $i, j = W, Z, \tau, etc.$

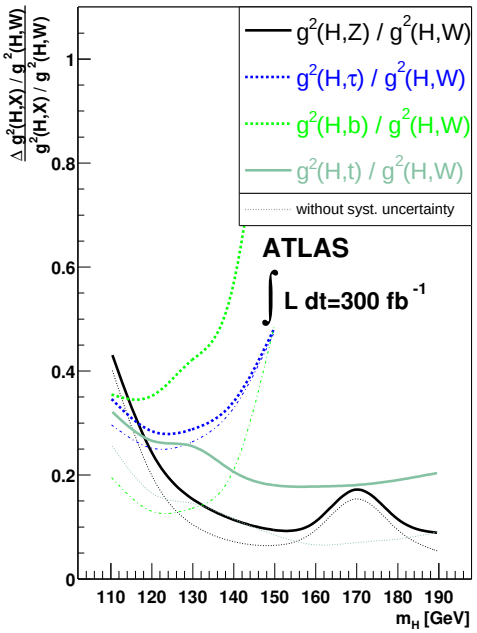

Figure 2.17: *Expected accuracies in measurements of ratios of Higgs couplings at the LHC. Ref. [61].*

2. At e^+e^- colliders the absolute values of the Higgs couplings can be measured in a model-independent way and with high presision.

The Higgs couplings to massive gauge bosons can be determined from the production cross sections in Higgs-strahlung and WW, ZZ fusion, with an accuracy expected at the per-cent level. For heavy enough Higgs bosons the decay width can be exploited to determine the couplings to the electroweak gauge bosons. For Higgs couplings to fermions the branching ratios $H \to b\bar{b}, c\bar{c}, \tau^+\tau^-$ can be used in the lower part of the intermediate mass range, cf. Fig. 2.18; these observables allow the direct measurement of the Higgs Yukawa couplings.

A particularly interesting coupling is the Higgs coupling to top quarks. Since the top quark is by far the heaviest fermion in the Standard Model, irregularities in the standard picture of electroweak symmetry breaking by a fundamental Higgs field may become apparent first in this coupling. Thus the Htt Yukawa coupling may eventually provide essential clues to the nature of the mechanism breaking the electroweak symmetries.

Top loops mediating the production processes $gg \to H$ and $\gamma\gamma \to H$ (and the corresponding decay channels) give rise to cross sections and partial widths, which are proportional to the square of the Higgs–top Yukawa coupling. This Yukawa coupling can be measured directly, for the lower part of the intermediate mass range, in the bremsstrahlung processes $pp \to t\bar{t}H$ and $e^+e^- \to t\bar{t}H$ [62]. The Higgs boson is radiated, in the first process exclusively, in the second process predominantly, from the

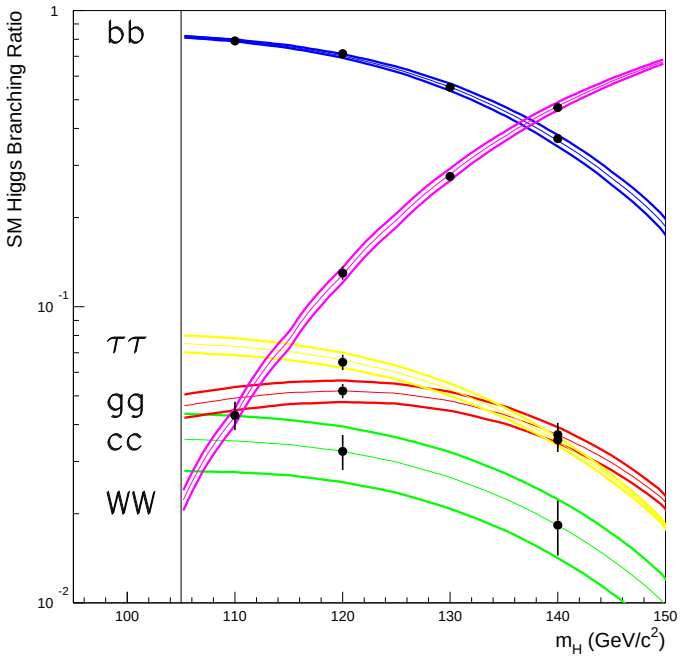

Figure 2.18: *The predicted SM Higgs boson branching ratios. Points with error bars show the expected experimental accuracy, while the lines show the estimated uncertainties on the SM predictions. Ref. [15].*

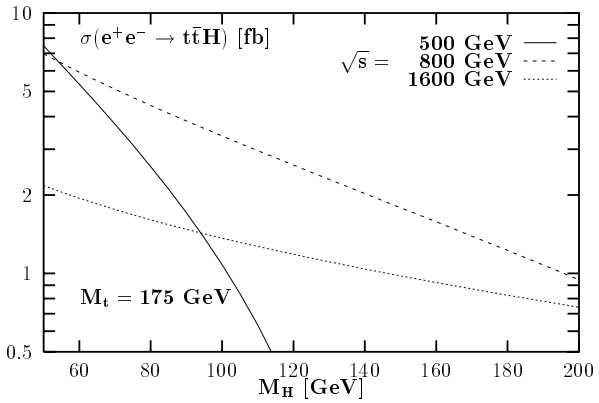

Figure 2.19: *The cross section for bremsstrahlung of SM Higgs bosons off top quarks in the Yukawa process* $e^+e^- \to t\bar{t}H$. *[The amplitude for radiation off the intermediate* Z*-boson line is small.] Ref. [62].*

heavy top quarks. Even though these experiments are difficult because of the small cross sections [cf. Fig. 2.19 for e^+e^- collisions] and of the complex topology of the $b\bar{b}b\bar{b}W^+W^-$ final state, this process is an important tool for exploring the mechanism of electroweak symmetry breaking. For large Higgs masses above the $t\bar{t}$ threshold, the decay channel $H \to t\bar{t}$ can be studied; in e^+e^- collisions the cross section of $e^+e^- \to t\bar{t}Z$ increases through the reaction $e^+e^- \to ZH(\to t\bar{t})$ [63]. Higgs exchange between $t\bar{t}$ quarks also affects the excitation curve near the threshold at a level of a few per cent.

The expected accuracies for some of the couplings are collected in Table 2.2. The linear rise of the Higgs couplings with the masses of the particles is clearly visible in Fig. 2.20 in which the slope is uniquely predicted within the Standard Model. Mixing between the Higgs boson and other scalar particles, like radions, may change these couplings in a universal way. It is necessary therefore to scrutinize not only the mass dependence but also the absolute values of the Higgs couplings.

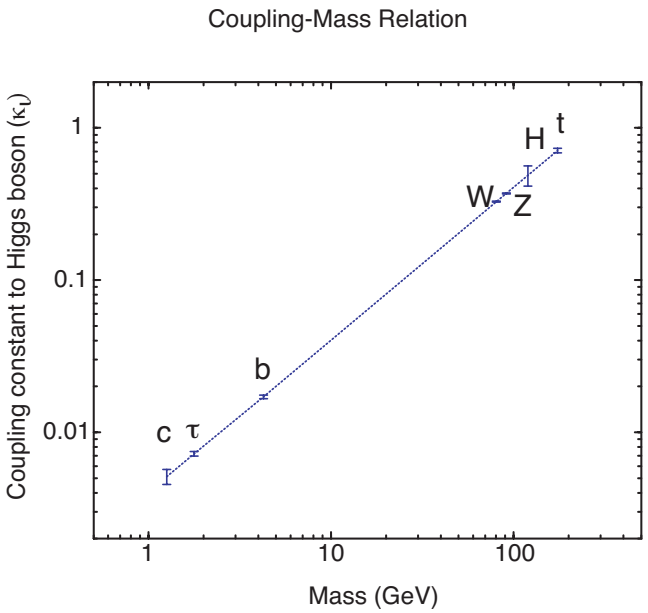

Figure 2.20: *The predicted normalized coupling constants of the SM Higgs boson to the heavy SM fermions and vector bosons as well as the Higgs boson itself as a function of the correponding SM particle mass. Points with error bars show the expected experimental accuracy, while the lines show the linear rise of the couplings with the corresponding masses. Ref. [64].*

Coupling	$M_H = 120$ GeV	140 GeV
g_{HWW}	± 0.012	± 0.020
g_{HZZ}	± 0.012	± 0.013
g_{Htt}	± 0.030	± 0.061
g_{Hbb}	± 0.022	± 0.022
g_{Hcc}	± 0.037	± 0.102
$g_{H\tau\tau}$	± 0.033	± 0.048

Table 2.2: Relative accuracy on the Higgs couplings assuming $\int \mathcal{L} = 500$ fb^{-1}, $\sqrt{s} = 500$ GeV ($\int \mathcal{L} = 1$ ab^{-1}, $\sqrt{s} = 800$ GeV for g_{Htt}).

(e) Higgs self-couplings

The Higgs mechanism, based on a non-zero value of the Higgs field in the vacuum, must finally be made manifest experimentally by reconstructing the interaction potential that generates the non-zero field in the vacuum. This program can be carried out by measuring the strength of the trilinear and quartic self-couplings of the Higgs particles:

$$g_{H^3} = 3\sqrt{\sqrt{2}G_F}M_H^2 \tag{2.36}$$

$$g_{H^4} = 3\sqrt{2}G_F M_H^2 \ . \tag{2.37}$$

This is a difficult task since the processes to be exploited are suppressed by small couplings and phase space. At the LHC it does not seem possible to determine the self-couplings, leaving some hope though for the high-luminosity version VLHC. However, this problem can be solved for the trilinear coupling g_{H^3} in the high-energy phase of an e^+e^- linear collider for sufficiently high luminosities [65]. A well-suited reaction at e^+e^- colliders for the measurement of the trilinear coupling for Higgs masses

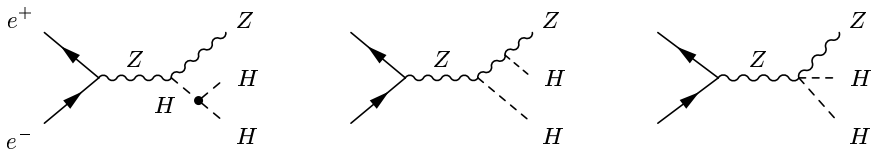

Figure 2.21: *Generic diagrams contributing to the double Higgs-strahlung process $e^+e^- \to ZHH$.*

in the theoretically preferred mass range of $\mathcal{O}(100\ \text{GeV})$, is the double Higgs-strahlung process

$$e^+e^- \to ZH^* \to ZHH \tag{2.38}$$

in which, among other mechanisms, the two-Higgs final state is generated by the exchange of a virtual Higgs particle so that this process is sensitive to the trilinear HHH coupling in the Higgs potential, Fig. 2.21. Since the cross section is only a fraction of 1 fb, an integrated luminosity of ~ 1 ab^{-1} is needed to isolate the events at linear colliders. If combined with measurements of the double-Higgs fusion process

$$e^+e^- \to \bar{\nu}\nu H^* \to \bar{\nu}\nu HH \tag{2.39}$$

experimental accuracies close to 12% can be expected [66]. The quartic coupling H^4 seems to be accessible only through loop effects in the foreseeable future.

To sum up: *The essential elements of the Higgs mechanism can be established experimentally at the LHC and TeV e^+e^- linear colliders.*

3 Higgs Bosons in Supersymmetric Theories

1. Arguments deeply rooted in the Higgs sector play an eminent role in introducing supersymmetry as a fundamental symmetry of nature [16]. This is the only symmetry which correlates bosonic with fermionic degrees of freedom, cf. Ref.[67].

(a) The cancellation between bosonic and fermionic contributions to the radiative corrections of the light Higgs masses in supersymmetric theories provides part of the solution to the hierarchy problem in the Standard Model. If the Standard Model is embedded in a grand-unified theory, the large gap between the high grand-unification scale and the low scale of electroweak symmetry breaking can be stabilized in a natural way in boson–fermion symmetric theories [17, 68]. Denoting the bare Higgs mass by $M^2_{H,0}$, the radiative corrections due to vector-boson loops in the Standard Model by $\delta M^2_{H,V}$, and the contributions of supersymmetric fermionic gaugino partners by $\delta M^2_{\tilde{H},\tilde{V}}$, the physical Higgs mass is given by the sum $M^2_H = M^2_{H,0} + \delta M^2_{H,V} + \delta M^2_{\tilde{H},\tilde{V}}$. The vector-boson correction is quadratically divergent, $\delta M^2_{H,V} \sim \alpha[\Lambda^2 - M^2]$, so that, if present alone, for a cut-off scale $\Lambda \sim \Lambda_{GUT}$ extreme fine-tuning between the intrinsic bare mass and the radiative quantum fluctuations would be needed to generate a Higgs mass of order M_W. However, owing to Pauli's principle, the additional fermionic gaugino contributions in supersymmetric theories are just opposite in sign, $\delta M^2_{\tilde{H},\tilde{V}} \sim -\alpha[\Lambda^2 - \tilde{M}^2]$, so that the divergent terms cancel[2]. Since $\delta M^2_H \sim \alpha[\tilde{M}^2 - M^2]$, any fine-tuning is avoided for supersymmetric particle masses $\tilde{M} \lesssim \mathcal{O}(1\ \text{TeV})$. Thus, within this symmetry scheme the Higgs sector is stable in the

[2]Different statistics for bosons and fermions are sufficient for the cancellation of the divergencies. However, they are not necessary; symmetry relations among couplings, as realized in Little Higgs models, may also lead to cancellations individually between boson-boson or fermion-fermion amplitudes.

low-energy range $M_H \sim M_W$ even in the context of high-energy GUT scales. This mechanism leads in a natural way to low-energy supersymmetry.

(b) The concept of supersymmetry is strongly supported by the successful prediction of the electroweak mixing angle in the minimal version of this theory [18]. The extended particle spectrum of the theory drives the evolution of the electroweak mixing angle from the GUT value 3/8 down to $\sin^2\theta_W = 0.2336 \pm 0.0017$, the error including unknown threshold contributions at the low and the high supersymmetric mass scales. The prediction coincides with the experimentally measured value $\sin^2\theta_W^{exp} = 0.23153 \pm 0.00016$ within the theoretical uncertainty of less than 2 per-mille.

(c) Conceptually very interesting is the interpretation of the Higgs mechanism in supersymmetric theories as a quantum effect [69]. The breaking of the electroweak symmetry $SU(2)_L \times U(1)_Y$ can be induced radiatively while leaving the electromagnetic gauge symmetry $U(1)_{EM}$ and the color gauge symmetry $SU(3)_C$ unbroken for top-quark masses between 150 and 200 GeV. Starting with a set of universal scalar masses at the high GUT scale, one of the squared mass parameters in the Higgs sector evolves to negative values at the low electroweak scale, while the squared squark and slepton masses remain positive.

2. The Higgs sector of supersymmetric theories differs in several aspects from the Standard Model [19]. To preserve supersymmetry and gauge invariance, at least two iso-doublet fields must be introduced, leaving us with a spectrum of five or more physical Higgs particles. In the minimal supersymmetric extension of the Standard Model the Higgs self-interactions are generated by the scalar-gauge field action, so that the quartic couplings are related to the gauge couplings in this scenario. After including radiative corrections this leads to strong bounds [20] of less than about 140 GeV for the mass of the lightest Higgs boson. If the system is assumed to remain weakly interacting up to scales of the order of the GUT or Planck scale, the mass remains small, for reasons quite analogous to those described in the Standard Model, even in more complex supersymmetric theories involving additional Higgs fields and Yukawa interactions. The masses of the heavy Higgs bosons are expected to be of the scale of electroweak symmetry breaking up to order 1 TeV.

3.1 The Higgs Sector of the MSSM

1. The particle spectrum of the MSSM [16] consists of leptons, quarks and their scalar supersymmetric partners, and gauge particles, Higgs particles and their spin-1/2 partners. The matter and force fields are coupled in supersymmetric and gauge-invariant actions:

$$\begin{aligned} S = S_V + S_\phi + S_W : \qquad S_V &= \tfrac{1}{4}\int d^6 z \hat{W}_\alpha \hat{W}_\alpha \qquad \text{gauge action,} \\ S_\phi &= \int d^8 z \hat{\phi}^* e^{gV} \hat{\phi} \qquad \text{matter action,} \\ S_W &= \int d^6 z W[\hat{\phi}] \qquad \text{superpotential.} \end{aligned} \tag{3.1}$$

Decomposing the superfields into fermionic and bosonic components, and carrying out the integration over the Grassmann variables in $z \to x$, the following Lagrangians are derived, which describe the interactions of the gauge, matter and Higgs fields:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_V &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \ldots + \frac{1}{2} D^2 \,, \\ \mathcal{L}_\phi &= D_\mu \phi^* D_\mu \phi + \ldots + \frac{g}{2} D |\phi|^2 \,, \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_W \;=\; -\left|\frac{\partial W}{\partial \phi}\right|^2 \;.$$

The D field is an auxiliary field that does not propagate in space-time and it can be eliminated by applying the equations of motion: $D = -\frac{g}{2}|\phi|^2$. Reinserted into the Lagrangian, the quartic self-coupling of the scalar Higgs fields is generated,

$$\mathcal{L}[\phi^4] = -\frac{g^2}{8}|\phi^2|^2 \;, \tag{3.2}$$

in theories, like MSSM, in which the superpotential does not generate a quartic term. Thus, the quartic coupling of the Higgs fields is given, in the minimal supersymmetric theory, by the square of the gauge coupling. Unlike the Standard Model case, the quartic coupling is not a free parameter. Moreover, this coupling is weak.

2. Two independent Higgs doublet fields H_1 and H_2 must be introduced into the superpotential:

$$W = -\mu\epsilon_{ij}\hat{H}_1^i\hat{H}_2^j + \epsilon_{ij}[f_1\hat{H}_1^i\hat{L}^j\hat{R} + f_2\hat{H}_1^i\hat{Q}^j\hat{D} - f_2'\hat{H}_2^i\hat{Q}^j\hat{U}] \tag{3.3}$$

to provide the down-type particles (H_1) and the up-type particles (H_2) with mass. Unlike the Standard Model, the second Higgs field cannot be identified with the charge conjugate of the first Higgs field since W must be analytic to preserve supersymmetry. In addition, the Higgsino fields associated with a single Higgs field would generate triangle anomalies; they cancel if the two conjugate doublets are added up, and the gauge invariance of the classical interactions is not destroyed at the quantum level. Integrating the superpotential over the Grassmann coordinates generates the supersymmetric Higgs self-energy $V_0 = |\mu|^2(|H_1|^2 + |H_2|^2)$. The breaking of supersymmetry can be incorporated in the Higgs sector by introducing bilinear mass terms $\mu_{ij}H_iH_j$. Added to the supersymmetric self-energy part H^2 and the quartic part H^4 generated by the gauge action, they lead to the following Higgs potential

$$\begin{aligned} V \;&=\; m_1^2H_1^{*i}H_1^i + m_2^2H_2^{*i}H_2^i - m_{12}^2(\epsilon_{ij}H_1^iH_2^j + hc) \\ &\quad +\frac{1}{8}(g^2+g'^2)[H_1^{*i}H_1^i - H_2^{*i}H_2^i]^2 + \frac{1}{2}g^2\,|H_1^{*i}H_2^i|^2 \;. \end{aligned} \tag{3.4}$$

The Higgs potential includes three bilinear mass terms, while the strength of the quartic couplings is set by the $SU(2)_L$ and $U(1)_Y$ gauge couplings squared. The three mass terms are free parameters.

The potential develops a stable minimum for $H_1 \to [v_1, 0]$ and $H_2 \to [0, v_2]$ if the following conditions are met: $m_1^2 + m_2^2 > 2|m_{12}^2|$ and $m_1^2m_2^2 < |m_{12}^2|^2$.

Expanding the fields about the ground-state values v_1 and v_2,

$$\begin{aligned} H_1^1 \;&=\; v_1 \;+\; [H^0\cos\alpha - h^0\sin\alpha + iA^0\sin\beta - iG^0\cos\beta]/\sqrt{2} \\ H_1^2 \;&=\; H^-\sin\beta - G^-\cos\beta \end{aligned} \tag{3.5}$$

and

$$\begin{aligned} H_2^1 \;&=\; H^+\cos\beta + G^+\sin\beta \\ H_2^2 \;&=\; v_2 \;+\; [H^0\sin\alpha + h^0\cos\alpha + iA^0\cos\beta + iG^0\sin\beta]/\sqrt{2}\,, \end{aligned} \tag{3.6}$$

the mass eigenstates are given by the neutral states h^0, H^0 and A^0, which are even and odd under $\mathcal{CP}$ transformations, and by the charged states $H^\pm$; the G states correspond to the Goldstone modes, which are absorbed by the gauge fields to build up the longitudinal components. After introducing the three parameters

$$M_Z^2 \;=\; \frac{1}{2}(g^2+g'^2)(v_1^2+v_2^2)$$

$$
\begin{aligned}
M_A^2 &= m_{12}^2 \, \frac{v_1^2 + v_2^2}{v_1 v_2} \\
\mathrm{tg}\beta &= \frac{v_2}{v_1} \, ,
\end{aligned}
\tag{3.7}
$$

the mass matrix can be decomposed into three 2×2 blocks, which are easy to diagonalize:

pseudoscalar mass: M_A^2

charged mass: $M_\pm^2 = M_A^2 + M_W^2$

scalar mass: $M_{h,H}^2 = \frac{1}{2}\left[M_A^2 + M_Z^2 \mp \sqrt{(M_A^2 + M_Z^2)^2 - 4 M_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta}\right]$

$$
\mathrm{tg}2\alpha = \mathrm{tg}2\beta \, \frac{M_A^2 + M_Z^2}{M_A^2 - M_Z^2} \quad \text{with} \quad -\frac{\pi}{2} < \alpha < 0 \, .
$$

¿From the mass formulae, two important inequalities can readily be derived,

$$
M_h \leq M_Z, M_A \leq M_H \tag{3.8}
$$

$$
M_W \leq M_{H^\pm} \, , \tag{3.9}
$$

which, by construction, are valid in the tree approximation. As a result, the lightest of the scalar Higgs masses is predicted to be bounded by the Z mass, *modulo* radiative corrections. These bounds follow from the fact that the quartic coupling of the Higgs fields is determined in the MSSM by the size of the gauge couplings squared.

3. *SUSY Radiative Corrections*: The tree-level relations between the Higgs masses are strongly modified by radiative corrections that involve the supersymmetric particle spectrum of the top sector [70]; cf. Ref. [32, 71] for recent summaries. These effects are proportional to the fourth power of the top mass and to the logarithm of the stop mass. Their origin are incomplete cancellations between virtual top and stop loops, reflecting the breaking of supersymmetry. Moreover, the mass relations are affected by the potentially large mixing between $\tilde{t}_L$ and $\tilde{t}_R$ due to the top Yukawa coupling.

To leading order in M_t^4 the radiative corrections can be summarized in the parameter

$$
\epsilon = \frac{3 G_F}{\sqrt{2}\pi^2} \frac{M_t^4}{\sin^2\beta} \log \frac{\langle M_{\tilde{t}}^2 \rangle}{M_t^2} \tag{3.10}
$$

with $\langle M_{\tilde{t}}^2 \rangle = M_{\tilde{t}_1} M_{\tilde{t}_2}$. In this approximation the light Higgs mass M_h can be expressed by M_A and $\mathrm{tg}\beta$ in the following compact form:

$$
\begin{aligned}
M_h^2 = \frac{1}{2} \Big[& M_A^2 + M_Z^2 + \epsilon \\
& - \sqrt{(M_A^2 + M_Z^2 + \epsilon)^2 - 4 M_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta - 4\epsilon (M_A^2 \sin^2\beta + M_Z^2 \cos^2\beta)} \Big] \, .
\end{aligned}
$$

The heavy Higgs masses M_H and $M_{H^\pm}$ follow from the sum rules

$$
\begin{aligned}
M_H^2 &= M_A^2 + M_Z^2 - M_h^2 + \epsilon \\
M_{H^\pm}^2 &= M_A^2 + M_W^2 \, .
\end{aligned}
$$

Finally, the mixing parameter α, which diagonalizes the $\mathcal{CP}$-even mass matrix, is given by the radiatively improved relation:

$$\mathrm{tg}2\alpha = \mathrm{tg}2\beta \frac{M_A^2 + M_Z^2}{M_A^2 - M_Z^2 + \epsilon/\cos 2\beta} \,. \tag{3.11}$$

For large A mass, the masses of the heavy Higgs particles coincide approximately, $M_A \simeq M_H \simeq M_{H^\pm}$, while the light Higgs mass approaches a small asymptotic value. The spectrum for large values of $\mathrm{tg}\beta$ is quite regular: for small M_A one finds $\{M_h \simeq M_A; M_H \simeq \mathrm{const}\}$ [72]; for large M_A the opposite relationship $\{M_h \simeq \mathrm{const}, M_H \simeq M_{H^\pm} \simeq M_A\}$, cf. Fig. 3.1 which includes the radiative corrections.

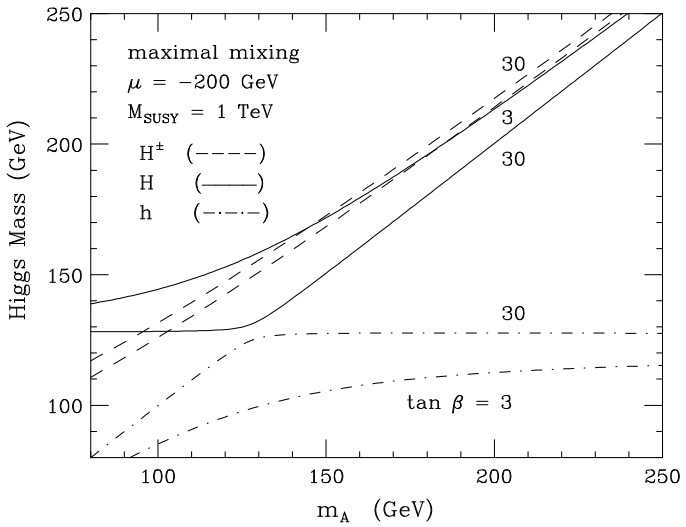

Figure 3.1: *The $\mathcal{CP}$-even and charged MSSM Higgs boson masses as a function of m_A for $\tan\beta = 3$ and 30, including radiative corrections. Ref. [73].*

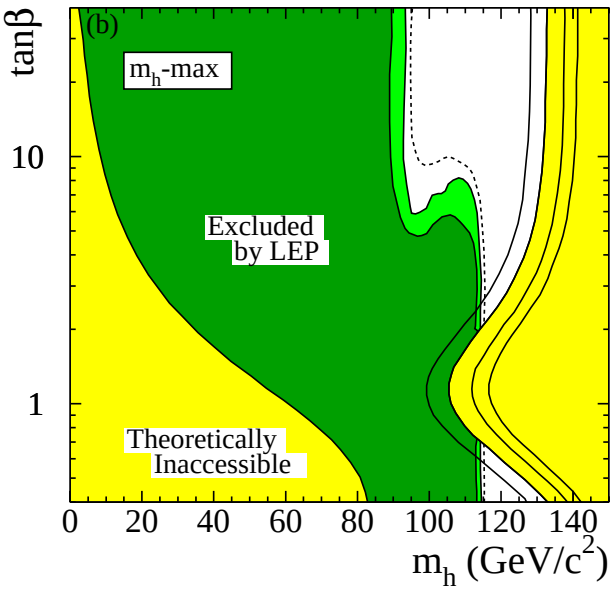

Figure 3.2: *Upper bounds on the light Higgs boson mass as a function of $\mathrm{tg}\beta$ for varying top mass, and the region excluded by the negative searches at the LEP experiments. Ref. [74].*

While the non-leading effects of mixing on the Higgs mass relations are quite involved, the impact on the upper bound of the light Higgs mass M_h can be summarized in a simple form:

$$M_h^2 \leq M_Z^2 + \delta M_t^2 + \delta M_X^2 \ . \tag{3.12}$$

The leading top contribution is related to the parameter ϵ while the second contribution depends on the mixing parameter in the scalar top sector,

$$M_t X_t = M_t \left[A_t - \mu \ \mathrm{ctg}\beta \right] \ , \tag{3.13}$$

which couples left- and right-chirality states in the stop mass matrix:

$$M_h^2 \leq M_Z^2 + \frac{3 G_F M_t^4}{2\sqrt{2}\pi^2} \left[\log \frac{\langle M_{\tilde{t}}^2 \rangle}{M_t^2} + \frac{X_t^2}{\langle M_{\tilde{t}}^2 \rangle} \left(1 - \frac{X_t^2}{\langle 12 M_{\tilde{t}}^2 \rangle} \right) \right] \ . \tag{3.14}$$

Subdominant contributions can essentially be reduced to higher-order QCD effects. They can effectively be incorporated by interpreting the top mass parameter $M_t \to M_t(\mu_t)$ as the $\overline{\rm MS}$ top mass evaluated at the geometric mean between top and stop masses, $\mu_t^2 = M_t M_{\tilde{t}}$.

Upper bounds on the light Higgs mass are shown in Fig. 3.2 as a function of tgβ. The curves are the results of calculations taking into account the mixing effects. It turns out that the general upper bound for maximal mixing is given by $M_h \lesssim 140$ GeV, including large values of tgβ. Thus, the light Higgs sector could not entirely be covered by the LEP2 experiments due to the increase of the mass limit with the top mass.

3.2 SUSY Higgs Couplings to SM Particles

The size of MSSM Higgs couplings to quarks, leptons and gauge bosons is similar to the Standard Model, yet modified by the mixing angles α and β. Normalized to the SM values, they are listed in Table 3.1. The pseudoscalar Higgs boson A does not couple to gauge bosons at the tree level, but the coupling, compatible with $\mathcal{CP}$ symmetry, can be generated by higher-order loops. The charged Higgs bosons couple to up and down fermions with the left- and right-chiral amplitudes $g_\pm = -\left[g_t (1 \mp \gamma_5) + g_b (1 \pm \gamma_5) \right] / \sqrt{2}$ where $g_{t,b} = (\sqrt{2} G_F)^{1/2} m_{t,b}$.

Φ		g_u^Φ	g_d^Φ	g_V^Φ
SM	H	1	1	1
MSSM	h	$\cos\alpha / \sin\beta$	$-\sin\alpha / \cos\beta$	$\sin(\beta - \alpha)$
	H	$\sin\alpha / \sin\beta$	$\cos\alpha / \cos\beta$	$\cos(\beta - \alpha)$
	A	$1/\mathrm{tg}\beta$	tgβ	0

Table 3.1: *Higgs couplings in the MSSM to fermions and gauge bosons [$V = W, Z$] relative to SM couplings.*

The modified couplings incorporate the renormalization due to SUSY radiative corrections, to leading order in M_t, if the mixing angle α is related to β and M_A as given in the corrected formula Eq. (3.11). For large M_A, in practice $M_A \gtrsim 200$ GeV, the couplings of the light Higgs boson h to the fermions and gauge bosons approach the SM values asymptotically. This is the essence of the decoupling theorem in the Higgs sector [75]: Particles with large masses must decouple from the light-particle system as a consequence of the quantum-mechanical uncertainty principle. In the same limit, the

heavy Higgs boson H decouples from vector bosons, and the coupling to up-type fermions is suppressed by $1/\tan\beta$ while the coupling to down-type fermions is enhanced by $\tan\beta$. Thus the couplings of the two degenerate heavy Higgs bosons A, H are isomorphic in the decoupling limit.

3.3 Decays of Higgs Particles

The lightest *neutral Higgs boson* h will decay mainly into fermion pairs since the mass is smaller than ~ 140 GeV, Fig. 3.3 (cf. [76] for a comprehensive summary). This is, in general, also the dominant decay mode of the pseudoscalar boson A. For values of tgβ larger than unity and for masses less than ~ 140 GeV, the main decay modes of the neutral Higgs bosons are decays into $b\bar{b}$ and $\tau^+\tau^-$ pairs; the branching ratios are of order $\sim 90\%$ and 8%, respectively. The decays into $c\bar{c}$ pairs and gluons are suppressed, especially for large tgβ. For large masses, the top decay channels $H, A \to t\bar{t}$ open up; yet for large tgβ this mode remains suppressed and the neutral Higgs bosons decay almost exclusively into $b\bar{b}$ and $\tau^+\tau^-$ pairs. In contrast to the pseudoscalar Higgs boson A, the heavy $\mathcal{CP}$-even Higgs boson H can in principle decay into weak gauge bosons, $H \to WW, ZZ$, if the mass is large enough. However, since the partial widths are proportional to $\cos^2(\beta-\alpha)$, they are strongly suppressed in general, and the gold-plated ZZ signal of the heavy Higgs boson in the Standard Model is lost in the supersymmetric extension. As a result, the total widths of the Higgs bosons are much smaller in supersymmetric theories than in the Standard Model.

The heavy neutral Higgs boson H can also decay into two lighter Higgs bosons. Other possible channels are Higgs cascade decays and decays into supersymmetric particles [77–79], Fig. 3.4. In addition to light sfermions, Higgs boson decays into charginos and neutralinos could eventually be important. These new channels are kinematically accessible, at least for the heavy Higgs bosons H, A and $H^\pm$; in fact, the branching fractions can be very large and they can even become dominant in some regions of the MSSM parameter space. Decays of h into the lightest neutralinos (LSP) are also important, exceeding 50% in some parts of the parameter space. These decays strongly affect experimental search techniques.

The *charged Higgs particles* decay into fermions, but also, if allowed kinematically, into the lightest neutral Higgs and a W boson. Below the tb and Wh thresholds, the charged Higgs particles will decay mostly into $\tau\nu_\tau$ and cs pairs, the former being dominant for tg$\beta > 1$. For large $M_{H^\pm}$ values, the top–bottom decay mode $H^+ \to t\bar{b}$ becomes dominant. In some parts of the SUSY parameter space, decays into supersymmetric particles may exceed 50%.

Adding up the various decay modes, the width of all five Higgs bosons remains very narrow, being of order 10 GeV even for large masses.

3.4 The Production of SUSY Higgs Particles in Hadron Collisions

The basic production processes of SUSY Higgs particles at hadron colliders [29, 40, 80] are essentially the same as in the Standard Model. Important differences are nevertheless generated by the modified couplings, the extended particle spectrum, and the negative parity of the A boson. For large tgβ the coupling $hb\bar{b}$ is enhanced so that the bottom-quark loop becomes competitive to the top-quark loop in the effective hgg coupling. Moreover squark loops will contribute to this coupling [81].

1. The partonic cross section $\sigma(gg \to \Phi)$ for the gluon fusion of Higgs particles can be expressed by couplings g, in units of the corresponding SM couplings, and form factors A; to lowest order [40, 82]:

$$\hat{\sigma}^{\Phi}_{LO}(gg \to \Phi) \;=\; \sigma^{\Phi}_0 M^2_\Phi \times BW(\hat{s}) \tag{3.15}$$

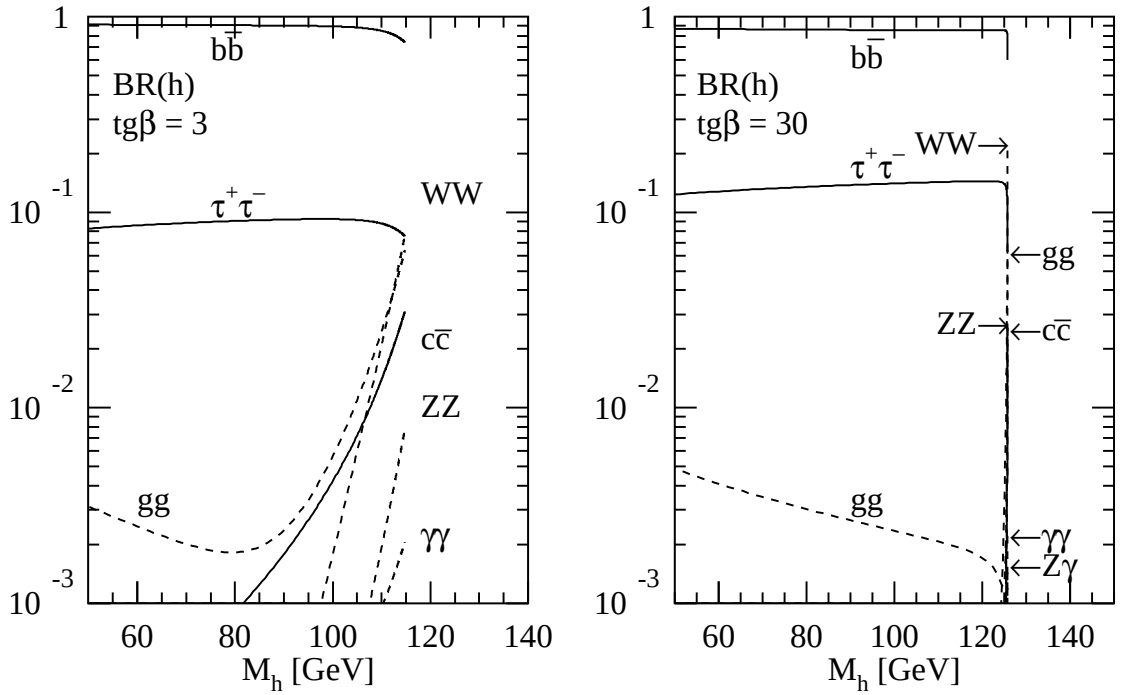

Fig. 3.3a

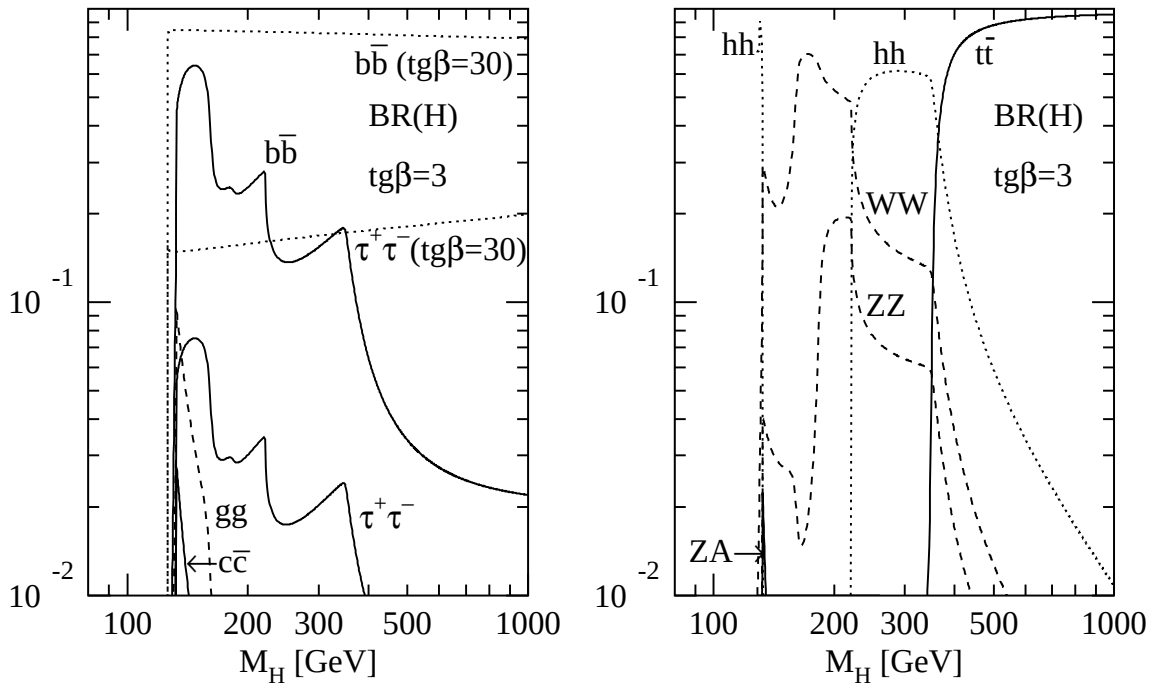

Fig. 3.3b

Figure 3.3: *Branching ratios of the MSSM Higgs bosons $h, H, A, H^{\pm}$ for non-SUSY decay modes as a function of the masses for two values of $tg\beta = 3, 30$ and vanishing mixing. The common squark mass has been chosen as $M_S = 1$ TeV.*

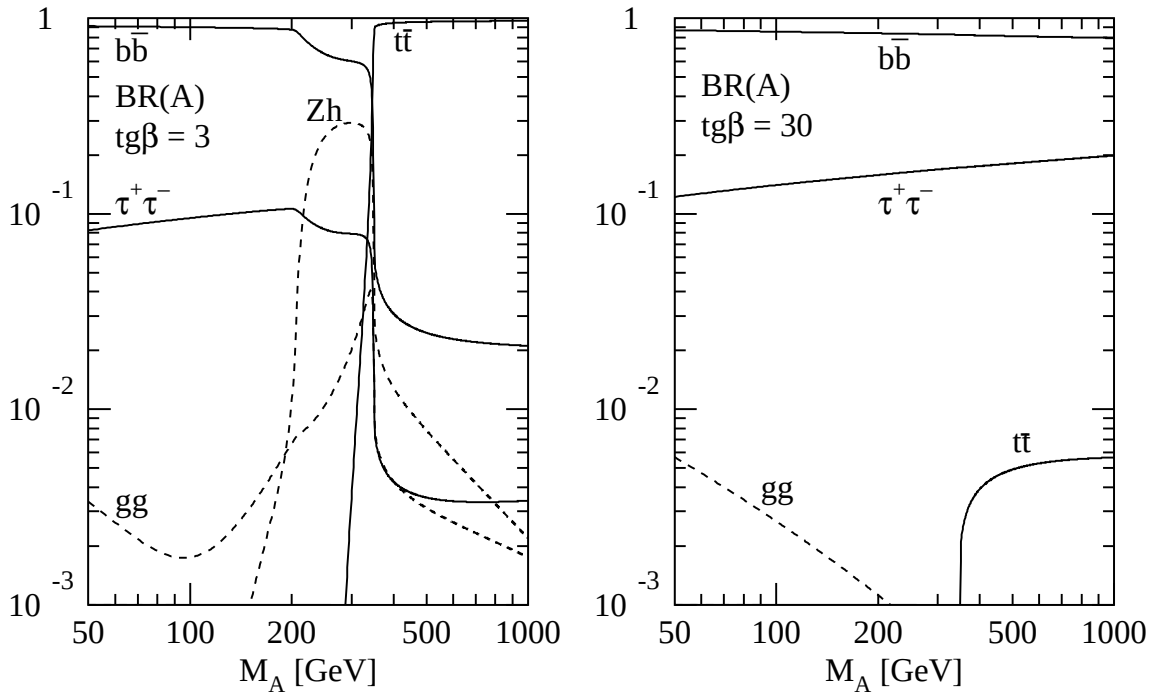

Fig. 3.3c

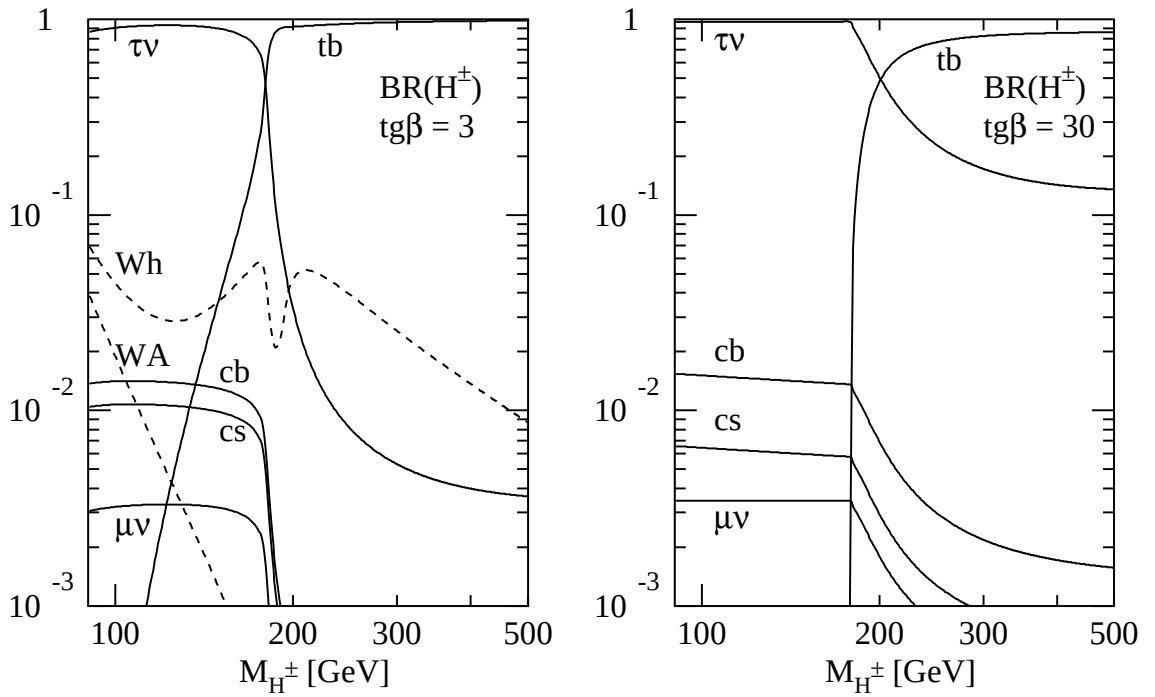

Fig. 3.3d

Figure 3.3: *Continued.*

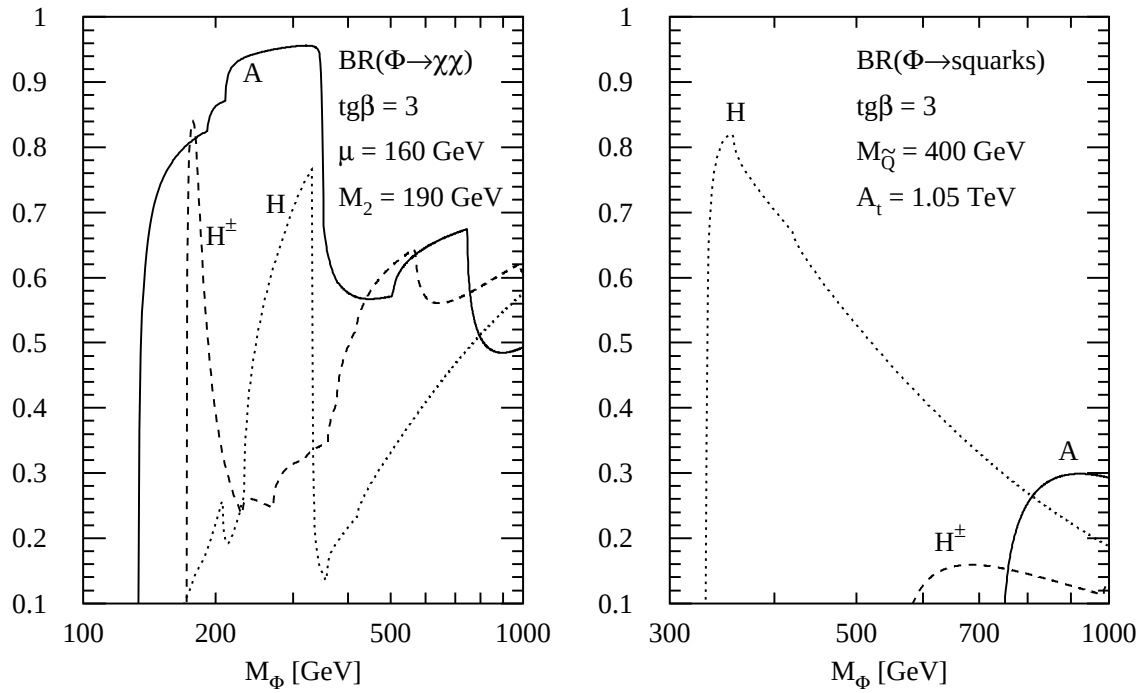

Figure 3.4: *Branching ratios of the MSSM Higgs boson $H, A, H^{\pm}$ decays into charginos/neutralinos and squarks as a function of their masses for tg$\beta = 3$. The mixing parameters have been chosen as $\mu = 160$ GeV, $A_t = 1.05$ TeV, $A_b = 0$ and the squark masses of the first two generations as $M_{\tilde{Q}} = 400$ GeV. The gaugino mass parameter has been set to $M_2 = 190$ GeV.*

$$\begin{aligned}
\sigma_0^{h/H} &= \frac{G_F \alpha_s^2(\mu)}{128\sqrt{2}\pi} \left| \sum_Q g_Q^{h/H} A_Q^{h/H}(\tau_Q) + \sum_{\tilde{Q}} g_{\tilde{Q}}^{h/H} A_{\tilde{Q}}^{h/H}(\tau_{\tilde{Q}}) \right|^2 \\
\sigma_0^{A} &= \frac{G_F \alpha_s^2(\mu)}{128\sqrt{2}\pi} \left| \sum_Q g_Q^{A} A_Q^{A}(\tau_Q) \right|^2 .
\end{aligned}$$

While the quark couplings have been defined in Table 3.1, the couplings of the Higgs particles to squarks are given by

$$\begin{aligned}
g^h_{\tilde{Q}_{L,R}} &= \frac{M_Q^2}{M_{\tilde{Q}}^2} g_Q^h \mp \frac{M_Z^2}{M_{\tilde{Q}}^2} (I_3^Q - e_Q \sin^2\theta_W) \sin(\alpha+\beta) \\
g^H_{\tilde{Q}_{L,R}} &= \frac{M_Q^2}{M_{\tilde{Q}}^2} g_Q^H \pm \frac{M_Z^2}{M_{\tilde{Q}}^2} (I_3^Q - e_Q \sin^2\theta_W) \cos(\alpha+\beta) .
\end{aligned} \tag{3.16}$$

Only $\mathcal{CP}$ non-invariance allows for non-zero squark contributions to the pseudoscalar A boson production. The form factors can be expressed in terms of the scaling function $f(\tau_i = 4M_i^2/M_\Phi^2)$, cf. Eq. (2.22):

$$\begin{aligned}
A_Q^{h/H}(\tau) &= \tau[1 + (1-\tau) f(\tau)] \\
A_Q^{A}(\tau) &= \tau f(\tau) \\
A_{\tilde{Q}}^{h/H}(\tau) &= -\frac{1}{2}\tau[1 - \tau f(\tau)] .
\end{aligned} \tag{3.17}$$

For small tgβ the contribution of the top loop is dominant, while for large tgβ the bottom loop is strongly enhanced. The squark loops can be significant for squark masses below ~ 400 GeV [82, 83].

2. Other production mechanisms for SUSY Higgs bosons, vector boson fusion, Higgs-strahlung off W, Z bosons and Higgs-bremsstrahlung off top quarks and bottom-quark fusion, can be treated in analogy to the corresponding SM processes.

Particularly important is the process of b-quark fusion for large values of $\tan\beta$ when the Higgs couplings to b quarks are enhanced [84]. Since b quarks are moderately light, gluon splitting $g \to \bar{b}b$ gives rise to high-energy b-quark/anti-quark beams in fast moving protons/antiprotons. The fusion of $\bar{b} + b \to h, H, A$ is therefore a rich source of Higgs bosons at Tevatron and LHC for large $\tan\beta$.

3. Data from the Tevatron in the channel $p\bar{p} \to b\bar{b}\tau^+\tau^-$ have been exploited to exclude part of the supersymmetric Higgs parameter space in the $[M_A, \text{tg}\beta]$ plane. In the interesting range of tgβ between 30 and 50, pseudoscalar masses M_A of up to 150 to 190 GeV appear to be excluded.

4. The cross sections of the various MSSM Higgs production mechanisms at the LHC are shown in Figs. 3.5a–d for two representative values of tg$\beta = 3$ and 30, as a function of the corresponding Higgs mass. The CTEQ6M parton densities have been adopted with $\alpha_s(M_Z) = 0.118$; the top and bottom masses have been set to $M_t = 174$ GeV and $M_b = 4.62$ GeV. For the pseudoscalar Higgs bremsstrahlung off t, b quarks, $pp \to Q\bar{Q}A + X$, the leading-order CTEQ6L1 parton densities have been used. For small and moderate values of tg$\beta \lesssim 10$ the gluon-fusion cross section provides the dominant production cross section for the entire Higgs mass region up to $M_\Phi \sim 1$ TeV. However, for large tgβ, Higgs bremsstrahlung off bottom quarks, $pp \to b\bar{b}\Phi + X$, dominates over the gluon-fusion mechanism since the bottom Yukawa couplings are strongly enhanced in this case.

The MSSM Higgs search at the LHC will be more involved than the SM Higgs search. The final summary is presented in Fig. 3.6. It exhibits a difficult region for the MSSM Higgs search at the LHC. For tg$\beta \sim 5$ and $M_A \sim 150$ GeV, the full luminosity and the full data sample of both the ATLAS and CMS experiments at the LHC are needed to cover the problematic parameter region [85]. On the other hand, if no excess of Higgs events above the SM background processes beyond 2 standard deviations will be found, the MSSM Higgs bosons can be excluded at 95% C.L.

Even though the entire supersymmetric Higgs parameter space of the MSSM is expected to be finally covered by the LHC experiments, the entire ensemble of individual Higgs bosons is accessible only in part of the parameter space. Particularly in the blind wedge opening in the parameter space at about $M_A \sim 200$ GeV and centered around $\tan\beta \sim 7$ only the lightest Higgs boson h can be discovered, while the heavy Higgs bosons $A, H, H^\pm$ cannot be found in non-supersymmetric decay channels. Moreover, the search for heavy H, A Higgs particles is very difficult, because of the $t\bar{t}$ continuum background for masses $\gtrsim 500$ GeV.

3.5 The Production of SUSY Higgs Particles in e^+e^- Collisions

1. The search for the neutral SUSY Higgs bosons at e^+e^- linear colliders will be a straightforward extension of the search performed at LEP2, which covered the mass range up to ~ 100 GeV for neutral Higgs bosons. Higher energies, $\sqrt{s}$ in excess of 250 GeV, are required to sweep the entire parameter space of the MSSM for moderate to large values of tgβ.

The main production mechanisms of *neutral Higgs bosons* at e^+e^- colliders [20, 78, 86] are the Higgs-strahlung process and associated pair production, as well as the fusion processes:

(a) Higgs–strahlung : $\qquad e^+e^- \xrightarrow{Z} Z + h/H$

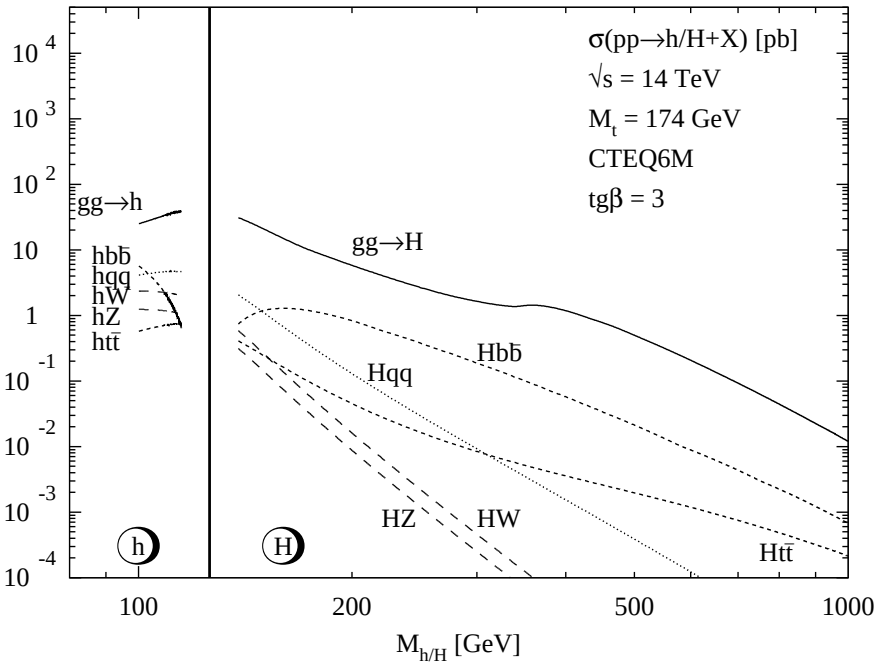

Fig. 3.5a

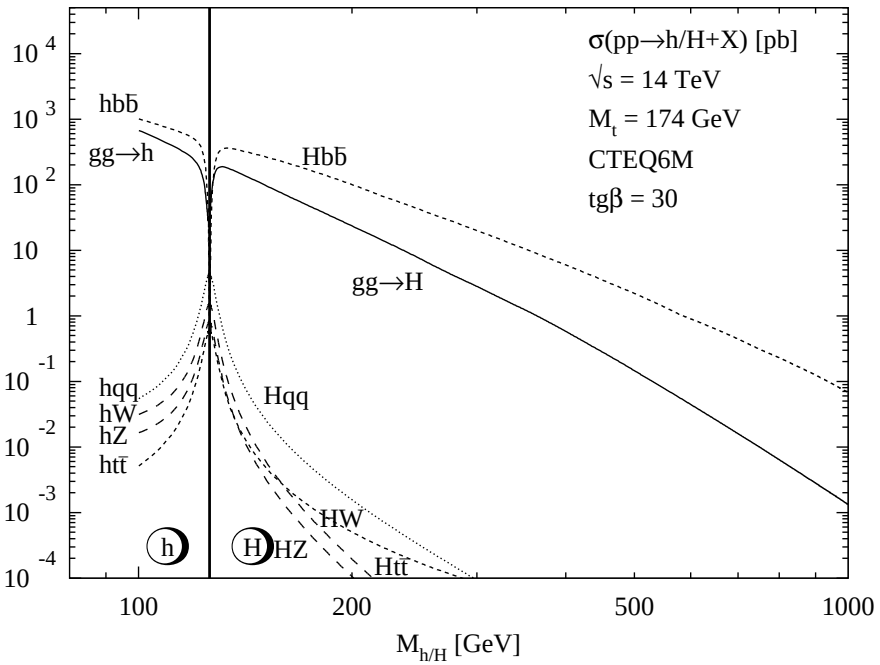

Fig. 3.5b

Figure 3.5: *Neutral MSSM Higgs production cross sections at the LHC for gluon fusion $gg \to \Phi$, vector-boson fusion $qq \to qqVV \to qqh/qqH$, Higgs-strahlung $q\bar{q} \to V^* \to hV/HV$ and the associated production $gg, q\bar{q} \to b\bar{b}\Phi/t\bar{t}\Phi$, including all known QCD corrections. (a) h, H production for $tg\beta = 3$, (b) h, H production for $tg\beta = 30$, (c) A production for $tg\beta = 3$, (d) A production for $tg\beta = 30$.*

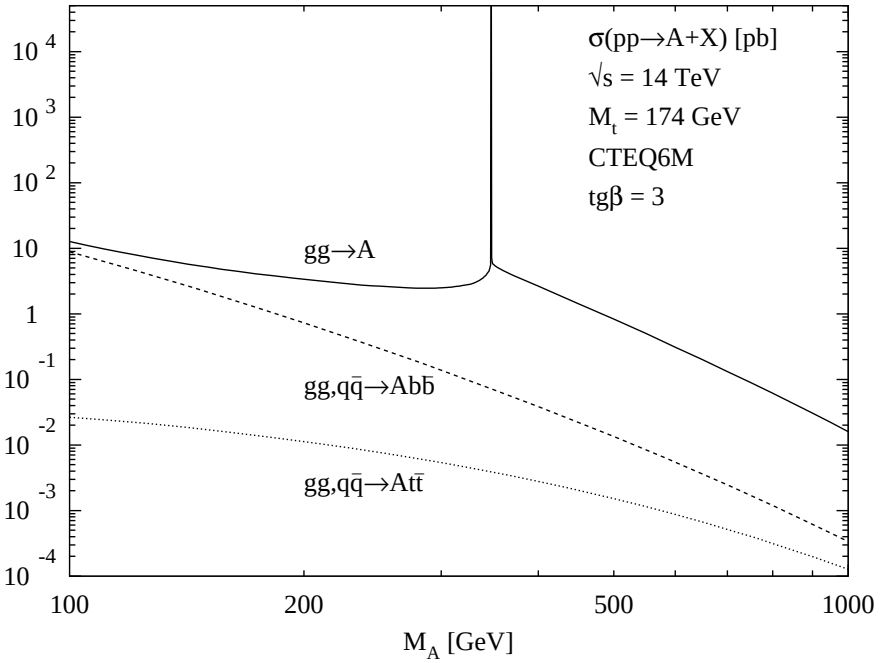

Fig. 3.5c

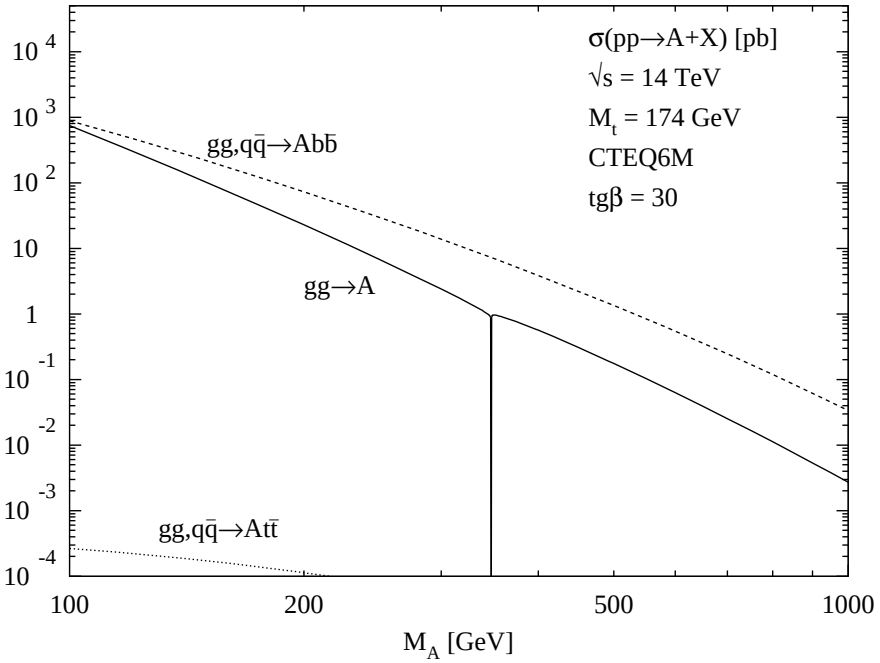

Fig. 3.5d

Figure 3.5: *Continued.*

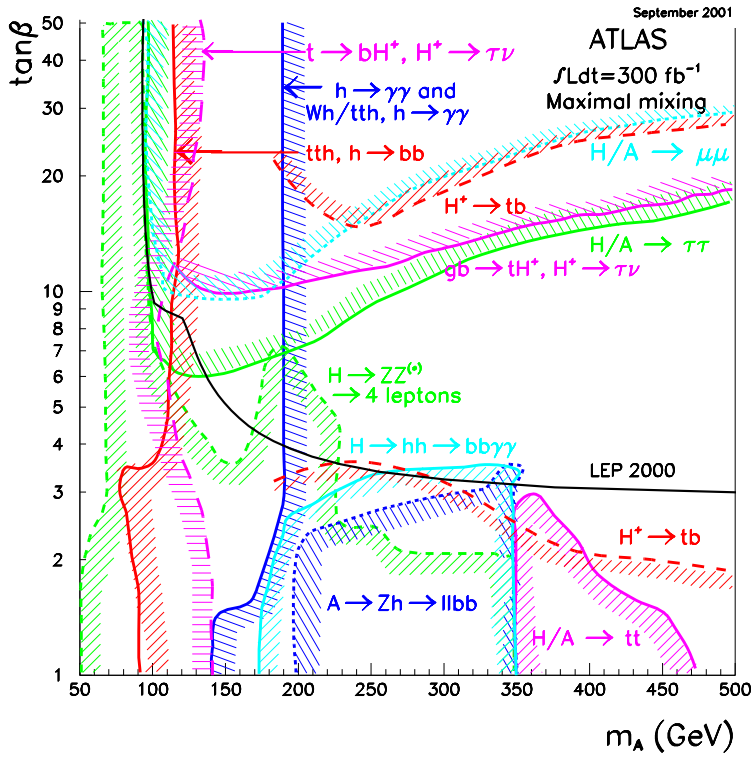

Figure 3.6: *The ATLAS sensitivity for the discovery of the MSSM Higgs bosons in the case of maximal mixing. The 5σ discovery curves are shown in the $(\tan\beta, m_A)$ plane for the individual channels and for an integrated luminosity of 300 fb^{-1}. The corresponding LEP limit is also shown. Ref. [85].*

$$
\begin{aligned}
&(b)\ \text{Pair production}: && e^+e^- \xrightarrow{Z} A + h/H \\
&(c)\ \text{Fusion processes}: && e^+e^- \xrightarrow{WW} \overline{\nu}_e\,\nu_e + h/H \\
& && e^+e^- \xrightarrow{ZZ} e^+e^- + h/H\ .
\end{aligned}
$$

The $\mathcal{CP}$-odd Higgs boson A cannot be produced in fusion processes to leading order. The cross sections for the four Higgs-strahlung and pair production processes can be expressed as

$$
\begin{aligned}
\sigma(e^+e^- \to Z + h/H) &= \sin^2/\cos^2(\beta-\alpha)\,\sigma_{SM} \\
\sigma(e^+e^- \to A + h/H) &= \cos^2/\sin^2(\beta-\alpha)\,\bar{\lambda}\,\sigma_{SM}\ ,
\end{aligned}
\tag{3.18}
$$

where σ_{SM} is the SM cross section for Higgs-strahlung and the coefficient $\bar{\lambda} \sim \lambda_{Aj}^{3/2}/\lambda_{Zj}^{1/2}$ accounts for the suppression of the P-wave Ah/H cross sections near the threshold.

The cross sections for Higgs-strahlung and for pair production, much as those for the production of the light and the heavy neutral Higgs bosons h and H, are complementary, coming either with coefficients $\sin^2(\beta-\alpha)$ or $\cos^2(\beta-\alpha)$. As a result, since σ_{SM} is large, at least the lightest $\mathcal{CP}$-even Higgs boson must be detected in e^+e^- experiments.

Representative examples of cross sections for the production mechanisms of the neutral Higgs bosons are exemplified in Fig. 3.7, as a function of the Higgs masses, for tg$\beta = 3$ and 30. The cross section for hZ is large for M_h near the maximum value allowed for tgβ; it is of order 50 fb, corresponding to $\sim$ 2,500 events for an integrated luminosity of 50 fb^{-1}. By contrast, the cross section for HZ is large if M_h is sufficiently below the maximum value [implying small M_H]. For h and for a low mass H, the signals consist of a Z boson accompanied by a $b\bar{b}$ or $\tau^+\tau^-$ pair. These signals are easy to

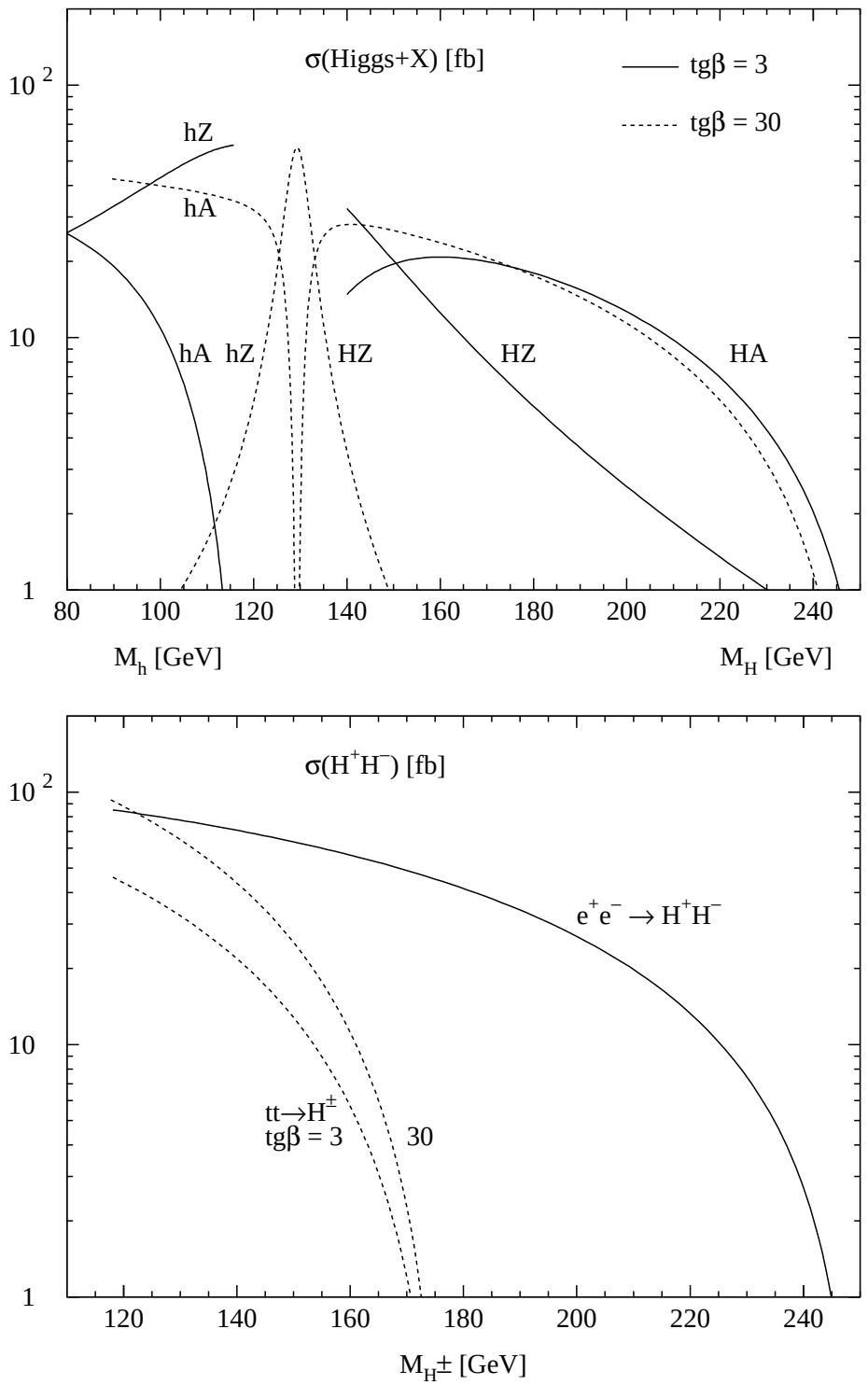

Figure 3.7: *Production cross sections of MSSM Higgs bosons at* $\sqrt{s} = 500$ *GeV: Higgs-strahlung and pair production; upper part: neutral Higgs bosons, lower part: charged Higgs bosons. Ref. [76].*

separate from the background, which comes mainly from ZZ production if the Higgs mass is close to M_Z. For the associated channels $e^+e^- \to Ah$ and AH, the situation is opposite to the previous case: the cross section for Ah is large for light h, whereas AH pair production is the dominant mechanism in the complementary region for heavy H and A bosons. The sum of the two cross sections decreases from ~ 50 to 10 fb if M_A increases from ~ 50 to 200 GeV at $\sqrt{s} = 500$ GeV. In major parts of the parameter space, the signals consist of four b quarks in the final state, requiring provisions for efficient b-quark tagging. Mass constraints will help to eliminate the backgrounds from QCD jets and ZZ final states. For the WW fusion mechanism, the cross sections are larger than for Higgs-strahlung, if the Higgs mass is moderately small – less than 160 GeV at $\sqrt{s} = 500$ GeV. However, since the final state cannot be fully reconstructed, the signal is more difficult to extract. As in the case of the Higgs-strahlung processes, the production of light h and heavy H Higgs bosons complement each other in WW fusion, too.

The *charged Higgs bosons*, if lighter than the top quark, can be produced in top decays, $t \to b + H^+$, with a branching ratio varying between 2% and 20% in the kinematically allowed region. Since the cross section for top-pair production is of order 0.5 pb at $\sqrt{s} = 500$ GeV, this corresponds to 1,000 to 10,000 charged Higgs bosons at a luminosity of 50 fb^{-1}. Since, for tgβ larger than unity, the charged Higgs bosons will decay mainly into $\tau\nu_\tau$, there is a surplus of τ final states over e, μ final states in t decays, an apparent breaking of lepton universality. For large Higgs masses the dominant decay mode is the top decay $H^+ \to t\bar{b}$. In this case the charged Higgs particles must be pair-produced in e^+e^- colliders:

$$e^+e^- \to H^+H^- \ .$$

The cross section depends only on the charged Higgs mass. It is of order 100 fb for small Higgs masses at $\sqrt{s} = 500$ GeV, but it drops very quickly due to the P-wave suppression $\sim \beta^3$ near the threshold. For $M_{H^\pm} = 230$ GeV, the cross section falls to a level of $\simeq 5$ fb. The cross section is considerably larger for $\gamma\gamma$ collisions.

2. *Experimental Search Strategies:* Search strategies have been described for neutral and charged Higgs bosons in Ref. [15]. The overall experimental situation can be summarized in the following two points:

(i) The lightest $\mathcal{CP}$-even Higgs particle h can be detected in the entire range of the MSSM parameter space, either via Higgs-strahlung $e^+e^- \to hZ$ or via pair production $e^+e^- \to hA$. This conclusion holds true even at a c.m. energy of 250 GeV, independently of the squark mass values; it is also valid if decays to invisible neutralinos and other SUSY particles are realized in the Higgs sector.

(ii) The area in the parameter space where *all SUSY Higgs bosons* can be discovered at e^+e^- colliders is characterized by $M_H, M_A \lesssim \frac{1}{2}\sqrt{s}$, independently of tg$\beta$. The h, H Higgs bosons can be produced either via Higgs-strahlung or in Ah, AH associated production; charged Higgs bosons will be produced in H^+H^- pairs. Thus the blind LHC wedge can be covered up to $A, H, H^\pm$ Higgs masses of 500 GeV at the 1 TeV collider ILC, and up to 1.5 TeV at the 3 TeV collider CLIC. If the ee collider is turned into a high-energy photon collider by Compton back-scattering of laser light [87–89], the Higgs mass range in single formation experiments $\gamma\gamma \to A, H$ can be extended to 80% of the total e^+e^- energy, i.e. 800 GeV and 2.4 TeV at ILC and CLIC, respectively, cf. [90, 91].

The search for the lightest neutral SUSY Higgs boson h had been one of the most important experimental tasks at LEP2. Mass values of the pseudoscalar boson A of less than about 90 GeV have been excluded, independently of tgβ, cf. Fig. 3.2.

3.6 Measuring the Parity of Higgs Bosons

Once the Higgs bosons are discovered, the properties of the particles must be established. Besides the reconstruction of the supersymmetric Higgs potential [92, 65], which will be a very demanding task, the external quantum numbers must be established, in particular the parity of the heavy scalar and pseudoscalar Higgs particles H and A [93].

1. For large H, A masses the decays $H, A \to t\bar{t}$ to top final states can be used to discriminate between the different parity assignments [93]. For example, the W^+ and W^- bosons in the t and $\bar{t}$ decays tend to be emitted antiparallel and parallel in the plane perpendicular to the $t\bar{t}$ axis:

$$\frac{d\Gamma^{\pm}}{d\phi_*} \propto 1 \mp \left(\frac{\pi}{4}\right)^2 \cos\phi_* \tag{3.19}$$

for H and A decays, respectively.

Alternatively, the $\mathcal{CP}$ parity of Higgs bosons can be measured by analyzing the magnitude of the total cross section and the top-quark polarization in associated top-Higgs production in e^+e^- collisions [94].

2. For light H, A masses, $\gamma\gamma$ collisions appear to provide a viable solution [93]. The fusion of Higgs particles in linearly polarized photon beams depends on the angle between the polarization vectors. For scalar 0^+ particles the production amplitude is non-zero for parallel polarization vectors, while pseudoscalar 0^- particles require perpendicular polarization vectors:

$$\mathcal{M}(H)^+ \sim \vec{\epsilon}_1 \cdot \vec{\epsilon}_2 \quad \text{and} \quad \mathcal{M}(A)^- \sim \vec{\epsilon}_1 \times \vec{\epsilon}_2 \; . \tag{3.20}$$

The experimental set-up for Compton back-scattering of laser light can be tuned in such a way that the linear polarization of the hard-photon beams approaches values close to 100%. Depending on the $\pm$ parity of the resonance produced, the measured asymmetry for photons of parallel and perpendicular polarization,

$$\mathcal{A} = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}} \; , \tag{3.21}$$

is either positive or negative.

Exciting observations in the Higgs sector at photon colliders are predicted in $\mathcal{CP}$-violating extensions. Particularly in the decoupling regime the near degeneracy of the $\mathcal{CP}$-even and $\mathcal{CP}$-odd H, A states gives rise potentially to large mixing effects, rotating the current eigenstates H, A into the mass eigenstates H_2, H_3. In this configuration large asymmetries,

$$\mathcal{A} = \frac{\sigma_{++} - \sigma_{--}}{\sigma_{++} + \sigma_{--}} \; , \tag{3.22}$$

can be generated in single Higgs $\gamma\gamma$ formation between right- and left-circularly polarized γ beams [95].

3.7 Non-minimal Supersymmetric Extensions

1. The minimal supersymmetric extension of the Standard Model may appear very restrictive for supersymmetric theories in general, in particular in the Higgs sector where the quartic couplings are identified with the gauge couplings. However, it turns out that the mass pattern of the MSSM is quite typical if the theory is assumed to be valid up to the GUT scale – the motivation for supersymmetry *sui generis*. This general pattern has been studied thoroughly within the next-to-minimal extension: the MSSM, incorporating two Higgs isodoublets, is extended by introducing an additional isosinglet field N. This extension leads to a model [96–98] that is generally referred to as the NMSSM.

The additional Higgs singlet can solve the so-called μ-problem [i.e. $\mu \sim$ order M_W] by eliminating the μ higgsino parameter from the potential and by replacing it by the vacuum expectation value of the N field, which can naturally be related to the usual vacuum expectation values of the Higgs isodoublet fields. In this scenario the superpotential involves the two trilinear couplings $H_1 H_2 N$ and N^3. The consequences of this extended Higgs sector will be outlined in the context of grand unification, including universal soft breaking terms of the supersymmetry [97, 98].

The Higgs spectrum of the NMSSM includes, besides the minimal set of Higgs particles, one additional scalar and pseudoscalar Higgs particle:

$$\begin{aligned} &neutral\ CP = + && H_1,\ H_2,\ H_3 \\ &neutral\ CP = - && A_1,\ A_2 \\ &charged && H^{\pm}\ . \end{aligned}$$

The neutral Higgs particles are in general mixtures of isodoublets, which couple to W, Z bosons and fermions, and the isosinglet, decoupled from the non-Higgs sector. The trilinear self-interactions contribute to the masses of the Higgs particles; for the lightest Higgs boson of each species:

$$\begin{aligned} M^2(H_1) &\leq M_Z^2 \cos^2 2\beta + \lambda^2 v^2 \sin^2 2\beta \\ M^2(A_1) &\leq M^2(A) \\ M^2(H^{\pm}) &\leq M^2(W) + M^2(A) - \lambda^2 v^2\ . \end{aligned} \tag{3.23}$$

In contrast to the minimal model, the mass of the charged Higgs particle could be smaller than the W mass. An example of the mass spectrum is shown in Fig. 3.8. Since the trilinear couplings increase with energy, upper bounds on the mass of the lightest neutral Higgs boson H_1 can be derived, in analogy to the Standard Model, from the assumption that the theory be valid up to the GUT scale: $m(H_1) \lesssim 140$ GeV. Thus, despite the additional interactions, the distinct pattern of the minimal extension remains valid also in more complex supersymmetric scenarios. If H_1 is (nearly) pure isosinglet, it decouples from the gauge boson and fermion system and its role is taken by the next Higgs particle with a large isodoublet component, implying the validity of the mass bound again.

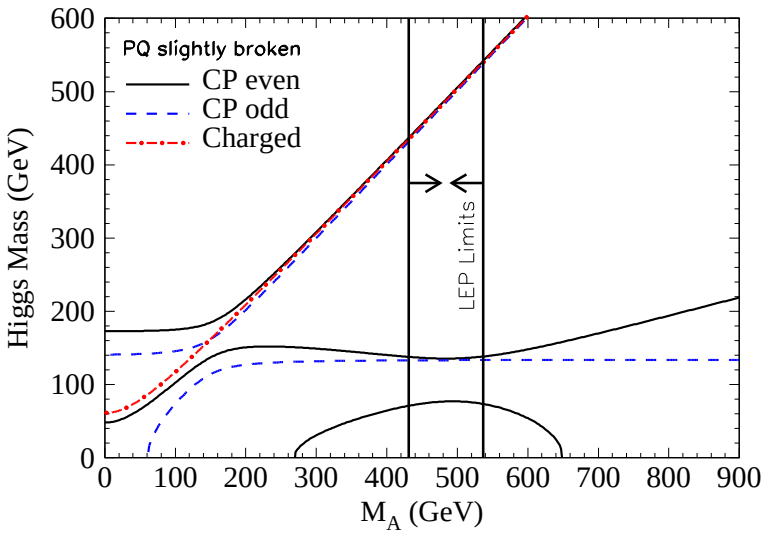

Figure 3.8: *The one-loop Higgs boson masses as a function of M_A for $\lambda = 0.3$, $\kappa = 0.1$, $v_s = 3v$, $\tan\beta = 3$ and $A_\kappa = -100$ GeV. The arrows denote the region allowed by LEP searches with 95% confidence. Ref. [98].*

For a primarily isosinglet Higgs particle H_1 the coupling ZZH_1 is small and the particle cannot be produced by Higgs-strahlung. However, in this case H_2 is generally light and couples with sufficient strength to the Z boson; if not, H_3 plays this role.

2. A large variety of other extensions beyond the minimal supersymmetric model has been analyzed theoretically. For example, if the gauge boson sector is expanded by an additional $U(1)'$ Abelian symmetry at high energies [99, 100], the additional pseudoscalar Higgs field is absorbed to generate the mass of the new Z' boson while the scalar part of the Higgs field can be observed as a new Higgs boson beyond the MSSM set. If generated by an extended symmetry like E_6, the Higgs sector is expanded by an ensemble of new states [101] with quite unconventional properties.

Quite generally, so long as the fields in supersymmetric theories remain weakly interacting up to the canonical Planck scale, the mass of the lightest Higgs bosons is bounded by about 200 GeV as the Yukawa couplings are restricted to be small in the same way as the quartic coupling in the standard Higgs potential. Moreover, the mass bound of 140 GeV for the lightest Higgs particle is realized in almost all supersymmetric theories [102]; cf. Ref. [21] for expansions of this limit. Experiments at e^+e^- colliders are in a 'no-lose' situation [103] for detecting the Higgs particles in general supersymmetric theories, even for c.m. energies as low as $\sqrt{s} \sim 500$ GeV.

4 Dynamical Symmetry Breaking

The Higgs mechanism is based on the theoretical concept of spontaneous symmetry breaking [1]. In the canonical formulation, adopted in the Standard Model, a four-component *fundamental* scalar field is introduced, which is endowed with a self-interation such that the field acquires a non-zero value in the ground state. The specific direction in isospace, which is singled out by the ground-state solution, breaks the isospin invariance of the interaction spontaneously[3]. The interaction of the gauge fields with the scalar field in the ground state generates the masses of these fields. The longitudinal degrees of freedom of the gauge fields are built up by absorption of the Goldstone modes, which are associated with the spontaneous breaking of the electroweak symmetries in the scalar field sector. Fermions acquire masses through Yukawa interactions with the ground-state field. While three scalar components are absorbed by the gauge fields, one degree of freedom manifests itself as a physical particle, the Higgs boson. The exchange of this particle in scattering amplitudes, including longitudinal gauge fields and massive fermion fields, guarantees the unitarity of the theory up to asymptotic energies.

Alternatively, to interpret the Higgs boson as a (pseudo-)Goldstone boson associated with the spontaneous breaking of new strong interactions has been a very attractive idea for a long time.

4.1 Little Higgs Models

The interest in this picture has been renewed within the Little Higgs scenarios [3] that have recently been developed to generate the electroweak symmetry breaking dynamically by new strong interactions. Little Higgs models are based on a complex system of symmetries and symmetry breaking mechanisms; for a recent review see Ref. [104]. Three points are central in realizing the idea:

(i) The Higgs field is a Goldstone field associated with the breaking of a global symmetry G. The strong interactions are characterized by a scale $\Lambda \sim 10$ to 30 TeV, while the dynamical Goldstone scale is estimated to be $f \sim \Lambda/4\pi \sim 1$ to 3 TeV;

[3] We retain this language commonly used also in the context of gauge theories, although the gauge symmetry is not broken, in effect, by the Higgs mechanism.

(ii) In the same step, the gauge symmetry $G_0 \subset G$ is broken down to the gauge group $SU(2)\times U(1)$ of the Standard Model, generating masses for heavy vector bosons and fermions of the intermediate size $M \sim gf \sim 1$ TeV;

(iii) The Higgs boson acquires a mass finally by collective radiative symmetry breaking, i.e. to second order, at the standard electroweak scale $v \sim g^2 f/4\pi \sim 100$ to 300 GeV.

Thus three characteristic scales are encountered in these models: the strong interaction scale Λ, the new mass scale M and the electroweak breaking scale v, ordered in the hierarchical chain $\Lambda \gg M \gg v$. The light Higgs boson mass is protected at small value by requiring the collective breaking of two symmetries. In contrast to the boson-fermion symmetry that cancels quadratic divergences in supersymmetry, the cancellation in Little Higgs models operates in the boson and fermion sectors individually, the cancellation ensured by the symmetries among the couplings of the SM fields and the new fields, $\mathcal{O}(M)$, to the Higgs field.

Example: Littlest Higgs Model

An interesting example in which these concepts are realized, is provided by the "Littlest Higgs Model" [105, 106]. The model is formulated as a non-linear sigma model with a global $SU(5)$ symmetry group. This group is broken down to $SO(5)$ by the non-zero vacuum expectation value

$$\Sigma_0 = crossdiag\,[\mathbb{1}, 1, \mathbb{1}] \tag{4.1}$$

of the Σ field. Assuming the subgroup $[SU(2) \times U(1)]^2$ to be gauged, the global symmetry breaking leads also to the breaking of this gauge group down to $[SU(2) \times U(1)]$. The global symmetry breaking generates $24 - 10 = 14$ Goldstone bosons, four of which are absorbed by the gauge bosons associated with the broken gauge group. The remaining 10 Goldstone bosons, incorporated in the Σ field

$$\Sigma = \exp[2i\Pi/f]: \quad \Pi = \left|\left| \begin{array}{ccc} 0 & h^\dagger/\sqrt{2} & \varphi^\dagger \\ h/\sqrt{2} & 0 & h^*/\sqrt{2} \\ \varphi & h^{\rm T}/\sqrt{2} & 0 \end{array} \right|\right| \tag{4.2}$$

are identified as an iso-doublet h that becomes the light Higgs field of the Standard Model, and a Higgs triplet φ that acquires a mass of order M.

The main construction principles of the model should be illustrated by analyzing the gauge and the Higgs sector qualitatively. The top sector, extended by a new heavy $[T_L, T_R]$ doublet, can be treated in a similar way after introducing the appropriate top-Higgs interactions.

Vector Boson Sector:

Inserting the $[SU(2) \times U(1)]^2$ gauge fields into the sigma Lagrangian,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\frac{f^2}{4}{\rm Tr}|\mathcal{D}_\mu \Sigma|^2 \tag{4.3}$$

with

$$\mathcal{D}_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma - i\sum_{j=1}^{2}[g_j(W_j\Sigma + \Sigma W_j^{\rm T}) + \{U(1)\}]\,, \tag{4.4}$$

the four vector bosons of the broken $[SU(2) \times U(1)]$ gauge symmetry acquire masses

$$M[W_H, Z_H, A_H] \sim gf \tag{4.5}$$

where W_H etc. denote the heavy electroweak gauge fields.

Remarkably, the W_H gauge bosons couple with the opposite sign to the square of the light Higgs boson compared with the standard W bosons:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= +\frac{g^2}{4} W^2 \, \mathrm{Tr} h^\dagger h \\ &\quad -\frac{g^2}{4} W_H^2 \, \mathrm{Tr} h^\dagger h + \ldots \, . \end{aligned} \tag{4.6}$$

The quadratic divergences of the two closed W and W_H-loop diagrams attached to the light Higgs field, therefore cancel each other and, similarly to supersymmetric degrees of freedom, the new vector bosons should have masses not exceeding 1 to 3 TeV to avoid excessive fine tuning.

The Standard Model gauge bosons remain still massless at this point; they acquire non-zero masses after the standard electroweak breaking mechanism is in operation.

Higgs Sector:

Up to this level of the evolution of the theory, the global symmetries prevent a non-zero Higgs potential. Only if radiative corrections are switched on, the Coleman-Weinberg mechanism generates the Higgs potential that endows the Higgs bosons with masses and breaks the gauge symmetry of the Standard Model.

Casting the Higgs potential into the form

$$V = m_\varphi^2 \, \mathrm{Tr} \varphi^\dagger \varphi - \mu^2 h h^\dagger + \lambda_4 (h h^\dagger)^2 \tag{4.7}$$

the first term provides a non-zero mass to the φ Higgs boson while the next two terms are responsible for the symmetry breaking in the gauge sector of the Standard Model.

– Cutting-off the quadratically divergent contributions to the Coleman-Weinberg potential at Λ, the masses squared of the [now] pseudo-Goldstone bosons φ are of the order

$$m_\varphi^2 \sim g^2 (\Lambda/4\pi)^2 \sim g^2 f^2 \, . \tag{4.8}$$

Thus the heavy Higgs bosons acquire masses of the size of the heavy vector bosons.

– The quartic coupling of the light Higgs boson is of order g^2. The coefficient μ^2 however receives contributions only from one-loop logarithmically divergent and two-loop quadratically divergent parts in the Coleman-Weinberg potential:

$$\begin{aligned} \mu^2 = \mu_1^2 + \mu_2^2 : \qquad & \mu_1^2 \sim (\Lambda/4\pi)^2 \log \left(\Lambda^2/f^2 \right) /16\pi^2 \sim f^2 \log \left(\Lambda^2/f^2 \right) /16\pi^2 \\ & \mu_2^2 \sim \Lambda^2/(16\pi^2)^2 \sim f^2/16\pi^2 \, . \end{aligned} \tag{4.9}$$

Both contributions are naturally of the order $f/4\pi$, i.e. they are an order of magnitude smaller than the intermediate scale M of the heavy Higgs and vector masses.

Thus, a light Higgs boson with mass of order 100 GeV can be generated in Little Higgs models as a pseudo-Goldstone boson associated with the spontaneous breaking of new strong interactions. The light mass is protected against large radiative corrections individually in the boson and the fermion sectors.

Phenomenology

Such scenarios give rise to many predictions that can be checked experimentally. Foremost, the spectrum of new heavy vector bosons and fermions should be observed with masses in the intermediate range of

1 to a few TeV at the LHC or TeV/multi-TeV e^+e^- linear colliders. Extensions beyond the minimal version may generate additional scalars with a strong impact also on the spectrum of the light Higgs sector.

However, the model can already be checked by analyzing existing precision data from LEP and elsewhere. The impact of the new degrees of freedom on the Little Higgs models must be kept small enough not to spoil the success of the radiative corrections including just the light Higgs boson in the description of the data. This leads to a constraint of order 3 to 5 TeV on the parameter f, Fig. 4.1. Thus the theory is compatible with present precision data, but only marginally and the overlap is narrow.

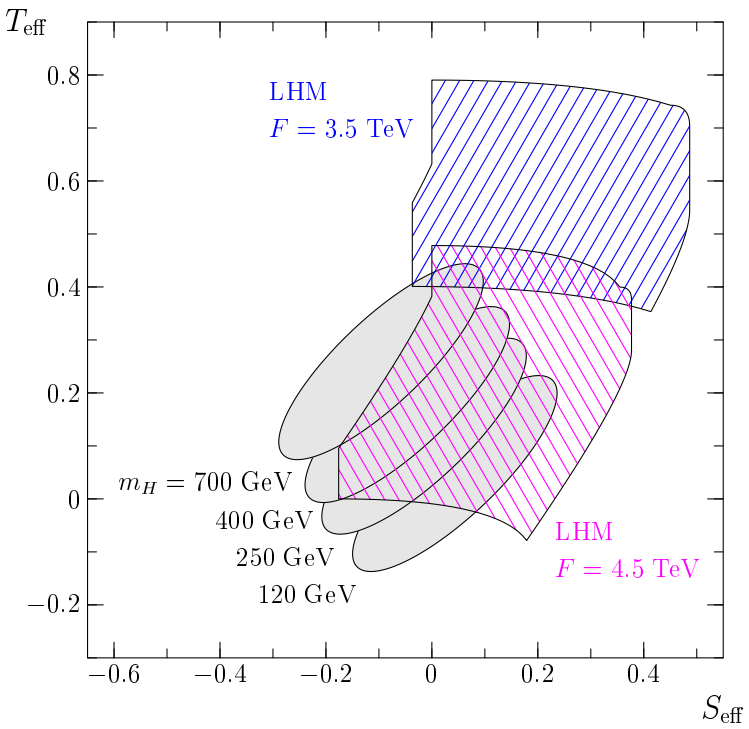

Figure 4.1: *Predictions of the S, T precision parameters for the Littlest Higgs Model with standard $U(1)$ charge assigments. The shaded ellipses are the 68 % exclusion contours which follow from the electroweak precision data, assuming four different Higgs masses. The hatched areas are the allowed parameter ranges of the Littlest Higgs Model for two different values of the scale F. The limits from contact interactions have been taken into account. Ref. [107].*

Extensions of the system in which a new parity [108] is introduced, T-parity, reduce the radiative corrections to closed loops of the new degrees of freedom so that lighter new particles are not excluded. However, potential anomalies [109] which break T-invariance must be avoided in designing such scenarios.

4.2 Strongly Interacting W Bosons

In alternative scenarios [2] a system of novel fermions is introduced, which interact strongly at a scale of order 1 TeV. In the ground state of such a system a scalar condensate of fermion–antifermion pairs may form. Such a process is generally expected to be realized in any non-Abelian gauge theory of the novel strong interactions [as in QCD]. Since the scalar condensate breaks the chiral symmetry of the fermion system, Goldstone fields will form, and they are absorbed by the electroweak gauge fields

to build up the longitudinal components and the masses of the gauge fields. Novel gauge interactions must be introduced, which couple the leptons and quarks of the Standard Model to the new fermions in order to generate lepton and quark masses by interactions with the ground-state fermion–antifermion condensate. In the low-energy sector of the electroweak theory, the fundamental Higgs-field approach and the dynamical alternative are effectively equivalent. However, the two theories are quite different at high energies. While the unitarity of the electroweak gauge theory is guaranteed by the exchange of the scalar Higgs particle in scattering processes, unitarity is restored in the dynamical theory at high energies by the non-perturbative strong interactions between the particles. Since the longitudinal gauge field components are equivalent to the Goldstone fields associated with the microscopic theory, their strong interactions at high energies are transferred to the electroweak gauge bosons. By unitarity, the S-wave scattering amplitude of longitudinally polarized W, Z bosons in the isoscalar channel $(2W^+W^- + ZZ)/\sqrt{3}$, $a_0^0 = \sqrt{2}G_F s/16\pi$, is bounded by 1/2, so that the characteristic scale of the new strong interactions must be close to 1.2 TeV. Thus near the critical energy of 1 TeV the W, Z bosons interact strongly with each other. Technicolor-type theories provide an elaborate form of such scenarios.

4.2.1 Theoretical Basis

1. Physical scenarios of dynamical symmetry breaking may be based on new strong interaction theories, which extend the spectrum of matter particles and of the interactions beyond the degrees of freedom realized in the Standard Model. If the new strong interactions are invariant under transformations of a chiral $SU(2) \times SU(2)$ group, the chiral invariance is generally broken spontaneously down to the diagonal custodial isospin group $SU(2)$. This process is associated with the formation of a chiral condensate in the ground state and the existence of three massless Goldstone bosons.

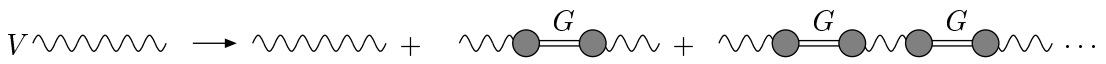

Figure 4.2: *Generating gauge-boson masses (V) through the interaction with the Goldstone bosons (G).*

The Goldstone bosons can be absorbed by the gauge fields, generating longitudinal states and non-zero masses of the gauge bosons, as shown in Fig. 4.2. Summing up the geometric series of vector-boson–Goldstone-boson transitions in the propagator leads to a shift of the mass pole:

$$\begin{aligned} \frac{1}{q^2} &\rightarrow \frac{1}{q^2} + \frac{1}{q^2} q_\mu \frac{g^2F^2/2}{q^2} q_\mu \frac{1}{q^2} + \frac{1}{q^2}\left[\frac{g^2F^2}{2}\frac{1}{q^2}\right]^2 + \cdots \\ &\rightarrow \frac{1}{q^2 - M^2} \, . \end{aligned} \tag{4.10}$$

The coupling between gauge fields and Goldstone bosons has been defined as $igF/\sqrt{2}q_\mu$. The mass generated for the gauge field is related to this coupling by

$$M^2 = \frac{1}{2} g^2 F^2 \, . \tag{4.11}$$

The numerical value of the coupling F must coincide with $v/\sqrt{2} = 174$ GeV.

The remaining custodial $SU(2)$ symmetry guarantees that the ρ parameter, the relative strength (squared) of the neutral and charged current couplings, is one. Denoting the W/B mass matrix elements

by

$$\begin{aligned} \langle W^i|\mathcal{M}^2|W^j\rangle &= \frac{1}{2}g^2F^2\delta_{ij} & \langle W^3|\mathcal{M}^2|B\rangle &= \langle B|\mathcal{M}^2|W^3\rangle \\ \langle B|\mathcal{M}^2|B\rangle &= \frac{1}{2}g'^2F^2 & &= \frac{1}{2}gg'F^2 \end{aligned} \tag{4.12}$$

the universality of the coupling F leads to the ratio $M_W^2/M_Z^2 = g^2/(g^2+g'^2) = \cos^2\theta_W$ of the mass eigenvalues, equivalent to $\rho = 1$.

2. Since the wave functions of longitudinally polarized vector bosons grow with the energy, the longitudinal field components are the dominant degrees of freedom at high energies. These states can, however, for asymptotic energies be identified with the absorbed Goldstone bosons. This equivalence [110] is apparent in the 't Hooft–Feynman gauge where, for asymptotic energies,

$$\epsilon_\mu^L W_\mu \to k_\mu W_\mu \sim M^2\Phi\ . \tag{4.13}$$

The dynamics of gauge bosons can therefore be identified at high energies with the dynamics of scalar Goldstone fields. An elegant representation of the Goldstone fields $\vec{G}$ in this context is provided by the exponentiated form

$$U = \exp[-i\vec{G}\vec{\tau}/v]\ , \tag{4.14}$$

which corresponds to an $SU(2)$ matrix field.

The Lagrangian of a system of strongly interacting bosons consists in such a scenario of the Yang–Mills part $\mathcal{L}_{YM}$ and the interactions $\mathcal{L}_G$ of the Goldstone fields,

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_G\ . \tag{4.15}$$

The Yang–Mills part is written in the usual form $\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}\mathrm{Tr}[W_{\mu\nu}W_{\mu\nu} + B_{\mu\nu}B_{\mu\nu}]$. The interaction of the Goldstone fields can be systematically expanded in chiral theories in the derivatives of the fields, corresponding to expansions in powers of the energy for scattering amplitudes [111]:

$$\mathcal{L}_G = \mathcal{L}_0 + \sum_{dim=4}\mathcal{L}_i + \cdots\ . \tag{4.16}$$

Denoting the SM covariant derivative of the Goldstone fields by

$$D_\mu U = \partial_\mu U - igW_\mu U + ig'B_\mu U \tag{4.17}$$

the leading term $\mathcal{L}_0$, which is of dimension = 2, is given by

$$\mathcal{L}_0 = \frac{v^2}{4}\mathrm{Tr}[D_\mu U^+ D_\mu U]\ . \tag{4.18}$$

This term generates the masses of the W, Z gauge bosons: $M_W^2 = \frac{1}{4}g^2v^2$ and $M_Z^2 = \frac{1}{4}(g^2+g'^2)v^2$. The only parameter in this part of the interaction is v, which however is fixed uniquely by the experimental value of the W mass; thus the amplitudes predicted by the leading term in the chiral expansion can effectively be considered as parameter-free.

The next-to-leading component in the expansion with dimension = 4 consists of ten individual terms. If the custodial $SU(2)$ symmetry is imposed, only two terms are left, which do not affect propagators and 3-boson vertices but only 4-boson vertices. Introducing the vector field V_μ by

$$V_\mu = U^+ D_\mu U \tag{4.19}$$

these two terms are given by the interaction densities

$$\mathcal{L}_4 = \alpha_4 \left[TrV_\mu V_\nu\right]^2 \quad \text{and} \quad \mathcal{L}_5 = \alpha_5 \left[TrV_\mu V_\mu\right]^2 \ . \tag{4.20}$$

The two coefficients α_4, α_5 are parameters which characterize the underlying microscopic theory. In phenomenological approaches they must be adjusted experimentally from WW scattering data.

Higher orders in the chiral expansion give rise to an energy expansion of the scattering amplitudes of the form $\mathcal{A} = \sum c_n (s/v^2)^n$. This series will diverge at energies for which the resonances of the new strong interaction theory can be formed in WW collisions: 0^+ 'Higgs-like', 1^- 'ρ-like' resonances, etc. The masses of these resonance states are expected in the range $M_R \sim 4\pi v$ where chiral loop expansions diverge, i.e. between about 1 and 3 TeV.

4.2.2 An Example: Technicolor-Type Theories

A simple example for such scenarios is provided by technicolor-type theories, see e.g. Ref. [112]. They are built on a pattern similar to QCD but characterized by a scale Λ_{TC} in the TeV range so that the interaction becomes strong already at short distances of order 10^{-17} cm.

The basic degrees of freedom in the simplest version are a chiral set $[(U,D)_L; U_R, D_R]$ of massless fermions that interact with technicolor gauge fields. The chiral $SU(2)_L \times SU(2)_R$ symmetry of this theory is broken down to the diagonal $SU(2)_{L+R}$ vector symmetry by the formation of $\langle \bar{U}U\rangle = \langle \bar{D}D\rangle = \mathcal{O}(\Lambda_{TC}^3)$ vacuum condensates. The breaking of the chiral symmetry generates three massless Goldstone bosons $\sim \bar{Q} i\gamma_5 \stackrel{\rightarrow}{\tau} Q$, that can be absorbed by the gauge fields of the Standard Model to build the massive states with $M_W \sim 100$ GeV. From the chain

$$M_W = gF/\sqrt{2} \quad \text{and} \quad F \sim \Lambda_{TC}/4\pi \tag{4.21}$$

the parameter F is estimated to be below 1 TeV while Λ_{TC} should be in the TeV range.

While the electroweak gauge sector can be formulated consistently in this picture, generating fermion masses leads to severe difficulties. Since gauge interactions couple only left-left and right-right field components, a helicity-flip left-right mass operator $\bar{f}_L f_R$ is not generated for the fermions of the Standard Model. To solve this problem, new gauge interactions between the SM and TC fermions must be introduced [Extended Technicolor] so that the helicity can flip through the ETC condensate in the vacuum. The SM masses predicted this way are of order $m_f \sim g_E^2 \Lambda_{ETC}^3 / M_E^2$ with g_E being the coupling in the extended technicolor gauge theory and M_E the mass of the ETC gauge fields. However, estimates of M_E lead to a clash if one tries to reconcile the size of the scale needed for generating the top mass, order TeV, with the suppression of flavor-changing processes, like $K\bar{K}$ oscillations, which require a size of order PeV.

Thus, the simplest realization of the technicolor theories suffers from internal conflicts in the fermion sector. More involved theoretical models are needed to reconcile these conflicting estimates [112]. Nevertheless, the idea of generating electroweak symmetry breaking dynamically, is a theoretically attractive and interesting scenario.

4.3 WW Scattering at High-Energy Colliders

1. Independently of specific realizations of dynamical symmetry breaking, theoretical tools have been developed which can serve to investigate these scenarios quite generally. The (quasi-) elastic 2–2 WW

scattering amplitudes can be expressed at high energies by a master amplitude $A(s,t,u)$, which depends on the three Mandelstam variables of the scattering processes:

$$\begin{aligned} A(W^+W^- \to ZZ) &= A(s,t,u) \\ A(W^+W^- \to W^+W^-) &= A(s,t,u) + A(t,s,u) \\ A(ZZ \to ZZ) &= A(s,t,u) + A(t,s,u) + A(u,s,t) \\ A(W^-W^- \to W^-W^-) &= A(t,s,u) + A(u,s,t)\ . \end{aligned} \tag{4.22}$$

To lowest order in the chiral expansion, $\mathcal{L} \to \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_0$, the master amplitude is given, in a parameter-free form, by the energy squared s:

$$A(s,t,u) \to \frac{s}{v^2}\ . \tag{4.23}$$

This representation is valid for energies $s \gg M_W^2$ but below the new resonance region, i.e. in practice at energies $\sqrt{s} = \mathcal{O}(1\ \text{TeV})$. Denoting the scattering length for the channel carrying isospin I and angular momentum J by a_{IJ}, the only non-zero scattering channels predicted by the leading term of the chiral expansion correspond to

$$a_{00} = +\frac{s}{16\pi v^2} \tag{4.24}$$

$$a_{11} = +\frac{s}{96\pi v^2}$$

$$a_{20} = -\frac{s}{32\pi v^2}\ . \tag{4.25}$$

While the exotic $I = 2$ channel is repulsive, the $I = J = 0$ and $I = J = 1$ channels are attractive, indicating the formation of non-fundamental Higgs-type and ρ-type resonances.

Taking into account the next-to-leading terms in the chiral expansion, the master amplitude turns out to be [26]

$$A(s,t,u) = \frac{s}{v^2} + \alpha_4 \frac{4(t^2+u^2)}{v^4} + \alpha_5 \frac{8s^2}{v^4} + \cdots\ , \tag{4.26}$$

including the two parameters α_4 and α_5

Increasing the energy, the amplitudes will approach the resonance area. There, the chiral character of the theory does not provide any more guiding principle for constructing the scattering amplitudes. Instead, *ad-hoc* hypotheses must be introduced to define the nature of the resonances; see e.g. Ref. [27].

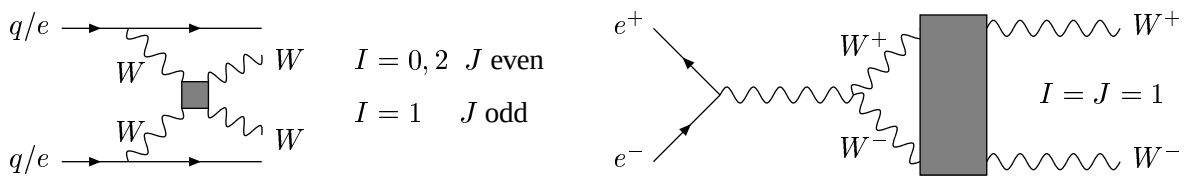

Figure 4.3: *WW scattering and rescattering at high energies at the LHC and TeV e^+e^- linear colliders.*

2. WW scattering can be studied at the LHC and at TeV e^+e^- linear colliders. At high energies, equivalent W beams accompany the quark and electron/positron beams (Fig. 4.3) in the fragmentation processes $pp \to qq \to qqWW\,etc$ and $ee \to \nu\nu WW\,etc$; the spectra of the longitudinally polarized W bosons have been given in Eq. (2.26). In the hadronic LHC environment the final-state $WW\ etc$ bosons can only be observed in leptonic and mixed hadronic/leptonic decays. The clean environment of e^+e^-

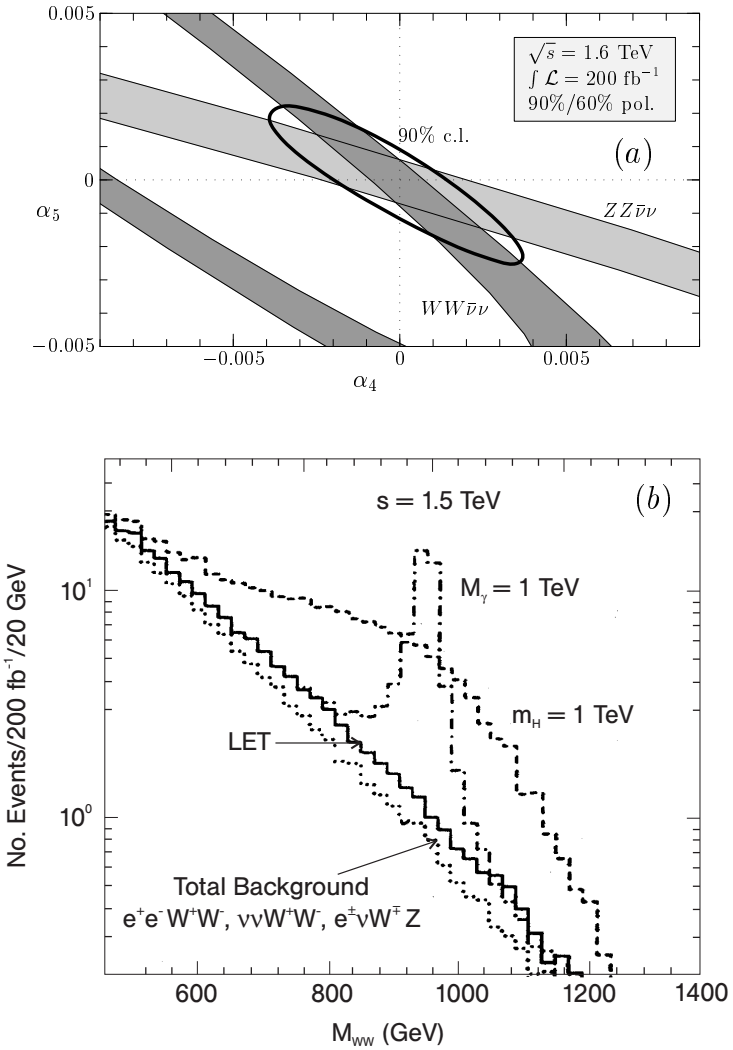

Figure 4.4: *Upper part: Sensitivity to the expansion parameters in chiral electroweak models of $WW \to WW$ and $WW \to ZZ$ scattering at the strong-interaction threshold; Ref. [26]. Lower part: The distribution of the WW invariant energy in $e^+e^- \to \overline{\nu}\nu WW$ for scalar and vector resonance models [M_H, M_V = 1 TeV]; Ref. [27].*

colliders will allow the reconstruction of resonances from copious W decays to jet pairs. The results of three experimental simulations are displayed in Fig. 4.4. In Fig. 4.4a the sensitivity to the parameters α_4, α_5 of the chiral expansion is shown for WW scattering in e^+e^- colliders [26]. The results of this analysis can be reinterpreted as sensitivity to the parameter-free prediction of the chiral expansion, corresponding to an error of about 10% in the first term of the master amplitude s/v^2. These experiments test the basic concept of dynamical symmetry breaking through spontaneous symmetry breaking. The production of a vector-boson resonance of mass $M_V = 1$ TeV is exemplified in Fig. 4.4b [27].

LHC allows the observation of WW resonances in these channels up to a mass range of about 1.5 TeV [13].

A second powerful method measures the elastic $W^+W^- \to W^+W^-$ scattering in the $I = 1, J = 1$ channel. The rescattering of W^+W^- bosons produced in e^+e^- annihilation, cf. Fig. 4.3, depends at high energies on the WW scattering phase δ_{11} [113]. The production amplitude $F = F_{LO} \times R$ is the

product of the lowest-order perturbative diagram with the Mushkelishvili–Omnès rescattering amplitude $\mathcal{R}_{11}$,

$$\mathcal{R}_{11} = \exp \frac{s}{\pi} \int \frac{ds'}{s'} \frac{\delta_{11}(s')}{s' - s - i\epsilon} \, , \tag{4.27}$$

which is determined by the $I = J = 1$ WW phase shift δ_{11}. The power of this method derives from the fact that the entire e^+e^- collider energy is transferred to the WW system [while a major fraction of the energy is lost in the fragmentation of $e \to \nu W$ if the WW scattering is studied in the process $ee \to \nu\nu WW$]. Detailed simulations [113] have shown that this process is sensitive to vector-boson masses up to about $M_V \lesssim 6$ TeV in technicolor-type theories.

The experimental analysis of the α parameters at the e^+e^- linear collider in the first phase with energy up to ~ 1 TeV can be reinterpreted in the following way. Associating the parameters α with new strong interaction scales, $\Lambda_\star \sim v/\sqrt{\alpha}$, upper bounds on $\Lambda_\star$ of ~ 3 TeV can be probed in WW scattering. Thus this instrument allows to cover the entire threshold region $\lesssim 4\pi v \sim 3$ TeV of the new strong interactions. In the W^+W^- production channel of e^+e^- collisions a range even up to order 10 TeV can be probed indirectly. If a new scale $\Lambda_\star$ would be discovered below ~ 3 TeV, novel WW resonances could be searched for at the LHC while CLIC could investigate new resonance states with masses up to 3 TeV, and virtual states even far beyond.

5 Summary

The mechanism of electroweak symmetry breaking can be established in the present or the next generation of hadron and lepton colliders:

- ⋆ Whether there exists a light fundamental Higgs boson;
- ⋆ The profile of the Higgs particle can be reconstructed, which reveals the physical nature of the underlying mechanism of electroweak symmetry breaking;
- ⋆ Analyses of strong WW scattering can be performed if the symmetry breaking is generated dynamically by novel strong interactions.

Moreover, depending on the experimental answer to these questions, the electroweak sector will provide the platform for extrapolations into physical areas beyond the Standard Model: either to the low-energy supersymmetry sector; or to a new strong interaction theory at a characteristic scale of order 1 TeV and beyond; or, alternatively, to extra space dimensions.

Acknowledgments

P.M.Zerwas is very thankful to the organisers for the invitation to the 4th CERN Latin American School on High Energy Physics, Vina del Mar, Chile, 2007. The writing of the report was supported in part by the grant PAPIIT-IN115207.

Appendix

A The O(3) σ Model

A transparent but, at the same time, sufficiently complex model to study all the aspects of electroweak symmetry breaking is the O(3) σ model. By starting from the standard version, in a number of variants it allows to develop the idea of spontaneous symmetry breaking and the Goldstone theorem while gauging the theory leads to the Higgs phenomenon. This evolution will be described step by step in the next three subsections.

The O(3) σ model includes a triplet of field components:

$$\sigma = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) \ . \tag{A.1}$$

If the self-interaction potential of the field depends only on the overall field-strength, the theory, described by the Lagrangian

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial\sigma)^2 - V(\sigma^2) \tag{A.2}$$

is O(3) rotationally invariant. These iso-rotations are generated by the transformation

$$\sigma \to e^{i\alpha t}\sigma \quad \text{with} \quad (t^i)_{jk} = i\epsilon_{ijk} \tag{A.3}$$

with rotation parameters $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$. Choosing a quartic interaction for the potential, the theory is renormalizable and thus well-defined.

A.1 Normative Theory:

If the quartic potential V is chosen to be, cf. Fig. A.1,

$$V(\sigma^2) = \lambda^2(\sigma^2 + \mu^2)^2 \tag{A.4}$$

the spectrum of particles and the interactions can easily be derived from the form

$$V(\sigma^2) = 2\lambda^2\mu^2\sigma^2 + \lambda^2\sigma^4 + \text{const.} \ . \tag{A.5}$$

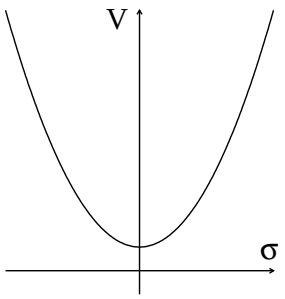

Figure A.1:

The bilinear field-term describes three degenerate masses

$$m(\sigma_1) = m(\sigma_2) = m(\sigma_3) = 2\lambda\mu \tag{A.6}$$

corresponding to three physical particle degrees of freedom. The fields interact through the second quartic term. The ground state of the system is reached for zero field-strength:

$$\sigma^0 = (0, 0, 0) \ . \tag{A.7}$$

This theory describes a standard particle system in which the ground state preserves the rotational invariance of the Lagrangian. Thus the Lagrangian and the solution of the field equation obey the same degree of symmetry.

A.2 Spontaneous Symmetry Breaking and Goldstone Theorem:

However, if the sign in the mass parameter in the potential flips to negative values,

$$V(\sigma^2) = \lambda^2(\sigma^2 - \mu^2)^2 \tag{A.8}$$

the ground state is a state of non-zero field strength, cf. Fig. A.2. Fixing the axis of the ground state such that

$$\sigma^0 = (0, 0, v) \quad \text{with} \quad v = \mu \tag{A.9}$$

the original O(3) rotational invariance of the Lagrangian is not obeyed any more by the ground-state solution which singles out a specific direction in iso-space. However, no principle determines the arbitrary direction of the ground state vector in iso-space. Such a phenomenon in which solutions of the field equations do not respect the symmetry of the Lagrangian, is generally termed “spontaneous symmetry breaking”.

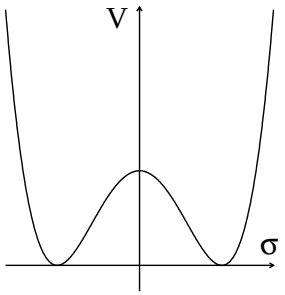

Figure A.2:

Expanding the σ field about the ground state,

$$\sigma = (\sigma_1', \sigma_2', v + \sigma_3') \tag{A.10}$$

an effective theory emerges for the new dynamical degrees of freedom σ_1', σ_2' and σ_3'. Evaluating the potential for the new fields,

$$V = 4v^2\lambda^2\sigma_3'^2 + 4v\lambda^2\sigma_3'(\sigma_1'^2 + \sigma_2'^2 + \sigma_3'^2) + \lambda^2(\sigma_1'^2 + \sigma_2'^2 + \sigma_3'^2)^2 \tag{A.11}$$

two massless particles plus one massive particle correspond to the bilinear field terms:

$$\begin{aligned} m(\sigma_1') = m(\sigma_2') &= 0 \\ m(\sigma_3') &= 2\sqrt{2}\lambda v \neq 0 \ . \end{aligned} \tag{A.12}$$

The two massless particles are called Goldstone bosons, Ref. [114].

In addition to the standard quartic terms, the Goldstone bosons and the massive particle interact with each other through trilinear terms in the effective potential.

The symmetry of the effective theory is reduced from the original O(3) rotational invariance to O(2) invariance restricted to rotations about the ground-state axis.

This σ model is only a simple example of the general

Goldstone theorem:

If N is the dimension of the symmetry group of the basic Lagrangian, but the symmetry of the ground-state solution is reduced to M, then the theory includes (N-M) massless scalar Goldstone bosons.

For each destroyed symmetry degree of freedom, a massless particle appears in the spectrum. A most famous example of this theorem are the three nearly massless pions which emerge from spontaneously broken chiral isospin symmetry in QCD.

A.3 The Higgs mechanism

The Higgs mechanism Ref. [1] provides the vector bosons in gauge theories with masses without destroying the renormalizability of the theory. Would masses be introduced by hand, the gauge invariance which ensures the renormalizability would be destroyed by the *ad-hoc* mass terms in the Lagrangian.

The global isospin symmetry of the O(3) σ model can be extended to a local symmetry by introducing an iso-triplet W of gauge fields coupled minimally to the σ field. Introducing the covariant derivative

$$\partial_\mu \sigma \rightarrow \partial_\mu \sigma + igtW_\mu \sigma \tag{A.13}$$

into the Lagrangian,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}[(\partial + igtW)\sigma]^2 - V(\sigma^2) + \mathcal{L}_{kin}(W) \tag{A.14}$$

the theory is invariant under the local gauge transformation

$$\sigma \rightarrow e^{i\alpha t}\sigma \quad \text{with} \quad \alpha = \alpha(x) \tag{A.15}$$

with the matter transformation complemented by the usual transformation of the non-abelian gauge field. The gauged Lagrangian includes the gauge kinetic part, the σ kinetic part and the σ-gauge interaction, as well as the potential.

– If the σ potential is just the standard potential, $V = \lambda^2(\sigma^2 + \mu^2)^2$, the theory is a non-abelian Yang-Mills gauge theory with a mass-degenerate triplet of σ particles interacting in the standard way with the massless W gauge triplet fields.

– However, if the potential is chosen of the Mexican type, $V = \lambda^2(\sigma^2 - \mu^2)^2$, which leads in the σ model to spontaneous symmetry breaking, the physical field/particle content of the theory changes dramatically [a phenomenon similar to the non-gauged theory]:

Parametrizing the σ triplet-field by a rotation of the field about the ground-state axis,

$$\sigma = e^{i\Theta t/v}(\sigma^0 + \eta) \tag{A.16}$$

with

$$\sigma^0 = (0, 0, v)\,; \quad \eta = (0, 0, \eta)\,; \quad \Theta = (\Theta_1, \Theta_2, 0) \tag{A.17}$$

the Θ components of σ perpendicular to the ground-state axis can be removed by the gauge transformation $\sigma \rightarrow exp[-i\Theta t/v]\sigma$ supplemented by the corresponding transformation of the gauge field. Keeping the original notation for the gauge-transformed fields, the new Lagrangian for the physical degrees of freedom is given by

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}[(\partial + igWt)(\sigma^0 + \eta)]^2 - V([\sigma^0 + \eta]^2) + \mathcal{L}_{kin}(W)\ . \tag{A.18}$$

After writing the resulting Lagrangian of the effective theory as

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{kin}(W) + \frac{1}{4}g^2v^2(W_1^2 + W_2^2) + \frac{1}{2}(\partial\eta)^2 - V + \mathcal{L}_{int}(\eta, W) \tag{A.19}$$

the physical particle/field content becomes manifest:

- a massless vector field W_3 corresponding to the residual rotational invariance about the ground-state 3-axis;

- two massive W fields W_1 and W_2 perpendicular to the ground-state axis with masses determined by the ground-state σ field-strength v and the gauge coupling g. These two massive fields correspond to the symmetry degrees of freedom that were broken spontaneously in the non-gauged σ model;

- the Goldstone bosons have disappeared from the spectrum, absorbed to build up the longitudinal degrees of the massive gauge bosons;

- a real scalar Higgs boson η.

This example can easily be extended, in parallel to the Goldstone theorem, to formulate the general

Higgs mechanism:

If N is the dimension of the symmetry group of the original Lagrangian, M the dimension of the symmetry group leaving invariant the ground state of the n scalar fields, then the physical theory consists of M massless vector fields, (N-M) massive vector fields, and n-(N-M) scalar Higgs fields.

Conceptos del Rompimiento de la Simetría Electrodébil y la Física del Higgs

M. Gomez-Bock[1], **M. Mondragón**[2], **M. Mühlleitner**[3,4], **M. Spira**[5], **P.M. Zerwas**[6,7,8]

[1] Inst. de Física "LRT", Benémerita Univ. Auton. de Puebla, 72570 Puebla, Pue, México
[2] Inst. de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, 01000 México D.F., México
[3] Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique Théorique, LAPTH, Annecy-Le-Vieux, France
[4] CERN TH Division, CERN, Geneva, Switzerland
[5] Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland
[6] Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, D-22603 Hamburg, Germany
[7] Inst. Theor. Physik E, RWTH Aachen, D-52074 Aachen, Germany
[8] Laboratoire de Physique Théorique, U. Paris-Sud, F-91405 Orsay, France

Abstract
Presentamos una introducción a los conceptos básicos del rompimiento de la simetría electrodébil y la física del Higgs dentro del Modelo Estándar y sus extensiones supersimétricas. Se presenta también una breve perspectiva general de mecanismos alternativos del rompimiento de la simetría electrodébil. Además de las bases teóricas, se discute el estado actual de la física experimental del Higgs y sus implicaciones para futuros experimentos en el Tevatron, el LHC y en colisionadores lineales e^+e^-.

1 Introducción

1. Revelar el mecanismo físico responsable del rompimiento de las simetrías electrodébiles, es uno de los problemas principales en la Física de Partículas. Si las partículas fundamentales del Modelo Estándar - leptones, quarks y bosones de norma (gauge)- siguen interactuando débilmente a altas enegías, potencialmente cercanas a la escala de Planck, el sector en el cual la simetría electrodébil es rota debe contener uno o más bosones escalares fundamentales de Higgs con masas ligeras del orden de la escala del rompimiento de la simetría $v \sim 246$ GeV. Las masas de las partículas fundamentales son generadas por la interacción con el campo escalar de Higgs, el cual es diferente de cero en su estado base [1]. De manera alternativa, el rompimiento de la simetría podría ser generado dinámicamente por nuevas fuerzas fuertes caracterizadas por una escala de interacción $\Lambda \sim 1$ TeV o más alta [2]. Si las simetrías globales de las interacciones fuertes son rotas espontáneamente, los bosones de Goldstone asociados pueden ser absorbidos por los campos de norma (gauge fields), generando las masas de las partículas de norma. Las masas de los leptones y quarks pueden ser generadas a través de interacciones con un condensado de fermiones de la teoría de interacciones fuertes nuevas. En otros escenarios de interacción fuerte, $\Lambda > \mathcal{O}(10$ TeV), el espectro de baja energía incluye campos escalares de Higgs [3] los cuales adquieren masas ligeras como bosones de pseudo-Goldstone sólo por un rompimiento colectivo de la simetría. Otros mecanismos de rompimiento de las simetrías electrodébiles están asociados con la dinámica en el espacio de dimensiones extra a bajas energías [4]. El campo de Higgs podrá ser identificado con la quinta componente de un campo vectorial en $D = 5$ dimensiones, o no se tendrá un campo de Higgs ligero en cuatro dimensiones.

2. Un mecanismo simple para describir el rompimiento de la simetría electrodébil está incorporado en el Modelo Estándar (SM) [5]. Se introduce un campo escalar complejo iso-doblete el cual adquiere un valor

esperado del vacío no nulo a través de sus auto-interacciones, rompiendo espontáneamente la simetría electrodébil SU(2)$_I \times$ U(1)$_Y$ hasta la simetría electomagnética U(1)$_{EM}$. Las interacciones de los bosones de norma y los fermiones con el campo de fondo generan las masas de estas partículas. Una componente del campo escalar no se absorbe en este proceso, manifiestándose como la partícula física Higgs H.

La masa del bosón de Higgs es el único parámetro desconocido en el sector de rompimiento de simetría del Modelo Estándar, mientras que todos los acoplamientos están fijos por las masas de las partículas, una consecuencia del mecanismo de Higgs *sui generis*. Sin embargo, la masa del bosón de Higgs está acotada de dos maneras. Dado que el auto-acoplamiento cuártico del campo de Higgs crece indefinidamente conforme la energía aumenta, un límite superior a la masa del Higgs puede ser derivado requiriendo que las partículas del SM permanezcan débilmente interactuantes a escalas de Λ [6]. Por otro lado, límites inferiores estrictos a la masa del Higgs provienen de pedir que el vacío del campo electrodébil sea estable [7]. Si el Modelo Estándar es válido hasta la escala de Planck, la masa del Higgs del SM está restringido a un intervalo estrecho entre los 130 y los 190 GeV. Para las masas del Higgs que estén fuera de este intervalo, se esperaría que ocurrieran nuevos fenómenos físicos a escalas Λ entre ~ 1 TeV y la escala de Planck. Para masas del Higgs del orden de 1 TeV, la escala de las nuevas interacciones fuertes sería tan baja como ~ 1 TeV [6, 8].

Las observables electrodébiles están afectadas por la masa del Higgs a través de correcciones radiativas [9]. A pesar de la dependencia logarítmica débil a primer orden, la alta precisión de los datos electrodébiles, *c.f.* Fig. 1.1, indican una preferencia por masas ligeras del Higgs cercanas a ~ 100 GeV [10]. A un 95 % del nivel de confianza (CL), estos datos requieren un valor para la masa de Higgs menor que ~ 144 GeV. Mediante la búsqueda directa de la partícula Higgs del SM, los experimentos del LEP han fijado un límite inferior de $M_H \gtrsim 114$ GeV sobre la masa del Higgs [11]. Dado que el bosón de Higgs no ha sido encontrado en LEP2, la búsqueda continuará en el Tevatron, que puede alcanzar masas de hasta ~ 140 GeV [12]. El colisionador de protones LHC abarca el intervalo canónico completo de la masa del Higgs del Modelo Estándar [13, 14]. Mientras en el LHC se dan los primeros pasos en el análisis de las propiedades de la partícula de Higgs, un panorama extenso y de alta resolución del mecanismo de Higgs puede establecerse experimentalmente al llevar a cabo análisis muy precisos en colisionadores lineales e^+e^- [15].

3. Si el Modelo Estándar puede encastrarse en una Teoría de Gran Unificación (GUT) a altas energías, la escala natural del rompimiento de la simetría electrodébil se esperaría cercana a la escala de unificación M_{GUT}. La supersimetría [16] ofrece una solución a este problema de jerarquías. Una vez que los parámetros fundamentales de la teoría supersimétrica y de su mecanismo de rompimiento son generados a la Tera-escala, las contribuciones cuadráticamente divergentes a las correcciones radiativas a la masa del bosón escalar de Higgs son canceladas por la interferencia destructiva entre los lazos (loops) fermiónicos y bosónicos en las teorías supersimétricas [17]. La Extensión Mínima supersimétrica del Modelo Estándar (MSSM) proveé un ejemplo ilustrativo para derivar una teoría a la Tera-escala a partir de una teoría de gran unificación supersimétrica. Una fuerte indicación para la realización de las componentes básicas de este esquema físico en la naturaleza es el excelente acuerdo entre el valor del ángulo de mezcla electrodébil $\sin^2\theta_W$ predicho por la unificación de los acoplamientos de norma y el valor medido experimentalmente. Si los acoplamientos de norma están unificados en la Teoría Mínima Supersimétrica a una escala $M_{GUT} = \mathcal{O}(10^{16}$ GeV$)$, el valor predicho del ángulo de mezcla electrodébil es $\sin^2\theta_W = 0.2336 \pm 0.0017$ [18] para el espectro de masas de las partículas supersimétricas del orden de M_Z a 1 TeV. Esta predicción teórica concuerda muy bien con el resultado experimental $\sin^2\theta_W^{exp} = 0.23153 \pm 0.00016$ [10]; la diferencia entre los dos números es menor que el 2 por mil.

En el MSSM, el sector de Higgs se establece mediante dos dobletes de Higgs [19]. Es necesario que sean dos para poder generar las masas de los fermiones de tipo up y down en una teoría supersimétrica y convertirla en una teoría sin anomalías. El espectro de partículas de Higgs consiste en un quinteto de estados: dos escalares neutrales $\mathcal{CP}$-pares (h, H), un neutral pseudoescalar $\mathcal{CP}$-impar (A), y un par de bosones de Higgs cargados ($H^\pm$) [20]. Se espera que la masa de los bosones pesados de Higgs

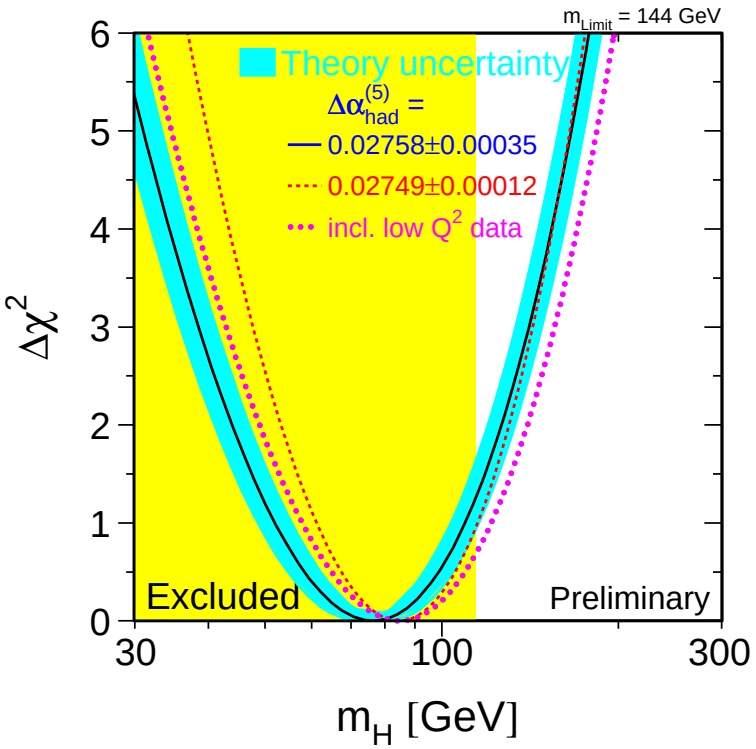

Figura 1.1: *La curva $\Delta\chi^2$ derivada de mediciones electrodébiles de precisión Q^2-alta, realizadas en el LEP, SLD y Tevatron, como función de la masa del bosón de Higgs en el Modelo Estándar.*

$H, A, H^{\pm}$ sean del orden de v, pero se podrían extender hasta el rango de TeV. Por contraste, dado que los acoplamientos propios cuárticos de Higgs están determinados por los acoplamientos de norma, la masa del bosón de Higgs más ligero h está restringida muy rigurosamente. A nivel árbol, la masa ha sido predicha a ser menor a la masa del Z [20]. Las correcciones radiativas, que aumentan como la cuarta potencia de la masa del top, recorren el límite superior a un valor entre $\sim$ 100 GeV y $\sim$ 140 GeV, dependiendo del parámetro tgβ, que es la razón de los valores esperados de los dos campos escalares neutrales de Higgs.

Las extensiones supersimétricas de la teoría más allá de la forma mínima pueden ser motivadas por pequeños problemas de precisión fina al acomodar los datos experimentales observados para la masa del bosón Z. La expansión del sector de Higgs introduce nuevos acoplamientos los cuales aumentan con la escala de energía. En paralelo con el Modelo Estándar, la masa del bosón de Higgs más ligero está acotada [21] a un valor menor que alrededor de 200 GeV, sin embargo, sólo si los campos se mantienen débilmente interactuantes hasta escalas cercanas a la escala de Planck.

Un límite bajo general de 91 GeV en teorías $\mathcal{CP}$-invariantes ha sido establecido experimentalmente para la partícula de Higgs h por el LEP [11]. La búsqueda de la masa de h en exceso de $\sim$ 100 GeV y la búsqueda para el bosón pesado de Higgs continuan en el Tevatron, el LHC y el colisionador lineal e^+e^-.

4. Un bosón ligero de Higgs también puede ser generado como un (pseudo-)bosón de Goldstone mediante el rompimiento espontáneo de simetrías globales de nuevas interacciones a escalas de multi-TeV, manteniéndose pequeña la masa por mecanismos de rompimiento de simetría colectivos. Alternativamente a la supersimetría, las divergencias cuadráticas podrían ser canceladas mediante los nuevos compañeros de las partículas del Modelo Estándar que no difieren en su caracter fermiónico/bosónico. Los esquemas de simetría restringen a los acoplamientos de tal forma que las cancelaciones se logran de una manera natural. Tales escenarios se realizan en Modelos de Higgs Pequeños (Little Higgs Models) [3] los cuales predicen un gran conjunto de nuevas partículas de tipo SM dentro del rango de masas de unos cuantos

TeV's.

5. Las amplitudes de la dispersión elástica de bosones vectoriales masivos crecen indefinidamente con la energía si son calculadas en una expansión perturbativa del acoplamiento débil de una teoría de norma no-Abeliana. Como resultado, se viola la unitaridad más allá de una escala crítica de energía ~ 1.2 TeV. Aparte de introducir un bosón ligero de Higgs, este problema se puede también resolver suponiendo que el bosón W se vuelve fuertemente interactuante a energías de TeV, y por lo tanto amortiguando el aumento de las amplitudes de la dispersión elástica. Naturalmente, las fuerzas fuertes entre los bosones W pueden atribuirse a nuevas interacciones fundamentales caracterizadas por un escala del orden de 1 TeV [2]. Si la teoría fundamental es invariante quiral globalmente, esta simetría puede romperse espontáneamente. Los bosones de Goldstone asociados con el rompimiento espontáneo de la simetría pueden ser absorbidos por bosones de norma para generar sus masas y para construir las componentes longitudinales de sus funciones de onda.

Dado que los bosones W longitudinalmente polarizados están asociados con modos de Goldstone del rompimiento de la simetría quiral, las amplitudes de dispersión para el bosón W_L pueden ser predichas para altas energías, mediante una expansión sistemática de la energía. El término principal está libre de parámetros, una consecuencia del mecanismo de rompimiento de la simetría quiral *per se*, el cual es independiente de la estructura particular de la teoría dinámica. Los términos de orden superior en la expansión quiral sin embargo están definidos por la estructura detallada de la teoría fundamental. Con el aumento de energía se espera que la expansión quiral diverja y se podrían generar nuevas resonancias en la dispersión WW a escalas de masa entre 1 y 3 TeV's. Este esquema es análogo a la dinámica del pión en QCD, donde las amplitudes de umbral pueden ser predichas en una expansión quiral, mientras que a altas energías las resonancias vectoriales y escalares se forman en la dispersión $\pi\pi$. Este escenario puede ser estudiado en los experimentos de dispersión WW, donde los bosones W son radiados, como partículas cuasi-reales [22], emitidas por quarks de alta energía en el haz de protones en el LHC [13], [23–25] o emitidas por electrones y positrones en Colisionadores Lineales TeV [15, 26, 27].

6. En teorías formuladas en espacios con dimensiones extra, se pueden escoger adecuadamente las condiciones a la frontera de los campos en el espacio compactificado y explotar esta propiedad para romper las simetrías [4]. En una clase de modelos los campos de Higgs son identificados con las quintas componentes de los campos de los bosones vectoriales de masa cero, asociadas con simetrías de norma rotas más allá del Modelo Estándar, mientras otras quintas componentes masivas son transformadas en grados de libertad longitudinales para los bosones vectoriales del Modelo Estándar. Alternativamente, las simetrías electrodébiles pueden romperse por la trasformación de todas las quintas componentes a componentes longitudinales de los campos vectoriales, vectores de estados base así como vectores de estado de Kaluza-Kein, de modo que en éste escenario emergen las teorías sin Higgs. En cualquiera de estas teorías de dimensiones extra las torres masivas de Kaluza-Klein son generadas arriba de los estados del Modelo Estándar. El intercambio adicional de estas torres en la dispersión WW amortigua la amplitud de dispersión del Modelo Estándar y permite en principio extender la teoría a energías mayores al límite de unitaridad de 1.2 TeV de los escenarios aproximados sin Higgs.

7. Este reporte está dividido en tres partes. Una introducción básica y un resumen de los principales resultados teóricos y experimentales del sector de Higgs en el Modelo Estándar se presentan en la siguiente sección. También describiremos el futuro de la búsqueda del Higgs en los colisionadores hadrónicos y futuros e^+e^-. De la misma forma en la sección que le sigue, se discutirá el espectro del Higgs de las teorías supersimétricas. Las principales características de las interacciones fuertes WW y su análisis en los experimentos de dispersión WW se presentarán en la sección final.

Sólo los elementos básicos del rompimiento de la simetría electrodébil y el mecanismo de Higgs son examinados en este reporte, el cual es una versión actualizada de Ref. [28] y Refs. [29]. Otros aspectos pueden ser encontrados en la referencia [30], la referencia canon [31] y los reportes recientes

Refs. [32].

2 El Sector de Higgs del Modelo Estándar

2.1 Bases físicas

1. A energías altas, la amplitud para la dispersión elástica de bosones W masivos, $WW \to WW$, crece indefinidamente con la energía para partículas linealmente polarizadas longitudinalmente, Fig. 2.1a. Esta es una consecuencia del crecimiento lineal de la función de onda longitudinal $W_L, \epsilon_L = (p, 0, 0, E)/M_W$, con la energía de la partícula. A pesar de que el término de la amplitud de dispersión que aumenta con la cuarta potencia de la energía se cancela debido a la simetría de norma no-Abeliana, la amplitud permanece cuadráticamente divergente en la energía. Por otro lado, la unitaridad requiere que las amplitudes de dispersión elástica de las ondas parciales J estén acotadas por $\Re e A_J \leq 1/2$. Aplicado a la amplitud asintótica de la onda S, $A_0 = G_F s/8\pi\sqrt{2}$, del canal de isospin-cero $2W_L^+W_L^- + Z_L Z_L$, la cota [33]

$$s \leq 4\pi\sqrt{2}/G_F \sim (1.2 \text{ TeV})^2 \tag{2.1}$$

a la energía del c.m. $\sqrt{s}$ puede ser derivada para la validez de una teoría de bosones masivos de norma débilmente acoplados.

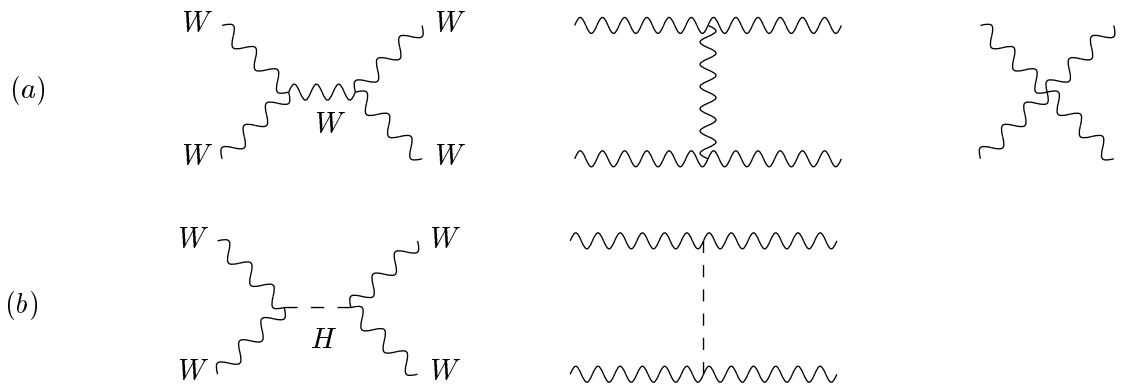

Figura 2.1: *Diagramas genéricos para la dispersión elástica WW: (a) dinámica norma-bosón pura, y (b) el intercambio Higgs-bosón.*

Sin embargo, el aumento cuadrático de la energía puede ser amortiguado si se intercambia una nueva partícula escalar, Fig. 2.1b. Para lograr la cancelación, el tamaño del acoplamiento debe estar dado por el producto del acoplamiento de norma con la masa del bosón de norma. Para altas energías, la amplitud $A_0' = -G_F s/8\pi\sqrt{2}$ cancela exactamente la divergencia cuadrática de la amplitud pura del bosón de norma A_0. Por lo tanto, la unitaridad puede restaurarse introduciendo una *partícula de Higgs* débilmente acoplada.

De la misma forma, la divergencia lineal de la amplitud $A(f\bar{f} \to W_L W_L) \sim g m_f \sqrt{s}$ para la aniquilación de un par fermión–antifermión a un par de bosones de norma longitudinalmente polarizados, puede ser aminorada añadiendo el intercambio del Higgs al intercambio de bosón de norma. En este caso la partícula de Higgs debe acoplarse proporcionalmente a la masa m_f del fermión f.

Estas observaciones pueden ser resumidas en una regla: *Una teoría de bosones de norma y fermiones masivos que están débilmente acoplados a muy altas energías, requiere, por unitaridad, la existencia de una partícula de Higgs; la partícula de Higgs es una partícula escalar 0^+ que se acopla a otras partículas proporcionalmente a las masas de las partículas.*

La suposición de que los acoplamientos de las partículas fundamentales son débiles hasta energías altas se apoya cualitativamente en la renormalización perturbativa del ángulo de mezcla electrodébil $\sin^2\theta_W$ a partir del valor de simetría 3/8 a la escala de GUT hasta ~ 0.2 a la escala electrodébil, el cual es cercano al valor observado experimentalmente.

2. Estas ideas pueden expresarse en una forma matemática elegante interpretando a las interacciones electrodébiles como una teoría de norma con rompimiento espontáneo de la simetría en el sector escalar[1]. Dicha teoría consiste en campos fermiónicos, campos de norma y campos escalares acoplados por las interacciones estandares de norma y las interacciones de Yukawa a los otros campos. Además, una auto-interacción

$$V = \frac{\lambda}{2}\left[|\phi|^2 - \frac{v^2}{2}\right]^2 \tag{2.2}$$

es introducida en el sector escalar, la cual conduce a un valor diferente de cero $v/\sqrt{2}$ para el estado base del campo escalar. Fijando la fase de la amplitud del vacío en un valor arbitrario, digamos cero, la simetría de norma se rompe espontáneamente en el sector escalar. Las interacciones del campo de norma con el campo escalar de fondo, Fig. 2.2a, y las interacciones de Yukawa de los campo fermiónicos con el campo de fondo, Fig. 2.2b, recorren las masas de estos campos de un valor cero a uno diferente de cero:

$$\begin{aligned}
(a)\qquad & \frac{1}{q^2} \;\to\; \frac{1}{q^2} + \sum_j \frac{1}{q^2}\left[\left(\frac{gv}{\sqrt{2}}\right)^2 \frac{1}{q^2}\right]^j \;=\; \frac{1}{q^2 - M^2} \;:\; M^2 = g^2\frac{v^2}{2} \\
(b)\qquad & \frac{1}{\not{q}} \;\to\; \frac{1}{\not{q}} + \sum_j \frac{1}{\not{q}}\left[\frac{g_f v}{\sqrt{2}}\frac{1}{\not{q}}\right]^j \;=\; \frac{1}{\not{q} - m_f} \;:\; m_f = g_f\frac{v}{\sqrt{2}}
\end{aligned} \tag{2.3}$$

Por lo tanto, en teorías con interacciones de norma y Yukawa, en las cuales el campo escalar adquiere un valor diferente de cero para el estado base, los acoplamientos son naturalmente proporcionales a las masas. Esto garantiza la unitaridad de la teoría como se discutió anteriormente. Estas teorías son renormalizables (como resultado de la invariancia de norma, la cual está solamente disfrazada en la formulación unitaria que se ha adoptado aquí), y por tanto describen un sistema físico bien definido.

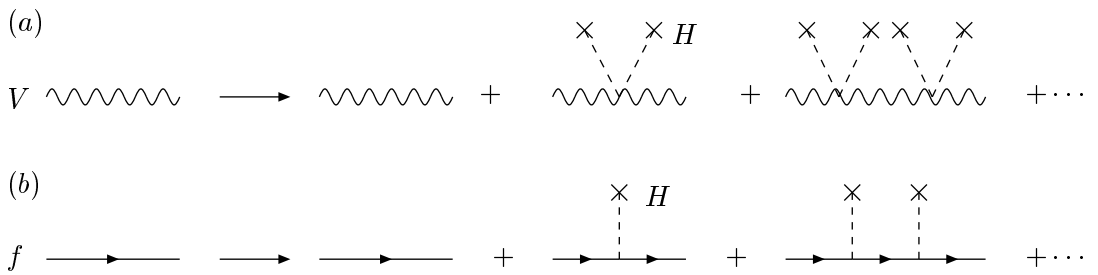

Figura 2.2: *A través de interacciones con el campo escalar de fondo se generan (a) bosones de norma y (b) masas de fermiones.*

2.2 El mecanismo de Higgs en el Modelo Estándar

Además de las partes de Yang–Mills y fermiónicas, el Lagrangiano electrodébil $SU_2 \times U_1$ incluye un campo escalar iso-doblete, ϕ, acoplado a sí mismo en el potencial V, cf. eq. (2.2), a los campos de norma

[1] El mecanismo del rompimiento espontáneo de la simetría, incluyendo el teorema de Goldstone así como el mecanismo de Higgs, son ejemplificados por el ilustrativo modelo $O(3)$ σ en el Apéndice A.

a través de la derivada covariante $iD = i\partial - g\vec{I}\vec{W} - g'YB$, y a los campos fermiónicos up y down u, d mediante las interacciones de Yukawa:

$$\mathcal{L}_0 = |D\phi|^2 - \frac{\lambda}{2}\left[|\phi|^2 - \frac{v^2}{2}\right]^2 - g_d\bar{d}_L\phi d_R - g_u\bar{u}_L\phi_c u_R + \text{hc}\ . \tag{2.4}$$

En la norma unitaria, el iso-doblete ϕ es reemplazado por el campo físico de Higgs H, $\phi \to [0, (v + H)/\sqrt{2}]$, el cual describe las fluctuaciones de la componente $I_3 = -1/2$ alrededor del valor del estado base $v/\sqrt{2}$. La escala v del rompimiento de la simetría electrdébil es fijada por el acoplamiento de norma débil y la masa del W, los cuales a su vez pueden re-expresarse por medio del acoplamiento de Fermi:

$$v = 1/\sqrt{\sqrt{2}G_F} \approx 246\ \text{GeV}. \tag{2.5}$$

mientras la masa del W está relacionada con v por el acoplamiento de norma, el acoplamiento de Yukawa g_f y el acoplamiento cuártico λ pueden de la misma forma ser re-expresados en términos de la masa física del Higgs M_H y las masas de los fermiones m_f:

$$\begin{aligned} M_W^2 &= g^2v^2/4 \\ m_f &= g_f v/\sqrt{2} \\ M_H^2 &= \lambda v^2 \end{aligned} \tag{2.6}$$

respectivamente.

Dado que los acoplamientos de la partícula de Higgs con las partículas de norma, con los fermiones y con ellas mismas están dados por los acoplamientos de norma y las masas de las partículas, el único parámetro desconocido en el sector de Higgs (aparte de la matriz de mezcla CKM) es la masa del Higgs. Cuando esta masa se fija, todas las propiedades de la partícula del Higgs pueden ser predichas, i.e. el tiempo de vida y las razones de desintegración (branching ratios), así como los mecanismos de producción y las respectivas secciones eficaces.

2.2.1 La Masa del Higgs del Modelo Estándar

Aún cuando la masa del bosón de Higgs no puede ser predicha en el Modelo Estándar, límites superior e inferior estrictos pueden ser derivados de las condiciones de consistencia interna y extrapolaciones del modelo a altas energías.

1. El bosón de Higgs ha sido introducido como una partícula fundamental para hacer a las amplitudes de dispersión 2–2 que involucran bosones W polarizados longitudinalmente compatibles con la unitaridad. Basados en el principio general de incertidumbre de tiempo-energía, las partículas deben desacoplarse de un sistema físico si su energía crece indefinidamente. La masa de la partícula de Higgs debe por tanto estar obligada a restablecer la unitaridad en el régimen perturbativo. De la expansión asintótica de la amplitud de dispersión elástica W_LW_L onda S, incluyendo W y los intercambios de Higgs, $A(W_LW_L \to W_LW_L) \to -G_F M_H^2/4\sqrt{2}\pi$, se sigue que [33]

$$M_H^2 \leq 2\sqrt{2}\pi/G_F \sim (850\ \text{GeV})^2\ . \tag{2.7}$$

Dentro de la formulación canónica del Modelo Estándar, las condiciones de consistencia requieren por tanto una masa del Higgs por abajo de 1 TeV.

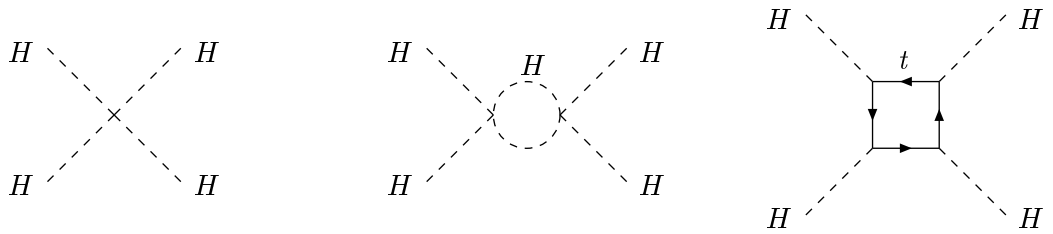

Figura 2.3: *Diagramas generando la evolución de la auto-interacción del Higgs λ.*

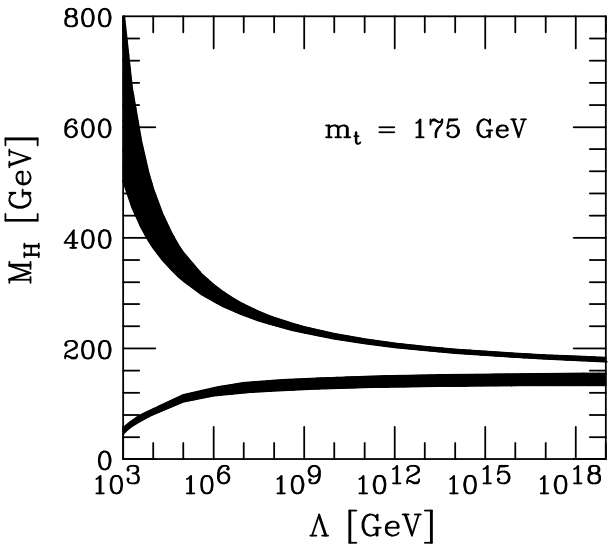

Figura 2.4: *Límites a la masa del bosón Higgs en el SM. Λ denota la escala de energía a la cual el sistema del bosón de Higgs del SM con masa M_H se volvería fuertemente interactuante (límite superior); el límite inferior proviene de pedir la estabilidad del vacío. Refs. [6, 7].*

2. Límites muy restrictivos para el valor de la masa del Higgs del Modelo Estándar provienen de los límites en la escala de energía Λ hasta la cual el Modelo Estándar puede extenderse antes de que nuevos fenómenos de interacción aparezcan. La clave para estos límites es la evolución del acoplamiento cuártico λ con la energía debida a fluctuaciones cuánticas [6]. Las contribuciones básicas se presentan en la Fig. 2.3. El lazo del Higgs por sí mismo da pie a un aumento indefinido del acoplamiento, mientras que el lazo fermiónico-top quark, conforme la masa del top aumenta, lleva al acoplamiento a valores pequeños, finalmente incluso a valores abajo de cero. La variación del acoplamiento cuártico del Higgs λ y el acoplamiento de Yukawa top-Higgs g_t con la energía, parametrizada por $t = \log \mu^2/v^2$, pueden ser escritos como sigue [6]

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda}{dt} &= \frac{3}{8\pi^2}\left[\lambda^2 + \lambda g_t^2 - g_t^4\right] \quad : \quad \lambda(v^2) = M_H^2/v^2 \\ \frac{dg_t}{dt} &= \frac{1}{32\pi^2}\left[\frac{9}{2}g_t^3 - 8g_t g_s^2\right] \quad : \quad g_t(v^2) = \sqrt{2}\, m_f/v\ . \end{aligned} \tag{2.8}$$

Sólo las contribuciones principales de lazos de Higgs, top y QCD [acoplamiento g_s] son tomadas en cuenta.

Para masas del top moderadas, el acoplamiento cuártico λ aumenta indefinidamente, $d\lambda/dt \sim$

$+\lambda^2$, y el acoplamiento se vuelve fuerte poco antes de alcanzar el polo de Landau:

$$\lambda(\mu^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3\lambda(v^2)}{8\pi^2} \log \frac{\mu^2}{v^2}} \, . \tag{2.9}$$

Reexpresando el valor inicial de λ por la masa del Higgs, la condición $\lambda(\Lambda^2) < \infty$, puede ser traducida a un límite superior para la masa del Higgs:

$$M_H^2 \leq \frac{8\pi^2 v^2}{3 \log \Lambda^2 / v^2} \, . \tag{2.10}$$

Este límite para la masa está relacionado logarítmicamente con la energía Λ hasta la cual el Modelo Estándar se supone válido. El valor máximo de M_H para el corte mínimo $\Lambda \sim 1$ TeV está dado por ~ 750 GeV. Esta cota es cercana a la estimada ~ 700 GeV en los cálculos hechos con lattices para $\Lambda \sim 1$ TeV, los que permiten un control apropiado de efectos no preturbativos cerca del límite [8].

Λ	M_H
1 TeV	60 GeV $\lesssim M_H \lesssim 700$ GeV
10^{19} GeV	130 GeV $\lesssim M_H \lesssim 190$ GeV

Tabla 2.1: *Límites de la masa del Higgs para dos valores del corte* Λ.

Un límite inferior en la masa del Higgs puede ser obtenido a partir de requerir la estabilidad del vacío [6, 7]. Dado que las correcciones top-lazo reducen λ llevándolo finalmente a valores negativos, el potencial de la auto-energía se volvería ilimitadamente negativo y el estado base ya no sería estable. Para evitar la inestabilidad, para valores de corte menores a Λ, la masa del Higgs debe de exceder un valor mínimo para un valor dado de la masa del top. Este límite inferior depende del valor de corte Λ.

Las escalas de Λ hasta las cuales el Modelo Estándar puede ser extendido antes de que nuevas interacciones se vuelvan efectivas se muestran en Fig. 2.4 como función de la masa del Higgs. Los valores permitidos de la masa del Higgs están reunidos en la Tabla 2.1, para dos valores específicos del corte Λ. Si el Modelo Estándar se supone válido hasta la escala de Planck, la masa del Higgs está restringida a un intervalo estrecho entre 130 y 190 GeV. Esta ventana puede ensancharse a 200 GeV para un corte cercano a la escala de gran unificación. La observación de una masa del Higgs por arriba o por abajo de estos valores requeriría una escala de nueva física por debajo de la escala de Planck/GUT.

3. Se puede derivar evidencia indirecta del bosón ligero de Higgs de las mediciones de alta precisión de las observables electrodébiles en LEP y otros lugares. En efecto, el hecho de que el Modelo Estándar sea renormalizable sólo después de incluir las partículas top y Higgs en las correcciones de lazo, indica que las observables electrodébiles son sensibles a las masas de estas partículas.

El acoplamiento de Fermi puede ser reescrito en términos del acoplamiento débil y la masa del W; al orden más bajo, $G_F/\sqrt{2} = g^2/8M_W^2$. Después de sustituir el acoplamiento electromagnético α, el ángulo de mezcla electrodébil y la masa del Z para el acoplamiento débil, y la masa del W, esta relación puede reescribirse como

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{2\pi\alpha}{\sin^2 2\theta_W M_Z^2}[1 + \Delta r_\alpha + \Delta r_t + \Delta r_H] \, . \tag{2.11}$$

Los términos Δ toman en cuenta las correcciones radiativas, cf. Fig. 2.5: Δr_α describe el cambio en el acoplamiento electromagnético α si se evalúa en la escala M_Z^2 en lugar de en el momento cero; Δr_t

denota las contribuciones del quark top (y bottom) a las masas de los bosones W y Z, las cuales son cuadráticas en la masa del top. Finalmente, Δr_H toma en cuenta las contribuciones del Higgs virtual a

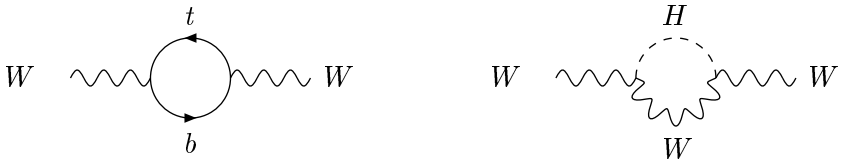

Figura 2.5: *Correcciones raditivas con t,b y W,Higgs virtuales en los propagadores del bosón de norma electrodébil.*

las masas; este término depende sólo logarítmicamente [9] en la masa del Higgs al orden dominante:

$$\Delta r_H = \frac{G_F M_Z^2 (1 + 9 \sin^2 \theta_W)}{24\sqrt{2}\pi^2} \log \frac{M_H^2}{M_W^2} + \ldots \qquad (M_H^2 \gg M_W^2) \,. \tag{2.12}$$

El efecto de apantallamiento refleja el papel del campo de Higgs como un regulador que hace a la teoría electrodébil renormalizable.

Aunque la sensibilidad a la masa del Higgs es únicamente logarítmica, la creciente precisión de las medidas de las observables electrodébiles nos permite derivar estimaciones interesantes y restricciones a la masa del Higgs [10], cf. Fig. 1.1:

$$\begin{aligned} M_H &= 76^{+33}_{-24}\ \text{GeV} \\ &\lesssim 144\ \text{GeV} \quad (95\,\%\ \text{CL}) \,. \end{aligned} \tag{2.13}$$

Con un valor de $15.1\,\%$ la probabilidad para el ajuste no es exageradamente grande, pero tampoco prohibitivamente pequeña. El $95\,\%$ del nivel de confiabilidad todavía está significativamente por arriba del límite de búsqueda directa,

$$M_H \geq 114.1\,\text{GeV} \tag{2.14}$$

derivado de los análisis del LEP2, Ref. [11], del canal dominante de Higgs-strahlung $e^+e^- \to ZH$.

Se puede concluir de estos números que la formulación canónica del Modelo Estándar incluyendo la existencia de un bosón de Higgs ligero, es compatible con los datos electrodébiles. Sin embargo, mecanismos alternativos no se pueden descartar si el sistema está abierto a contribuciones de áreas de física más allá del Modelo Estándar.

2.2.2 Decaimientos de la partícula de Higgs

El perfil de la partícula de Higgs está determinado unívocamente si se fija la masa del Higgs. La intensidad de los acoplamientos del bosón de Higgs con los bosones de norma electrodébiles $V = W,\, Z$ está determinado por sus masas M_V y la intensidad del acoplamiento de Yukawa del bosón de Higgs a fermiones está dado por las masas de los fermiones m_f; los acoplamientos se podrán definir uniformemente como

$$\begin{aligned} g_{HVV} &= \left[2\sqrt{2}G_F\right]^{1/2} M_V \\ g_{Hff} &= \left[2\sqrt{2}G_F\right]^{1/2} m_f \,. \end{aligned} \tag{2.15}$$

La anchura total de decaimiento y tiempo de vida, así como las razones de desintegración para canales de decaimiento específicos, están determinados por estos parámetros. La medición de las características de decaimiento puede, por lo tanto, ser explotada para establecer, experimentalmente, que los

acoplamientos del Higgs crecen con las masas de las partículas, una consecuencia directa del mecanismo de Higgs.

Para las partículas de Higgs en el rango intermedio de masas $\mathcal{O}(M_Z) \leq M_H \leq 2M_Z$, los modos principales de decaimiento son en pares $b\bar{b}$ y pares WW, ZZ, siendo virtual uno de los bosones de norma por abajo del umbral respectivo. Arriba de los umbrales de los pares WW, ZZ, las partículas de Higgs decaen casi exclusivamente en estos dos canales, con una pequeña contribución de los decaimientos del top cerca del umbral del $t\bar{t}$. Abajo de los 140 GeV, los decaimientos $H \to \tau^+\tau^-, c\bar{c}$ y gg son también importantes además del canal dominante $b\bar{b}$; los decaimientos a $\gamma\gamma$, aunque de tasa suprimida, aportan no obstante una señal clara de 2-cuerpos para la formación de la partícula de Higgs en este rango de masa.

(a) Decaimientos de Higgs a fermiones

La anchura parcial de los decaimientos de Higgs a pares de leptones y quarks está dado por [34]

$$\Gamma(H \to f\bar{f}) = \mathcal{N}_c \frac{G_F}{4\sqrt{2}\pi} m_f^2(M_H^2) M_H \ , \tag{2.16}$$

siendo $\mathcal{N}_c = 1$ o 3 el factor de color. [Cerca del umbral el anchura parcial está suprimido por el factor de onda-P, β_f^3 adicional, donde β_f es la velocidad del fermión.] Asintóticamente, el ancho fermiónico crece sólo linealmente con la masa del Higgs. La mayor parte de las correcciones radiativas de QCD se pueden mapear a la dependencia de escala de la masa del quark, evaluada en la masa del Higgs. Para $M_H \sim 100$ GeV los parámetros relevantes son $m_b(M_H^2) \simeq 3$ GeV y $m_c(M_H^2) \simeq 0.6$ GeV. La reducción de la masa efectiva del quark-c sobrecompensa el factor de color en la razón entre los decaimientos a charm y a τ del bosón de Higgs. Las correcciones residuales de QCD, $\sim 5.7 \times (\alpha_s/\pi)$, modifican los anchos sólo ligeramente.

(b) Decaimientos del Higgs a pares de bosones WW y ZZ

Por arriba de los umbrales de los decaimientos WW y ZZ, los anchos parciales para estos canales pueden ser escritos como [35]

$$\Gamma(H \to VV) = \delta_V \frac{G_F}{16\sqrt{2}\pi} M_H^3 (1 - 4x + 12x^2)\beta_V \ , \tag{2.17}$$

donde $x = M_V^2/M_H^2$ y $\delta_V = 2$ y 1 para $V = W$ y Z, respectivamente. Para masas grandes del Higgs, los bosones vectoriales están polarizados longitudinalmente. Dado que las funciones de onda de estos estados son lineales en la energía, los anchos crecen como la tercera potencia de la masa de Higgs. Por debajo del umbral de dos bosones reales, la partícula de Higgs puede decaer en pares VV^*, con uno de los bosones vectoriales siendo virtual. El ancho de decaimiento está dado en este caso [36] por

$$\Gamma(H \to VV^*) = \frac{3G_F^2 M_V^4}{16\pi^3} \, M_H R(x) \, \delta_V' \ , \tag{2.18}$$

donde $\delta_W' = 1$, $\delta_Z' = 7/12 - 10\sin^2\theta_W/9 + 40\sin^4\theta_W/27$ y

$$R(x) = \frac{3(1 - 8x + 20x^2)}{(4x-1)^{1/2}} \arccos\left(\frac{3x-1}{2x^{3/2}}\right) - \frac{1-x}{2x}(2 - 13x + 47x^2) - \frac{3}{2}(1 - 6x + 4x^2)\log x \ .$$

El canal ZZ^* se vuelve relevante para masas del Higgs más allá de $\sim$ 140 GeV. Por arriba del umbral, el canal de 4-leptones $H \to ZZ \to 4\ell^\pm$ proporciona una señal muy clara para los bosones de Higgs. También el canal de decaimiento WW demuestra su utilidad, a pesar del escape de los neutrinos

en decaimientos leptónicos del W, si el canal ZZ dentro de la capa de masa (on-shell) está cerrado cinemáticamente.

(c) Decaimiento del Higgs a pares de gg y $\gamma\gamma$

En el Modelo Estándar, los decaimientos gluónicos del Higgs son mediados por lazos (loops) de quarks top y bottom, para los decaimientos fotónicos, además son mediados por lazos del W. Como estos decaimientos son significantivos sólo muy por debajo de los umbrales del top y del W, son descritos por las expresiones aproximadas [37, 38]

$$\Gamma(H \to gg) = \frac{G_F \alpha_s^2(M_H^2)}{36\sqrt{2}\pi^3} M_H^3 \left[1 + \left(\frac{95}{4} - \frac{7N_F}{6}\right)\frac{\alpha_s}{\pi}\right] \tag{2.19}$$

$$\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2}{128\sqrt{2}\pi^3} M_H^3 \left[\frac{4}{3}\mathcal{N}_C e_t^2 - 7\right]^2 , \tag{2.20}$$

las cuales son válidas en el límite $M_H^2 \ll 4M_W^2, 4M_t^2$. Las correcciones radiativas de QCD, las cuales incluyen los estados finales ggg y $gq\bar{q}$ en (2.19), son muy importantes; estas correcciones incrementan el ancho parcial en alrededor de un 65 %. Aunque los decaimientos fotónicos del Higgs son muy raros, ofrecen, no obstante, un canal atractivo tipo resonancia para la búsqueda de las partículas de Higgs.

Resumen

Al sumar todos los posibles canales de decaimiento, obtenemos el ancho total mostrado en la Fig. 2.6a. Hasta masas de 140 GeV, la partícula del Higgs es muy estrecha, $\Gamma(H) \leq 10$ MeV. Después de que los canales real y virtual de los bosones de norma se abren, el estado rápidamente se ensancha, alcanzando un ancho de ~ 1 GeV en el umbral de ZZ. El ancho no se puede medir directamente en la región intermedia de masas en los colisionadores LHC o e^+e^-. Sin embargo, puede determinarse indirectamente midiendo, por ejemplo, el ancho parcial $\Gamma(H \to WW)$ en el proceso de fusión $WW \to H$, y la fracción de desintegración $BR(H \to WW)$ en el proceso de decaimiento $H \to WW$, el ancho total se sigue de la razón de las dos observables. Por arriba de una masa de ~ 250 GeV, el estado se ensancha lo suficiente para ser resuelto experimentalmente.

Las razones de desintegración de los modos de decaimiento principales se muestran en la Fig. 2.6b. Una gran variedad de canales será accesible para masas del Higgs por debajo de 140 GeV. El modo dominante es el decaimiento a $b\bar{b}$, aunque los decaimientos a $c\bar{c}$, $\tau^+\tau^-$ y gg ocurren también a un nivel de porcentaje considerable. A $M_H = 120$ GeV, por ejemplo, las razones de desintegración son de 68 % para $b\bar{b}$, 3.1 % para $c\bar{c}$, 6.9 % para $\tau^+\tau^-$ y 7 % para gg. Decaimientos a $\gamma\gamma$ ocurren a un nivel de 1 por mil. Arriba de este valor de masa, el decaimiento del bosón de Higgs a W's se vuelve dominante, sobrepasando todos los demás canales si el modo de decaimiento a dos W's reales es cinemáticamente posible. Para masas del Higgs muy por arriba de los umbrales, los decaimientos ZZ y WW se dan a un razón de 1:2, ligeramente modificados sólo justo por arriba del umbral de $t\bar{t}$. Como el ancho de decaimiento a pares de bosones vectoriales crece como la tercera potencia de la masa, la partícula de Higgs se vuelve muy ancha asintóticamente, $\Gamma(H) \sim \frac{1}{2}M_H^3$ [TeV]. De hecho, para $M_H \sim 1$ TeV, el ancho alcanza $\sim \frac{1}{2}$ TeV.

2.3 La Producción de Higgs en Colisionadores Hadrónicos

Varios procesos pueden ser explotados para producir partículas de Higgs en colisionadores hadrónicos [29, 40]:

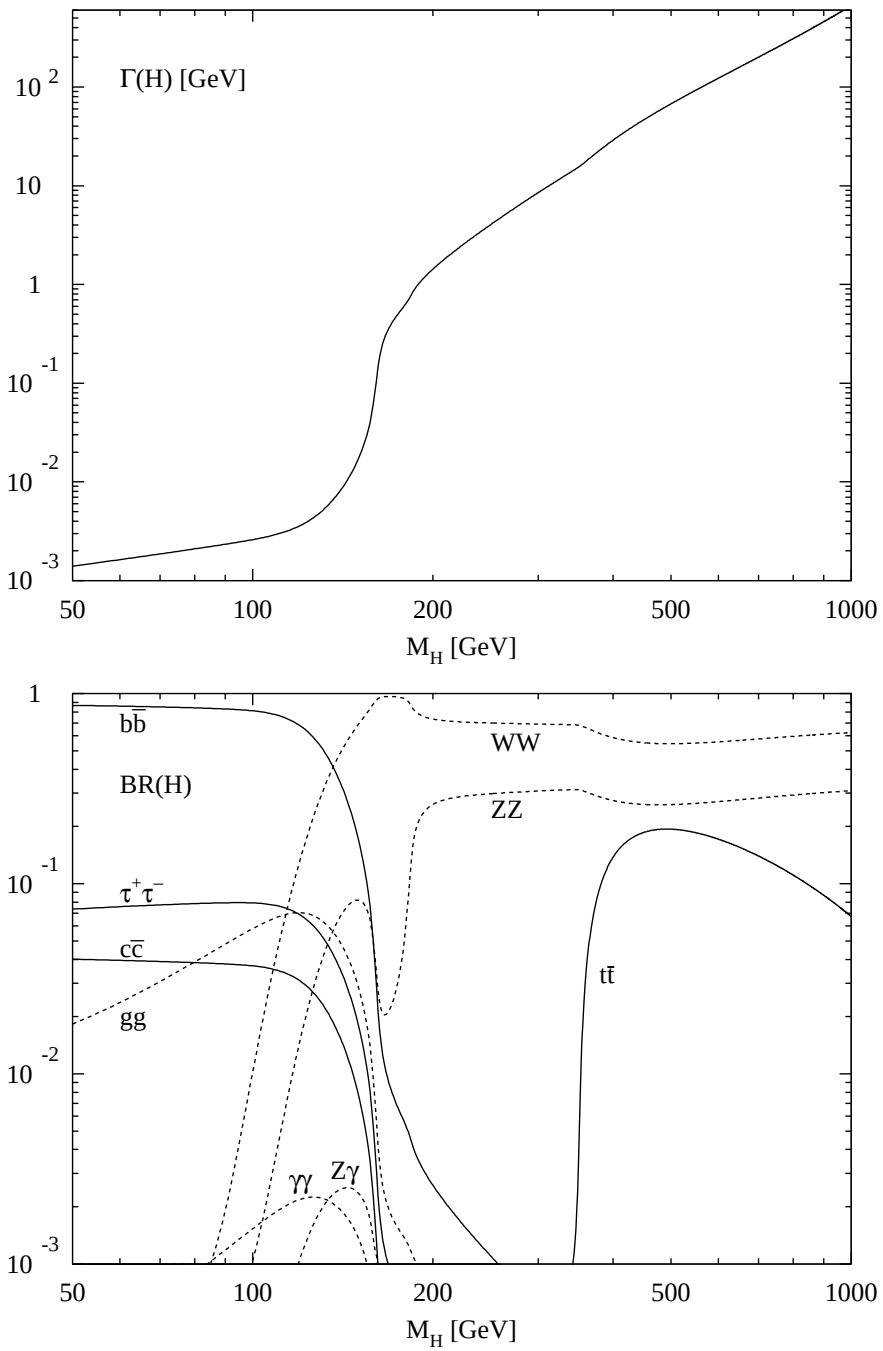

Figura 2.6: *(a) Ancho total de decaimiento (en GeV) bosón de Higgs del SM como función de su masa. (b) Razones de desintegración (branching ratios) de los modos dominantes de decaimiento de la partícula de Higgs del SM. Se toman en consideración todas las correcciones relevantes de orden más alto. Code: HDECAY, Ref.[39].*

fusión de gluones	:	$gg \to H$
fusión de WW, ZZ	:	$W^+W^-, ZZ \to H$
Higgs-strahlung emitido por W, Z	:	$q\bar{q} \to W, Z \to W, Z + H$
Higgs bremsstrahlung emitido por top	:	$q\bar{q}, gg \to t\bar{t} + H$

La fusión del gluones juega un papel dominante en todo el rango de masa del Higgs del Modelo Estándar. Mientras que el proceso de fusión de WW/ZZ se vuelve cada vez más importante al aumentar la masa del Higgs, también juega un papel importante en la búsqueda del bosón de Higgs el estudio de sus propiedades en el rango intermedio de masas. Los últimos dos procesos de radiación son relevantes sólo para masas ligeras del Higgs.

Las secciones eficaces de producción en colisionadores hadrónicos, en particular en el LHC, son bastante considerables de modo que en esta máquina se puede producir una muestra grande de partículas de Higgs del SM. Las dificultades experimentales surgen del enorme número de eventos de fondo (background) que aparecen junto con los eventos de señales de Higgs. Este problema será abordado ya sea en el desencadenamiento de los decaimientos leptónicos de W, Z y t en los procesos de radiación o explotando el carácter de resonancia de los decaimientos del Higgs $H \to \gamma\gamma$ y $H \to ZZ \to 4\ell^{\pm}$. De esta manera, se espera que el Tevatron realice la búsqueda de las partículas de Higgs en el rango de masas que está por arriba del alcanzado en el LEP2 y hasta alrededor de 110 a 130 GeV [12]. Se espera que el LHC cubra el rango canónico completo de la masa del Higgs $M_H \lesssim 700$ GeV del Modelo Estándar [13].

(a) Fusión de gluones

El mecanismo de fusión de gluones [37, 40, 41, 42]

$$pp \to gg \to H$$

proporciona el mecanismo de producción dominante de los bosones de Higgs en el LHC en el rango completo de masas relevantes del Higgs de hasta alrededor de 1 TeV. El acoplamiento del gluón al bosón de Higgs en el SM está mediado por lazos tiangulares de los quarks top y bottom, cf. Fig. 2.7. Como el acoplamiento de Yukawa de las partículas de Higgs a quarks pesados crece con la masa del quark, equilibrando así la disminución de la amplitud triangular, el factor de forma se aproxima a un valor distinto de cero para masas grandes del lazo del quark. [Si las masas de los quarks pesados más allá de la tercera generación fueran generadas sólamente por el mecanismo de Higgs, estas partículas añadirían al factor de forma el mismo monto que el quark top en el límite asintótico de quark pesado.]

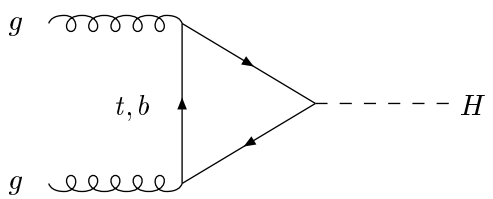

Figura 2.7: *Diagrama que contribuye a la formación de los bosones de Higgs en las colisiones gluón-gluón al orden más bajo.*

La sección eficaz partónica, Fig. 2.7, puede ser expresada por el ancho gluónico del bosón de

Higgs a más bajo orden [40]:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{LO}(gg \to H) &= \sigma_0 M_H^2 \times BW(\hat{s}) \\ \sigma_0 &= \frac{\pi^2}{8M_H^2}\Gamma_{LO}(H \to gg) = \frac{G_F \alpha_s^2}{288\sqrt{2}\pi}\left|\sum_Q A_Q^H(\tau_Q)\right|^2 , \end{aligned} \tag{2.21}$$

donde la variable de escalamiento está definida como $\tau_Q = 4M_Q^2/M_H^2$ y $\hat{s}$ denota la energía del c.m. partónica al cuadrado. El factor de forma puede ser evaluado fácilmente:

$$\begin{aligned} A_Q^H(\tau_Q) &= \frac{3}{2}\tau_Q\left[1 + (1-\tau_Q)f(\tau_Q)\right] \\ f(\tau_Q) &= \begin{cases} \arcsin^2 \dfrac{1}{\sqrt{\tau_Q}} & \tau_Q \geq 1 \\ -\dfrac{1}{4}\left[\log\dfrac{1+\sqrt{1-\tau_Q}}{1-\sqrt{1-\tau_Q}} - i\pi\right]^2 & \tau_Q < 1 \end{cases} \end{aligned} \tag{2.22}$$

Para masas pequeñas de los lazos el factor de forma se hace cero, $A_Q^H(\tau_Q) \sim -3/8\tau_Q[\log(\tau_Q/4) + i\pi]^2$, mientras que para masas grandes de los lazos se aproxima a un valor distinto de cero, $A_Q^H(\tau_Q) \to 1$. El término final BW es la función de Breit-Wigner normalizada

$$BW(\hat{s}) = \frac{M_H\Gamma_H/\pi}{[\hat{s} - M_H^2]^2 + M_H^2\Gamma_H^2} \tag{2.23}$$

acercándose, en la aproximación de anchura-estrecha (narrow-width) a una función δ en $\hat{s} = M_H^2$.

En la aproximación de anchura-estrecha, la sección eficaz hadrónica puede ponerse en la forma

$$\sigma_{LO}(pp \to H) = \sigma_0 \tau_H \frac{d\mathcal{L}^{gg}}{d\tau_H} , \tag{2.24}$$

donde $d\mathcal{L}^{gg}/d\tau_H$ denota la luminosidad gg del colisionador pp,

$$d\mathcal{L}^{gg}/d\tau_H = \int_{\tau_H}^1 \frac{d\xi}{\xi}\, g(\xi;\tau_H s)\, g(\tau_H/\xi;\tau_H s) , \tag{2.25}$$

establecido para densidades de gluones g y evaluado para la variable de Drell–Yan $\tau_H = M_H^2/s$, donde s es la energía hadrónica total al cuadrado.

Las correcciones de QCD al proceso de fusión de gluones [37, 40, 42] son muy importantes. Estas estabilizan las predicciones teóricas para la sección eficaz cuando se varían las escalas de renormalización y de factorización. Más aún, estas son grandes y positivas, incrementando así la sección eficaz de producción para los bosones de Higgs. Las correcciones de QCD consisten en correcciones virtuales al proceso básicos $gg \to H$, y a correcciones reales debidas a la producción asociada del bosón de Higgs con partones sin masa, $gg \to Hg$ y $gq \to Hq$, $q\bar{q} \to Hg$. Estos subprocesos contribuyen a la producción del Higgs a orden de $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$. Las correcciones virtuales reescalan la sección eficaz de fusión al orden más bajo con un coeficiente que depende sólo en las razones de las masas del Higgs y de los quarks. La radiación del gluón conduce a estados finales de dos partones con energía invariante $\hat{s} \geq M_H^2$ en los canales gg, gq y $q\bar{q}$.

El tamaño de las correcciones radiativas puede ser parametrizado definiendo el factor K como $K = \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$, en el cual todas las cantidades son evaluadas en el numerador y denominador, en el

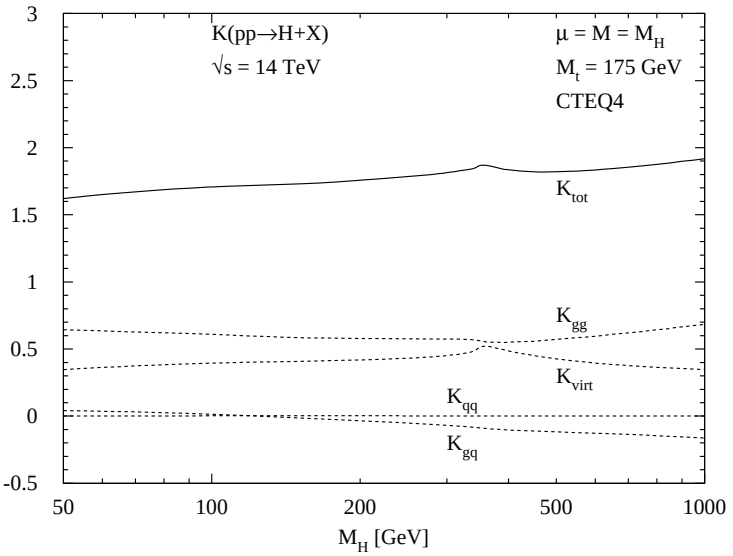

Figura 2.8: *Los factores K de la sección eficaz de la fusión del gluón corregida por QCD $\sigma(pp \to H + X)$ en el LHC con una energía del c.m de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Ls líneas punteadas muestran las contribuciones individuales de las correcciones de QCD. Las escalas de renormalización y factorización han sido identificadas con la masa del Higgs, y se han adoptado densidades CTEQ4 del partón .*

siguiente al primer orden (next-to-leading, NLO) y en el primer orden respectivamente. Los resultados de estos cálculos se muestran en la Fig. 2.8. Las correciones virtuales K_{virt} y las correcciones reales K_{gg} para las colisiones gg son, aparentemente del mismo tamaño, y ambas son grandes y positivas; las correcciones para las colisiones $q\bar{q}$ y las contribuciones inelásticas de Compton gq son menos importantes. Dependiendo sólo suavemente de la masa del bosón de Higgs, el factor total K, K_{tot}, resulta estar cerca de 2 [37, 40, 42, 43]. Las contribuciones principales son generadas por las correcciones virtuales y estados finales de 3-partones iniciados por estados iniciales gg. Se esperan grandes correcciones NLO para estos procesos de gluones como resultado de las grandes cargas de color. Sin embargo, al estudiar los ordenes siguientes en la corrección en el límite de masa grande del top, las correcciones N^{2}LO generan únicamente un modesto incremento adicional del factor K, $\delta_2 K_{tot} \lesssim 0.2$ [44], e incluso menor al N^{3}LO [45]. Esto prueba que la expansión es convergente, con las correcciones más importantes atribuidas a la contribución del orden siguiente al primero NLO [43], cf. Fig. 2.9. Adicionalmente, cuando se incluyen las correcciones de QCD de orden más alto, la dependencia de la sección eficaz sobre las escalas de factorización y renormalización se reduce significativamente, Fig. 2.10.

La predicción teórica para la sección eficaz de producción de las partículas de Higgs es presentada en la Fig. 2.11 para el LHC como función de la masa del Higgs. La sección eficaz disminuye conforme la masa del Higgs aumenta. Esto es, en gran medida, una consecuancia de la caída abrubta de la luminosidad gg para masas invariantes grandes. La protuberancia en la sección eficaz es inducida por el umbral de $t\bar{t}$ en el triángulo del top. La precisión teórica total de este cálculo se espera al nivel de 10 al 20 %.

(b) Fusión de bosones vectoriales

El segundo canal importante para la producción de Higgs en el LHC es la fusión de bosones vectoriales, $W^+W^- \to H$ [23]. Para masas grandes del Higgs, este mecanismo se vuelve competitivo a la fusión de gluones; para masas intermedias la sección eficaz es menor pero sin embargo muy importante para la búsqueda de los bosones ligeros de Higgs con una razón reducida de señales de fondo y para explorar también sus propiedades [46].

Para masas grandes, los dos bosones electrodébiles W, Z que forman el bosón de Higgs son pre-

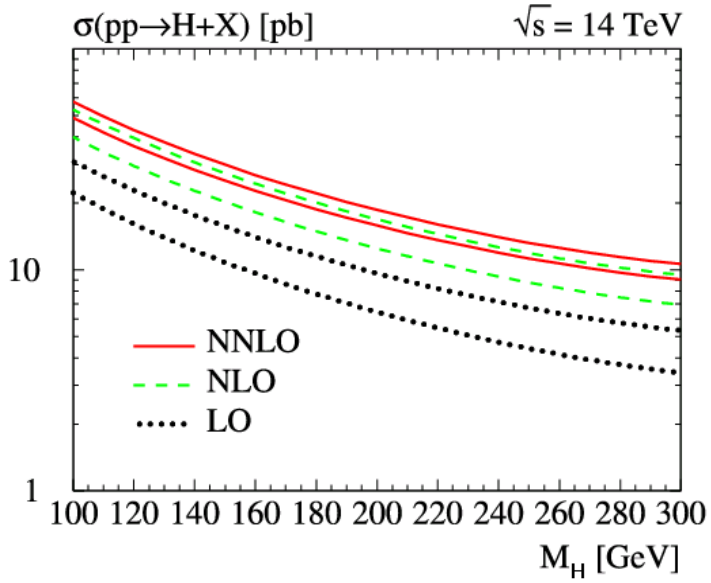

Figura 2.9: *La sección eficaz de la fusión de gluones $\sigma(pp \to H + X)$ en el LHC con energía del c.m. $\sqrt{s} = 14$ TeV a LO, NLO y NNLO. El tamaño de las bandas de error está determinado por la variación de las escalas de factorización y renormalización entre $M_H/2$ y $2M_H$. La primera referencia en [44].*

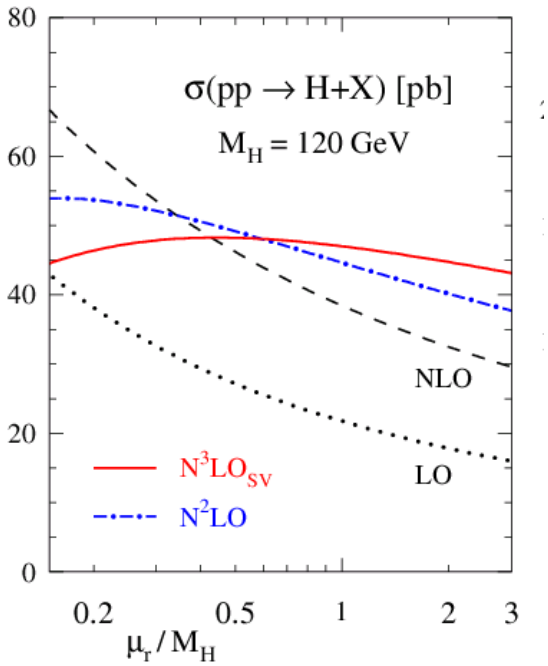

Figura 2.10: *La dependencia en la escala de renormalización de la sección eficaz de la fusión del gluón $\sigma(pp \to H + X)$ en el LHC con energía del c.m. $\sqrt{s} = 14$ TeV a LO, NLO, NNLO y la aproximación suave/virtual a N^3LO; de Ref. [45].*

dominantemente longitudinalmente polarizados. A energías altas, el espectro de partículas equivalente de los bosones longitudinales W, Z en haces de quark están dados por

$$f_L^W(x) = \frac{G_F M_W^2}{2\sqrt{2}\pi^2} \frac{1-x}{x} \tag{2.26}$$

$$f_L^Z(x) = \frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi^2} \left[(I_3^q - 2e_q \sin^2\theta_W)^2 + (I_3^q)^2 \right] \frac{1-x}{x} ,$$

donde x es la fracción de la energía transferida del quark al bosón W, Z en el proceso de escisión (splitting) $q \to q + W/Z$. De este espectro de partículas, las luminosidades de WW y ZZ pueden fácilmente ser derivadas:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{L}^{WW}}{d\tau_W} &= \frac{G_F^2 M_W^4}{8\pi^4}\left[2 - \frac{2}{\tau_W} - \frac{1+\tau_W}{\tau_W}\log\tau_W\right] \\ \frac{d\mathcal{L}^{ZZ}}{d\tau_Z} &= \frac{G_F^2 M_Z^4}{8\pi^4}\left[(I_3^q - 2e_q \sin^2\theta_W)^2 + (I_3^q)^2\right]\left[(I_3^{q'} - 2e_{q'}\sin^2\theta_W)^2 + (I_3^{q'})^2\right] \\ &\quad \times\left[2 - \frac{2}{\tau_Z} - \frac{1+\tau_Z}{\tau_Z}\log\tau_Z\right] \end{aligned} \tag{2.27}$$

con la variable de Drell–Yan definida como $\tau_V = M_{VV}^2/s$. La sección eficaz para la producción de Higgs en colisiones de quark–quark está dada por la convolución de las secciones eficaces de partones $WW, ZZ \to H$ con luminosidades:

$$\hat{\sigma}(qq \to qqH) = \frac{d\mathcal{L}^{VV}}{d\tau_V}\sqrt{2}\pi G_F \, . \tag{2.28}$$

La sección eficaz hadrónica se obtiene finalmente al sumar la seccion eficaz del partón (2.28) sobre el flujo de todos las posibles pares de combinaciones de quark–quark y antiquark.

Ya que al orden más bajo los remanentes del protón son singletes de color en los procesos de fusión de WW, ZZ, no habrá intercambio de color entre las dos líneas de quarks de las cuales los dos bosones vectoriales son radiados. Como resultado, las correcciones dominantes de QCD a estos procesos ya están tomadas en cuenta por las correcciones a las densidades partónicas de los quarks.

La sección eficaz de la fusión de WW/ZZ para el bosón de Higgs en el LHC se muestra en la Fig. 2.11. El proceso es aparentemente muy importante para la búsqueda del bosón de Higgs en el rango superior de la masa, donde la sección eficaz se aproxima a valores cercanos a la fusión de gluones. Para masas intermedias, se acerca más, dentro de un orden de magnitud, a la sección eficaz dominante de fusión–gluón.

(c) Emisión radiativa de Higgs por bosones vectoriales (Higgs-strahlung off vector bosons)

El proceso de radiación de Higgs (Higgs-strahlung) $q\bar{q} \to V^* \to VH$ $(V = W, Z)$ es un mecanismo muy importante (Fig. 2.11) para la búsqueda de bosones de Higgs ligeros en los colisionadores hadrónicos Tevatron y LHC. Aunque la sección eficaz es menor que la de fusión del gluón, los decaimientos leptónicos de los bosones vectoriales electrodébiles son útiles para filtrar eventos de señales de Higgs de el enorme fondo. Como el mecanismo dinámico es el mismo que para los colisionadores e^+e^- [*ver más adelante*], excepto para el doblamiento con las densidades quark–antiquark, los pasos intermedios del cálculo no necesitan ser mencionados aquí, y simplemente se registran en la Fig. 2.11 los valores finales de las secciones eficaces para el Tevatron y el LHC.

(d) Higgs bremsstrahlung emitido por quarks top

También el proceso $gg, q\bar{q} \to t\bar{t}H$ es relevante sólo para masas pequeñas del Higgs, Fig. 2.11. La expresión analítica para la sección eficaz del partón, incluso al orden más bajo, es bastante complicada, de manera que sólo se muestran los resultados finales para las secciones eficaces del LHC en la Fig. 2.11. Correcciones a más alto orden han sido presentadas en la Ref. [47]. Separar las señales de este canal de las señales de fondo es experimentalmente muy difícil.

Sin embargo, el Higgs-bremsstrahlung emitido por quarks top podría ser también un proceso interesante para las mediciones del acoplamiento fundamental de Yukawa Htt en análisis coherentes de

LHC/LC. La sección eficaz $\sigma(pp \to t\bar{t}H)$ es directamente proporcional al cuadrado de este acoplamiento fundamental.

Resumen

Una visión general de las secciones eficaces de producción para las partículas de Higgs en el LHC es presentada en la Fig. 2.11. Tres tipos de canales pueden distinguirse. La fusión de gluón de las partículas de Higgs es un proceso universal, dominante sobre el rango entero de masas de Higgs del SM. La emisión radiativa de Higgs por bosones electrodébiles W, Z o quarks top es prominente para bosones de Higgs ligeros. El canal de fusión de WW/ZZ, en contraste, se vuelve cada vez más importante en la parte superior del rango de masas del Higgs del SM, aunque también prueba ser útil en el rango intermedio de masa.

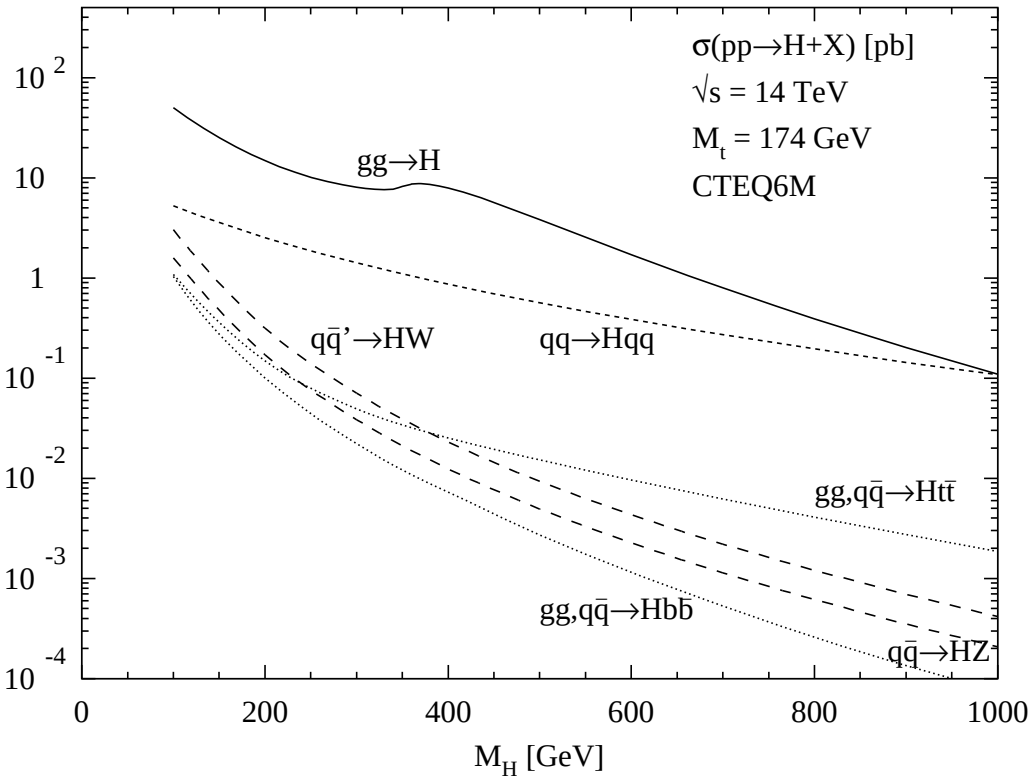

Figura 2.11: *Las secciones eficaces de la producción de Higgs en el LHC para los varios mecanismos de producción como funciones de la masa del Higgs. Se muestran los resultados con correcciones completas de QCD para la fusión de gluones $gg \to H$, para la fusión de bosones vectoriales $qq \to VVqq \to Hqq$, el bremsstrahlung del bosón vectorial $q\bar{q} \to V^* \to HV$ y la producción asociada $gg, q\bar{q} \to Ht\bar{t}, Hb\bar{b}$.*

Las señales para la búsqueda de partículas de Higgs son dictadas por las razones de desintegración de decaimiento (decay branching ratios). El la parte inferior del rango de masas intermedio, la reconstrucción de resonancias en estados finales $\gamma\gamma$ y $b\bar{b}$ de jets puede ser explotada. En la parte superior del rango intermedio de masas, los decaimientos a ZZ^* y WW^* son importantes, con los dos bosones electrodébiles decayendo leptónicamente. En el rango de masas por arriba del umbral del decaimiento dentro de la capa de masa del ZZ, los decaimientos a leptones cargados $H \to ZZ \to 4\ell^{\pm}$ proporcionan señales muy valiosas. En el límite superior del rango clásico de masas de Higgs del SM, decaimientos a neutrinos y jets, generados en los decaimientos de W y Z, completan las técnicas de búsqueda.

Las expectativas experimentales en el LHC para la búsqueda de la partícula de Higgs del Modelo Estándar se resumen en la Fig. 2.12. La relevancia de la señal del Higgs se muestra como función de

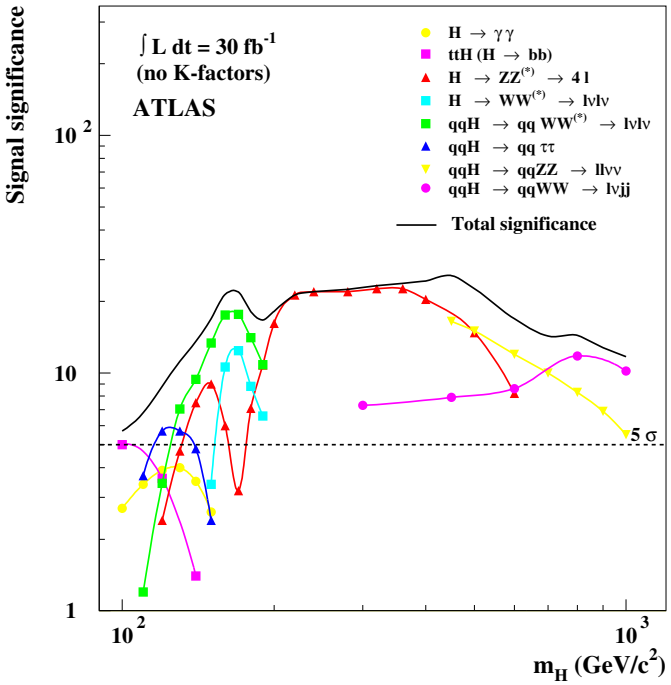

Figura 2.12: *Relevancia significativa devarios canales en la búsqueda del bosón de Higgs del SM en el LHC como función de la masa para una luminosidad integrada de 30* fb^{-1}*; Ref.[13, 14].*

la masa del Higgs para una luminosidad integrada de 30 fb^{-1}. El intervalo completo de masas para la búsqueda del bosón de Higgs del ME puede ser cubierto en el LHC.

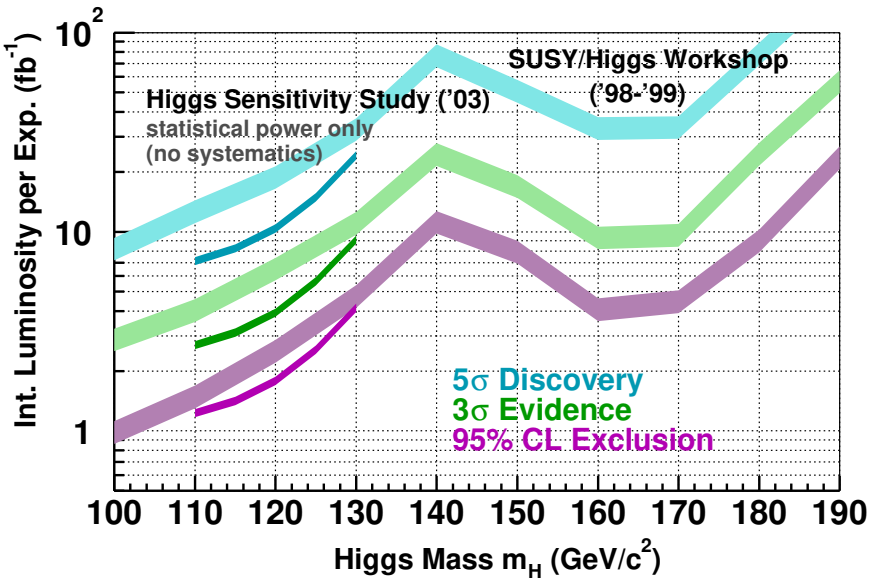

Figura 2.13: *Luminosidades integradas necesarias para excluir o para decubrir el bosón de Higgs del SM en el Tevatron; Ref.[12].*

Las expectativas para la búsqueda del bosón de Higgs del ME en el Tevatron están resumidas en la Fig. 2.13. El bosón de Higgs del ME puede quedar excluido a un nivel de 2σ en todo el intervalo intermedio de masas. Descubrir la partícula, incluso en intervalos restringidos de masa, es una tarea muy exigente que requiere de la acumulación de una luminosidad integrada grande.

2.4 Canales de Producción de Higgs en colisionadores e^+e^-

El primer proceso que fue usado para buscar directamente los bosones de Higgs sobre un rango de masas grande fue el proceso de Bjorken, $Z \to Z^* H, Z^* \to f\bar{f}$ [48]. Al explorar este canal de producción se excluyeron valores para la masa del bosón de Higgs menores a 65.4 GeV por los experimentos en el LEP1. La búsqueda continuó al revertir los papeles de los bosones Z real y virtual en el continuo e^+e^- en el LEP2.

EL principal mecanismo de producción de los bosones de Higgs en colisiones e^+e^- son

$$\text{Higgs-strahlung} \quad : \quad e^+e^- \to Z^* \to ZH \tag{2.29}$$

$$\text{fusión } WW \quad : \quad e^+e^- \to \bar{\nu}_e\nu_e(WW) \to \bar{\nu}_e\nu_e H \tag{2.30}$$

En Higgs-strahlung [38, 48, 49] el bosón de Higgs es emitido de la línea de bosón Z, mientras que la fusión WW es un proceso de formación de los bosones de Higgs en la colisión de dos bosones W cuasi-reales radiados de los haces del electrón y del positrón [50].

Como es evidente del análisis subsecuente, el LEP2 pudo cubrir el rango de masa del Higgs del SM hata alrededor de 114 GeV [11]. Los colisionadores lineales e^+e^- de alta energía pueden cubrir el rango completo de la masa del Higgs, el rango de masa intermedio lo cubre ya un colisionador de 500 GeV [15], el rango superior de masa se cubrirá en la segunda fase de las máquinas en las cuales se espera alcanzar una energía total de al menos 3 TeV [51].

(a) Higgs-strahlung

La sección eficaz para el Higgs-strahlung puede ser escrita en una forma compacta como

$$\sigma(e^+e^- \to ZH) = \frac{G_F^2 M_Z^4}{96\pi s}\left[v_e^2 + a_e^2\right]\lambda^{1/2}\frac{\lambda + 12M_Z^2/s}{\left[1 - M_Z^2/s\right]^2}\,, \tag{2.31}$$

donde $v_e = -1 + 4\sin^2\theta_W$ y $a_e = -1$ son las cargas Z vector y vector-axial del electrón, y $\lambda = [1 - (M_H + M_Z)^2/s][1 - (M_H - M_Z)^2/s]$ es la función usual de espacio fase de dos partículas. La sección eficaz es del tamaño de $\sigma \sim \alpha_W^2/s$, i.e. de segundo orden en el acoplamiento débil, y se escala en el cuadrado de la energía. Contribuciones a más alto orden a las secciones eficaces están bajo control teórico [52, 53].

Como la sección eficaz se hace cero para energías asintóticas, el proceso de Higgs-strahlung es más útil para la búsqueda de bosones de Higgs en el rango donde la energía del colisionador es del mismo orden que la masa del Higgs, $\sqrt{s} \gtrsim \mathcal{O}(M_H)$. El tamaño de la sección eficaz se ilustra en la Fig. 2.14 para energías $\sqrt{s} = 500$ GeV del colisionador lineal e^+e^- como función de la masa del Higgs. Como la masa Z de retroceso en la reacción de dos cuerpos $e^+e^- \to ZH$ es mono-energética, la masa del bosón de Higgs puede ser reconstruida a partir de la energía del bosón Z, $M_H^2 = s - 2\sqrt{s}E_Z + M_Z^2$, sin la necesidad de analizar el producto de los decaimientos del bosón del Higgs. Para los decaimientos leptónicos del Z, técnicas de pérdida de masa proporcionan una señal muy clara, como se demuestra en la Fig. 2.15.

(b) Fusión WW

También la sección eficaz del proceso de fusión (2.30) puede ser puesta implícitamente en una forma compacta:

$$\sigma(e^+e^- \to \bar{\nu}_e\nu_e H) \quad = \quad \frac{G_F^3 M_W^4}{4\sqrt{2}\pi^3}\int_{\kappa_H}^1\int_x^1 \frac{dx\,dy}{[1 + (y-x)/\kappa_W]^2} f(x,y) \tag{2.32}$$

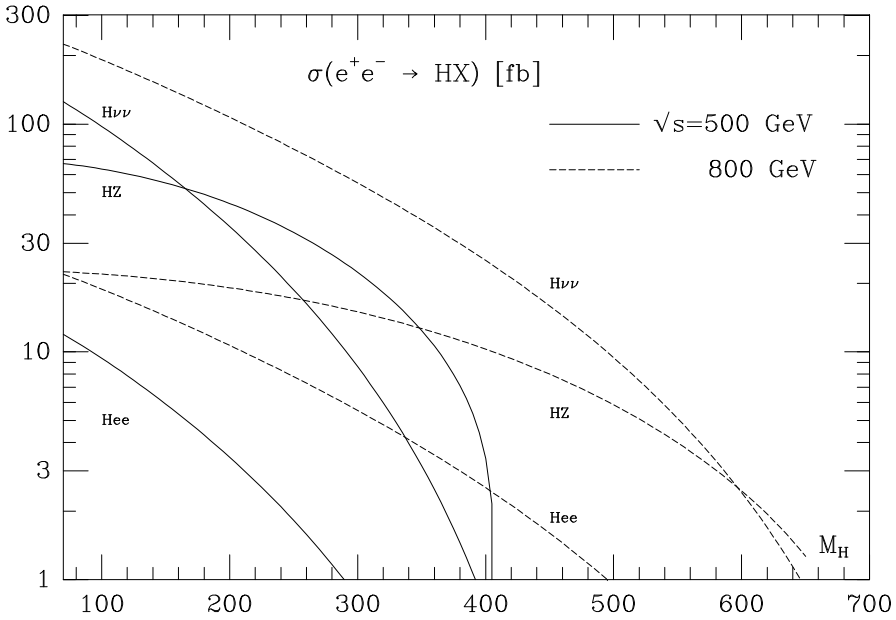

Figura 2.14: *La sección eficaz para la producción de bosones de Higgs del SM en el Higgs-strahlung $e^+e^- \to ZH, WW/ZZ$ y fusión $e^+e^- \to \bar{\nu}_e\nu_e/e^+e^-H$; las curvas sólidas: $\sqrt{s} = 500$ GeV, curvas punteadas: $\sqrt{s} = 800$ GeV.*

$$f(x,y) \;=\; \left(\frac{2x}{y^3} - \frac{1+3x}{y^2} + \frac{2+x}{y} - 1\right)\left[\frac{z}{1+z} - \log(1+z)\right] + \frac{x}{y^3}\frac{z^2(1-y)}{1+z}\,,$$

con $\kappa_H = M_H^2/s$, $\kappa_W = M_W^2/s$ and $z = y(x-\kappa_H)/(\kappa_W x)$.

Dado que el proceso de fusión es un proceso de intercambio del canal-t, el tamaño está establecido por la longitud de onda de Compton de W, suprimida, sin embargo, con respecto al Higgs-strahlung por la tercera potencia del acoplamiento electrodébil, $\sigma \sim \alpha_W^3/M_W^2$. Como resultado, la fusión de W se convierte en el proceso de producción principal para las partículas de Higgs a energías altas. A energías asintóticas la sección eficaz se simplifica a

$$\sigma(e^+e^- \to \bar{\nu}_e\nu_e H) \to \frac{G_F^3 M_W^4}{4\sqrt{2}\pi^3}\left[\log\frac{s}{M_H^2} - 2\right]\,. \tag{2.33}$$

En este límite, la fusión de W a bosones de Higgs puede ser interpretado como un proceso de dos pasos: los bosones W son radiados como partículas cuasi-reales a partir de los electrones y positrones, $e \to \nu W$, con un tiempo de vida del estado dividido del orden de E_W/M_W^2; con la formación subsecuente de los bosones de Higgs en los rayos W que colisionan. Las correcciones electrodébiles de orden más alto están bajo control [53].

En la Fig. 2.14 se compara el tamaño de la sección transversal de fusión con el proceso de Higgs-strahlung. A $\sqrt{s} = 500$ GeV las dos secciones eficaces son del mismo orden, no obstante, el proceso de fusión se vuelve cada vez más importante con el incremento en la energía.

2.5 El Perfil del Higgs en el ME

Para establecer experimentalmente el mecanismo de Higgs, debe explorarse la naturaleza de esta partícula midiendo todas sus características, su masa y tiempo de vida, los números cuánticos externos espín-paridad, los acoplamientos a los bosones de norma y fermiones, y por último pero no menos importante,

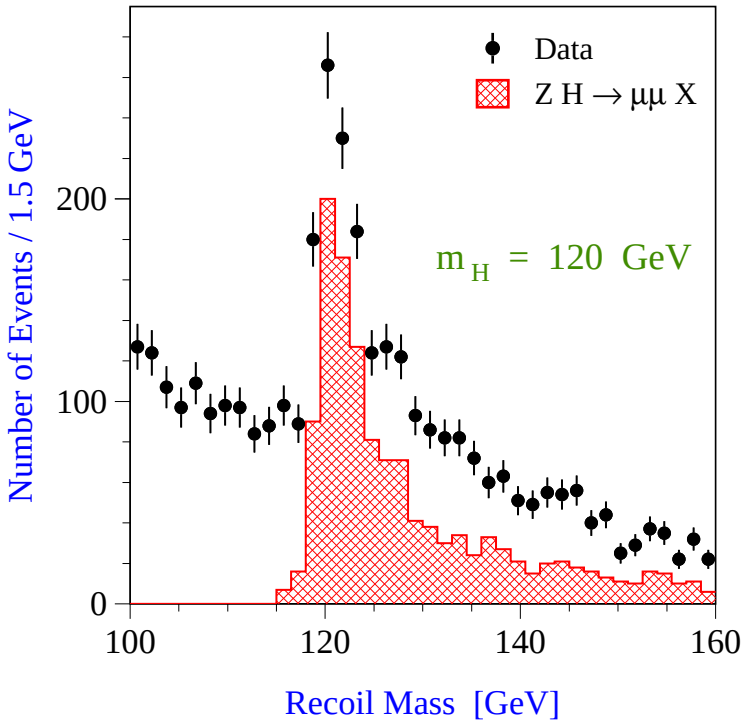

Figura 2.15: *La distribución de masa de retroceso $\mu^+\mu^-$ en el proceso $e^+e^- \to H^0Z \to X\mu^+\mu^-$ para $M_H = 120$ GeV y $\int \mathcal{L} = 500 fb^{-1}$ a $\sqrt{s} = 350$ GeV. Los puntos con barra de error son simulaciones de Monte Carlo de la señal de Higgs y señales de fondo. EL histograma sombreado representa sólo la señal. Ref. [15].*

los auto-acoplamientos del Higgs. Mientras que parte de este programa puede ser realizado en LHC [13, 54], el perfil completo de la partícula puede ser reconstruido a través de todo el rango de masa en colisionadores e^+e^- [15].

(a) Masa

La masa de la partícula de Higgs puede ser medida juntando los productos de decaimiento de la partícula en colisionadores de hadrones y de e^+e^-. Valores al nivel del dos por mil pueden ser alcanzados con éste método en LHC [13, 14]. Más aún, en colisiones e^+e^- el Higgs-strahlung puede ser explotado para reconstruir muy precisamente la masa a partir de la energía de retroceso del Z en los procesos de dos cuerpos $e^+e^- \to ZH$. Se puede esperar una precisión total de $\delta M_H \sim 100$ MeV [15].

(b) Anchura / Tiempo de vida

La anchura del estado, i.e. el tiempo de vida de la partícula, puede directamente ser medido por arriba del umbral de decaimiento de ZZ donde la anchura crece rápidamente. En la parte inferior del rango intermedio de masa el ancho puede ser medido indirectamente [13–15] combinando la razón de desintegración $H \to WW$ con la medida del ancho parcial del WW, accesible a través de la sección eficaz para la fusión del bosón W: $\Gamma_{tot} = \Gamma_{WW}/BR_{WW}$. Por lo tanto, la anchura total para la partícula de Higgs puede ser determinado a través de todo el rango de masa cuando los resultados del LHC y los colisionadores e^+e^- puedan ser combinados.

(c) Espín-paridad

1. El espín cero de la partícula de Higgs puede ser determinado por la distribución isotrópica de los

productos del decaimientos [55, 56]. Más aún, la paridad puede medirse al observar las correlaciones de espín de los productos del decaimiento. De acuerdo con el teorema de equivalencia, los ángulos azimutales de los planos de decaimiento en $H \to ZZ \to (\mu^+\mu^-)(\mu^+\mu^-)$ están asintóticamente descorrelacionados, $d\Gamma^+/d\phi_* \to 0$, para una partícula 0^+; esto deberá ser contrastado con $d\Gamma^-/d\phi_* \to 1 - \frac{1}{4}\cos 2\phi_*$ para la distribución del ángulo azimutal entre los planos de decaimiento de una partícula 0^-. La diferencia entre las distribuciones angulares es una consecuencia de los diferentes estados de polarización de los bosones vectoriales en los dos casos. Mientras se aproximan a los estados de polarización longitudinal para los decaimientos del Higgs escalar, están transversalmente polarizados para los decaimientos de la partícula pseudoescalar.

En el intervalo bajo de masas, en el cual los decaimientos del Higgs a pares de bosón Z están suprimidos, la distribución angular azimutal entre los jets de quarks que acompañan en la fusión WW puede ser explotada para medir la paridad [57]. Mientras los jets esten cercanamente descorrelacionados para la producción del bosón de Higgs en el Modelo Estándar, la correlación es de carácter oscilatorio marcadamente diferente para la producción de una partícula pseudoescalar [*i.e.* $\mathcal{CP} - non$] los jets apuntando preferentemente en direcciones perpendiculares una de la otra.

2. La distribución angular de los bosones Z/H en el proceso de Higgs-strahlung es sensible al espín y paridad de la partícula de Higgs [58]. Como la amplitud de producción está dada por $\mathcal{A}(0^+) \sim \vec{\epsilon}_{Z^*} \cdot \vec{\epsilon}_Z$, el bosón Z es producido en un estado de polarización longitudinal a energías altas – en concordancia con el teorema de equivalencia. Como resultado, la distribución angular

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \sim \sin^2\theta + \frac{8M_Z^2}{\lambda s} \tag{2.34}$$

se aproxima a la ley para espín cero $\sin^2\theta$ asintóticamente. Esto puede ser contrastado con la distribución $\sim 1 + \cos^2\theta$ para estados de paridad negativa, la cual viene de amplitudes de polarización transversal $\mathcal{A}(0^-) \sim \vec{\epsilon}_{Z^*} \times \vec{\epsilon}_Z \cdot \vec{k}_Z$. Es también característicamente diferente de la distribución del proceso de fondo $e^+e^- \to ZZ$, el cual, como resultado del intercambio de e en los canales t/u, tiene un pico estrecho en la dirección adelante/atrás, Fig. 2.16 izquierda.

Un método diferente para determinar el espín del bosón de Higgs es porporcionado por la exploración del inicio de la curva de excitación en el Higgs-strahlung [59] $e^+e^- \to ZH$. Para el espín del Higgs $S_H = 0$ la curva de excitación se levanta abruptamente en el umbral $\sim \sqrt{s - (M_H + M_Z)^2}$. Esta conducta es claramente diferente de las excitaciones de espín más altas, las cuales se elevan con una potencia > 1 en el factor de umbral. Una ambigüedad para estados con espín/paridad 1^+ y 2^+ puede ser resuelta evaluando también la distrubución angular del Higgs y el bosón Z en el proceso Higgs-strahlung. La precisión experimental será suficiente para discriminar la asignación del espín-0 al bosón de Higgs de otras asignaciones, como se muestra en la Fig. 2.16 derecha.

(d) Acoplamientos del Higgs

Dado que las partículas fundamentales adquieren masa a través de la interacción con el campo de Higgs, la intensidad de los acoplamientos del Higgs a fermiones y bosones de norma está establecida por las masas de las partículas. Será una tarea experimental crucial medir estos acoplamientos, los cuales son predichos unívocamente por la naturaleza misma del mecanismo de Higgs.

1. En el LHC sólo las razones de los acoplamientos de Higgs pueden ser determinadas de forma independiente del modelo en el intervalo intermedio de masa. Debido a que únicamente puede ser medido el producto $\sigma_i \cdot BR_f \sim \Gamma_i\Gamma_f/\Gamma_{tot}$, los anchos parciales $\Gamma_{i,f}$ pueden ser reescalados y las variaciones balanceadas en Γ_{tot} por los canales de decaimiento no identificados. La precisión esperada para las razones de varios canales se muestra en Fig. 2.17 [61]. Aparentemente se puede obtener en el LHC una primera

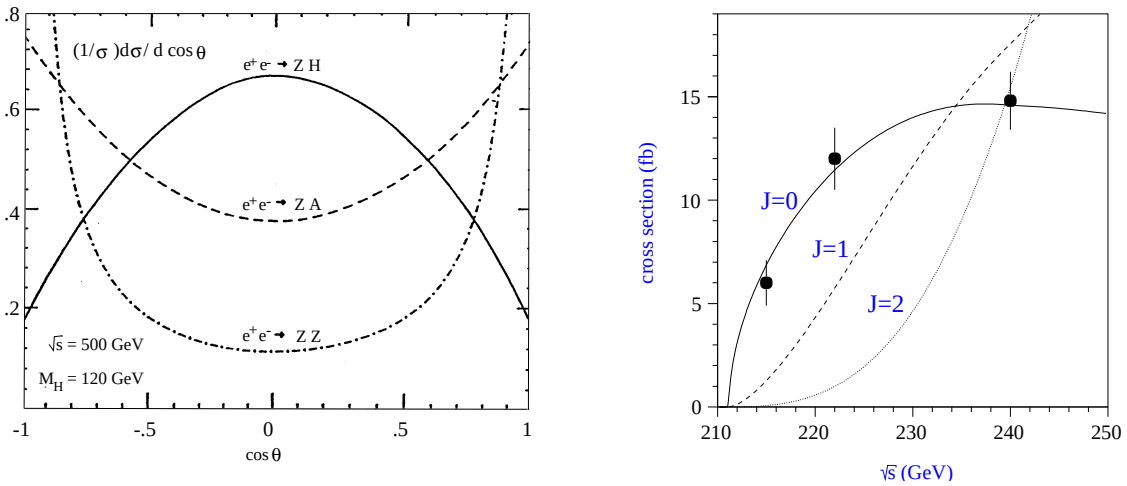

Figura 2.16: *Izquierda: Distribución angular de los bosones Z/H en el Higgs-strahlung, comparada con la producción de partículas pseudo-escalares y los estados finales de fondo ZZ; Ref. [58]. Derecha: Umbral de excitación del Higgs-strahlung que discrimina el spin=0 de otras asignaciones, Ref. [59, 60].*

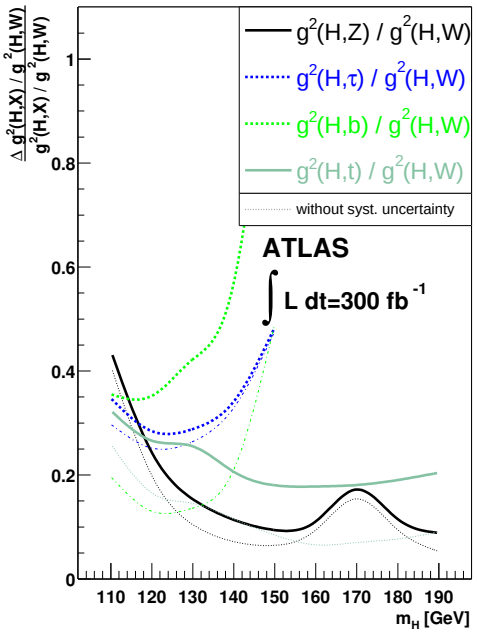

Figura 2.17: *Las exactitudes esperadas en las mediciones de las razones de los acoplamientos del Higgs en el LHC. Ref. [61].*

visión de la regla fundamental

$$g_i/g_j = m_i/m_j \tag{2.35}$$

para varias partículas $i, j = W, Z, \tau, etc.$

2. En los colisionadores e^+e^- puede ser medido el valor absoluto de los acoplamientos del Higgs de forma independiente del modelo y con una alta precisión.

Los acoplamientos del Higgs a bosones de norma masivos pueden ser determinados de la seccio-

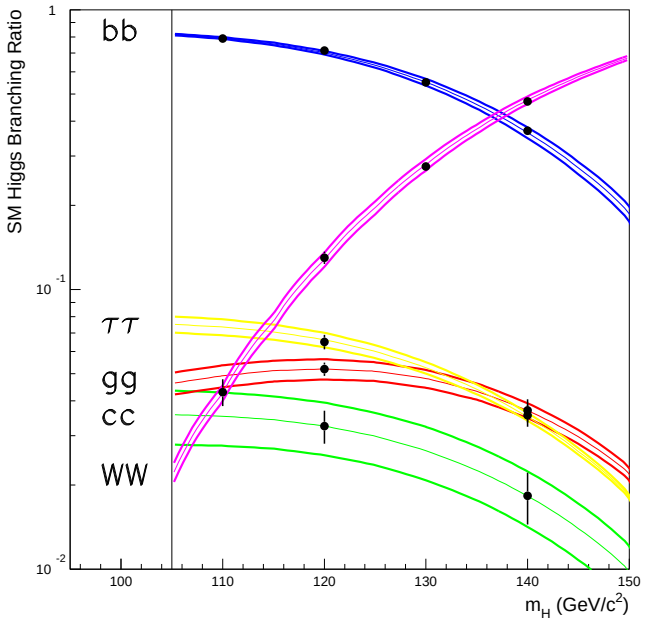

Figura 2.18: *Las razones de decaimiento del bosón de Higgs predichas por el SM. Los puntos con barras de error muestran la precisión experimental esperada, mientras que las líneas muestran la incertidumbre estimada en las predicciones del SM. Ref. [15].*

nes eficaces de producción en el Higgs-strahlung y la fusión WW, ZZ, con una precisión esperada al nivel porcentual. Para bosones de Higgs suficientemente pesados los anchos de decaimiento pueden ser explotados para determinar los acoplamientos a bosones de norma electrodébiles. Para acoplamientos del Higgs a fermiones, las razones de desintegración $H \to b\bar{b}, c\bar{c}, \tau^+\tau^-$ pueden ser usadas en la parte inferior del rango intermedio de masa, cf. Fig. 2.18; estas observables permiten la medición directa de los acoplamientos de Yukawa del Higgs.

Un acoplamiento particularmente interesante es el del Higgs a quarks top. Dado que el quark top es por mucho el fermión más pesado del Modelo Estándar, las irregularidades en la representación estándar del rompimiento de la simetría electrodébil a través de un campo fundamental de Higgs pueden ser aparentes primero en este acoplamiento. Por lo tanto, el acoplamiento de Yukawa Htt podría eventualmente proveer claves esenciales de la naturaleza del mecanismo de rompimiento de las simetrías electrodébiles.

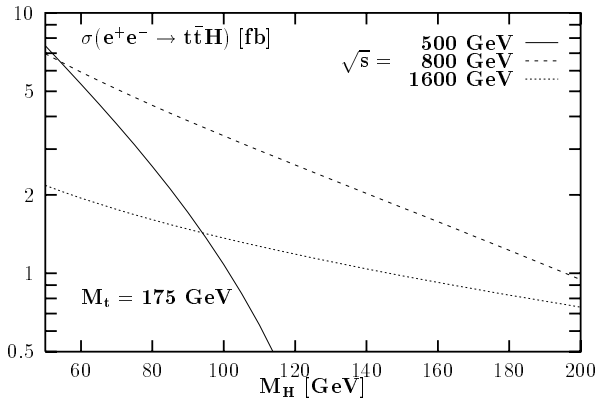

Figura 2.19: *La sección eficaz para el bremsstrahlung de bosones de Higgs del SM procedentes de quarks top en los procesos de Yukawa $e^+e^- \to t\bar{t}H$. [La amplitud para radiación procedente de la línea intermedia del bosón Z es pequeña.] Ref. [62].*

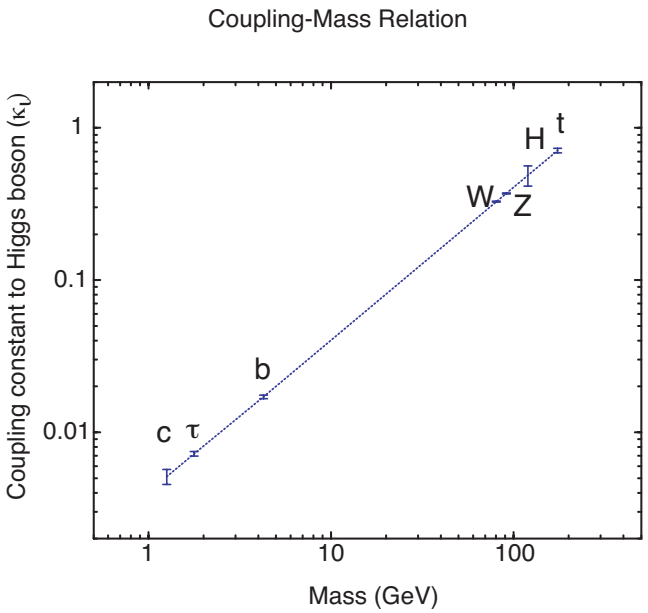

Figura 2.20: *Las constantes de acoplamiento normalizadas predichas para el bosón de higgs del SM con los fermiones pesados del SM y con los bosones vectoriales asícomo con el mismo bosón de Higgs como función de la correspondiente masa de la partícula del SM. Los puntos con barras de error muestran la precisión experimental esperada, mientras que las líneas muestran el crecimiento lineal de los acoplamientos con las masas correspondientes. Ref. [64].*

Los lazos del top mediando los procesos de producción $gg \to H$ y $\gamma\gamma \to H$ (y los correspondientes canales de decaimiento) dan lugar a secciones eficaces y anchos parciales, los cuales son proporcionales a la raíz cuadrada de los acoplamientos de Yukawa del Higgs–top. Este acoplamiento de Yukawa puede ser medido directamente, para la parte inferior del rango intermedio de masa, en los procesos de bremsstrahlung $pp \to t\bar{t}H$ y $e^+e^- \to t\bar{t}H$ [62]. El bosón de Higgs es radiado, exclusivamente en el primer proceso, en el segundo proceso predominantemente, de los quarks top pesados. Aún cuando estos experimentos son difíciles debido a que las secciones eficaces son pequeñas [cf. Fig. 2.19 para colisionadores e^+e^-] y a la compleja topología del estado final $b\bar{b}b\bar{b}W^+W^-$, este proceso es una herramienta importante para explorar el mecanismo de rompimiento de la simetría electrodébil. Para masas grandes del Higgs por arriba del umbral $t\bar{t}$, el canal de decaimiento $H \to t\bar{t}$ puede ser estudiado; en colisiones e^+e^- la sección eficaz de $e^+e^- \to t\bar{t}Z$ aumenta a través de la reacción $e^+e^- \to ZH(\to t\bar{t})$ [63]. El intercambio de Higgs entre quarks $t\bar{t}$ afecta también la curva de excitación cerca del umbral a un nivel de unos cuantos por ciento.

Las precisiones esperadas para algunos de los acoplamientos están reunidas en la Tabla 2.2. El incremento lineal de los acoplamientos del Higgs con las masas de las partículas es claramente visible en la Fig. 2.20 en la cual la pendiente esta unívocamente predicha dentro del Modelo Estándar. La mezcla del bosón de Higgs con otras partículas escalares, como radiones, puede cambiar estos acoplamientos de forma universal. Es por esto necesario hacer un escrutinio no sólo de la dependencia en la masa sino también del valor absoluto de los acoplamientos.

(e) Auto-acoplamientos del Higgs

El mecanismo de Higgs, basado en un valor diferente de cero del campo de Higgs en el vacío, debe finalmente ponerse de manifiesto experimentalmente por la reconstrucción del potencial de interacción que genera el campo diferente de cero en el vacío. Este programa puede llevarse a cabo midiendo la intensidad de los auto-acoplamientos trilineales y cuárticos de las partículas de Higgs:

$$g_{H^3} = 3\sqrt{\sqrt{2}G_F}M_H^2 \tag{2.36}$$

Coupling	$M_H = 120$ GeV	140 GeV
g_{HWW}	± 0.012	± 0.020
g_{HZZ}	± 0.012	± 0.013
g_{Htt}	± 0.030	± 0.061
g_{Hbb}	± 0.022	± 0.022
g_{Hcc}	± 0.037	± 0.102
$g_{H\tau\tau}$	± 0.033	± 0.048

Tabla 2.2: Las precisiones relativas en los acoplamientos de Higgs suponiendo $\int \mathcal{L} = 500$ fb^{-1}, $\sqrt{s} = 500$ GeV ($\int \mathcal{L} = 1$ ab^{-1}, $\sqrt{s} = 800$ GeV para g_{Htt}).

$$g_{H^4} \quad = \quad 3\sqrt{2} G_F M_H^2 \; . \tag{2.37}$$

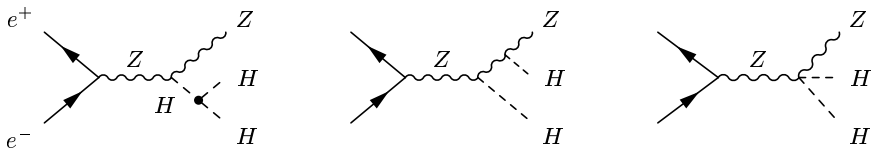

Figura 2.21: *Generic diagrams contributing to the double Higgs-strahlung process $e^+e^- \to ZHH$.*

Esta es una tarea difícil ya que los procesos a ser explotados están suprimidos por acoplamientos y espacio fase pequeños. En el LHC parece no ser posible determinar los auto-acoplamientos, no obstante, se tiene alguna esperanza para la versión de alta luminosidad VLHC. Sin embargo este problema puede resolverse para el acoplamiento trilineal g_{H^3} en la fase de alta energía en colisionadores lineales e^+e^- para luminosidades suficientemente altas [65]. La reacción más conveniente en los colisionadores e^+e^- para la medida de los acoplamientos trilineales de las masas del Higgs en el rango de masas preferido teóricamente $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$, es el proceso doble de Higgs-strahlung

$$e^+e^- \to ZH \to ZHH \tag{2.38}$$

en el cual, entre otros mecanismos, el estado final de dos Higgs es generado por el intercambio de una partícula de Higgs virtual, de modo que este proceso es sensible al acoplamiento trilineal HHH en el potencial de Higgs, Fig. 2.21. Como la sección eficaz es sólo una fracción de 1 fb, es necesaria una luminosidad integrada de ~ 1 ab^{-1} para aislar los eventos en colisionadores lineales. Si se combina con mediciones de procesos de fusión doble del Higgs

$$e^+e^- \to \bar{\nu}\nu H^* \to \bar{\nu}\nu HH \tag{2.39}$$

se pueden esperar precisiones experimentales cercanas al 12 % [66]. El acoplamiento cuártico H^4 parece ser accesible sólo a través de efectos de lazos en un futuro próximo.

Para resumir: *Los elementos esenciales del mecanismo de Higgs pueden establecerse experimentalmente en el LHC y colisionadores lineales e^+e^- a TeV.*

3 El Bosón de Higgs en Teorías Supersimétricas

1. Argumentos profundamente arraigados en el sector de Higgs juegan un papel importante en la introducción de la supersimetría como una simetría fundamental de la naturaleza [16]. Esta es la única

simetría que correlaciona los grados de libertad bosónicos y fermiónicos, cf. Ref.[67].

(a) La cancelación entre las contribuciones bosónicas y fermiónicas a las correcciones radiativas de las masas de los Higgs ligeros en teorías supersimétricas proveé una solución al problema de la jerarquía en el Modelo Estándar. Si el Modelo Estándar se encastra en una teoría de gran unificación, la gran brecha entre la escala alta de gran unificación y la escala baja del rompimiento de la simetría electrodébil se puede estabilizar de modo natural en teorías con simetrías bosón–fermión [17, 68]. Denotando la masa desnuda del Higgs por $M^2_{H,0}$, las correcciones radiativas debidas a los lazos de bosón vectorial en el Modelo Estándar por $\delta M^2_{H,V}$, y a las contribuciones de los gauginos, los compañeros supersimétricos fermiónicos, por $\delta M^2_{\tilde{H},\tilde{V}}$, la masa física del Higgs está dada por la suma $M^2_H = M^2_{H,0} + \delta M^2_{H,V} + \delta M^2_{\tilde{H},\tilde{V}}$. La corrección del bosón vectorial es cuadráticamente divergente, $\delta M^2_{H,V} \sim \alpha[\Lambda^2 - M^2]$, de tal manera que para una escala de corte $\Lambda \sim \Lambda_{GUT}$ será necesario un ajuste fino extremo entre la masa desnuda intrínseca y las fluctuaciones cuánticas radiativas para generar la masa del Higgs del orden de M_W. Sin embargo, debido al principio de Pauli, las contribuciones del gaugino fermiónico adicional en teorías supersimétricas son justo del signo opuesto, $\delta M^2_{\tilde{H},\tilde{V}} \sim -\alpha[\Lambda^2 - \tilde{M}^2]$, de manera tal que los términos divergentes se cancelan entre sí[2]. Como $\delta M^2_H \sim \alpha[\tilde{M}^2 - M^2]$, se evita cualquier ajuste fino para masas de las partículas supersimétricas $\tilde{M} \lesssim \mathcal{O}(1\text{ TeV})$. Así, dentro de este esquema de simetría el sector de Higgs es estable en el rango de bajas energías $M_H \sim M_W$ incluso en el contexto de escalas de alta energía de GUT. Este mecanismo conduce de manera natural a la supersimetría de bajas energías.

(b) El concepto de supersimetría está apoyado fuertemente por la exitosa predicción del ángulo de mezcla electrodébil obtenido en la versión mínima de esta teoría [18]. El espectro extendido de partículas lleva a la evolución del ángulo de mezcla electrodébil del valor de GUT de 3/8 hasta $\sin^2\theta_W = 0.2336 \pm 0.0017$ a bajas energías, donde el error incluye contribuciones desconocidas de umbral en las escalas de baja y alta masa supersimétrica. La predicción coincide con la medida experimental $\sin^2\theta^{exp}_W = 0.23120 \pm 0.00016$ dentro de una incertibumbre teórica menor al 2 por mil.

(c) Es conceptualmente muy interesante la interpretación del mecanismo de Higgs en las teorías supersimétricas como un efecto cuántico [69]. El rompimiento de la simetría electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y$ puede inducirse radiativamente mientras se conservan la simetría de norma electromagnética $U(1)_{EM}$ y la simetría de norma de color $SU(3)_C$ para masas del quark–top entre 150 y 200 GeV. Iniciando con un conjunto de masas escalares universales a la escala de GUT, el parámetro de la masa al cuadrado del sector de Higgs toma valores negativos a la escala electrodébil, mientras que las masas al cuadrado de los sleptones y squarks se mantienen positivas.

2. El sector de Higgs de las teorías supersimétricas difiere del Modelo Estándard en muchos aspectos [19]. Para preservar la supersimetría y la invariancia de norma, se deben introducir al menos dos campos iso-dobletes, dejándonos con un espectro de cinco o más partículas de Higgs físicas. En la extensión supersimétrica mínima del Modelo Estándar (MSSM) las auto-interacciones del Higgs son generadas por la acción del campo de norma–escalar, de manera tal que los acoplamientos cuárticos están relacionados a los acoplamientos de norma en este escenario. Después de incluir correcciones radiativas esto lleva a límites fuertes [20] para la masa del bosón de Higgs más ligero, que debe ser menor que aproximadamente 140 GeV. Si se supone que el sistema se mantiene débilmente interactuante hasta escalas del orden de GUT o escala de Planck, la masa se mantiene pequeña, por razones muy parecidas a las encontradas en el Modelo Estándar, incluso en teorías supersimétricas más complejas que involucran campos de Higgs e interacciones de Yukawa adicionales. Las masas de los bosones de Higgs pesados se espera que estén dentro del rango de la escala de rompimiento de la simetría electrodébil hasta un orden de 1 TeV.

[2] Las diferentes estadísticas para bosones y fermiones son suficientes para obtener la cancelación de las divergencias; sin embargo no son necesarias. Las relaciones de simetría entre los acoplamientos, como se dan en Modelos de Higgs Pequeño (Little Higgs Models), también pueden llevar a cancelaciones individualmente entre amplitudes bosón-bosón o fermión-fermión.

3.1 El Sector de Higgs del MSSM

1. El espectro de partículas del MSSM [16] consiste de leptones, quarks y sus compañeros supersimétricos escalares, y partículas de norma, partículas de Higgs y sus compañeros de espín-1/2. Los campos de matería y de fuerzas están acoplados en acciones supersimétricas e invariantes de norma:

$$\begin{aligned} S = S_V + S_\phi + S_W : \qquad S_V &= \tfrac{1}{4}\int d^6 z \hat{W}_\alpha \hat{W}_\alpha \qquad \text{acción de norma (gauge) ,} \\ S_\phi &= \int d^8 z \hat{\phi}^* e^{gV} \hat{\phi} \qquad \text{acción de materia ,} \\ S_W &= \int d^6 z W[\hat{\phi}] \qquad \text{superpotencial .} \end{aligned} \tag{3.1}$$

Descomponiendo los supercampos en sus componentes fermiónicas y bosónicas, e integrando sobre las variables de Grassmann en $z \to x$, se pueden derivar los siguientes Lagrangianos, los cuales describen las interacciones de norma, materia y campos de Higgs:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_V &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \ldots + \frac{1}{2} D^2 \ , \\ \mathcal{L}_\phi &= D_\mu \phi^* D_\mu \phi + \ldots + \frac{g}{2} D |\phi|^2 \ , \\ \mathcal{L}_W &= -\left| \frac{\partial W}{\partial \phi} \right|^2 \ . \end{aligned}$$

El campo D es un campo auxiliar el cual no se propaga en el espacio-tiempo y puede eliminarse aplicando las ecuaciones de movimiento: $D = -\frac{g}{2}|\phi|^2$. Reinsertado en el Lagrangiano, el auto-acoplamiento cuártico del campo escalar de Higgs es generado,

$$\mathcal{L}[\phi^4] = -\frac{g^2}{8} |\phi^2|^2 \ , \tag{3.2}$$

en teorías, como MSSM, en las cuales el superpotencial no genera términos cuárticos. Así, el acoplamiento cuártico de los campos de Higgs está dado, en la teoría supersimétrica mínima, por el cuadrado del acoplamiento de norma. A diferencia del caso del Modelo Estándar, el acoplamiento cuártico no es un parámetro libre. Además, este acoplamiento es débil.

2. Dos campos dobletes de Higgs independientes H_1 y H_2 deben introducirse en el superpotencial:

$$W = -\mu \epsilon_{ij} \hat{H}_1^i \hat{H}_2^j + \epsilon_{ij} [f_1 \hat{H}_1^i \hat{L}^j \hat{R} + f_2 \hat{H}_1^i \hat{Q}^j \hat{D} - f_2' \hat{H}_2^i \hat{Q}^j \hat{U}] \tag{3.3}$$

para proporcionar masa a las partículas de tipo-down (H_1) y a las parículas de tipo-up (H_2). A diferencia del Modelo Estándar, el segundo campo de Higgs no puede ser identificado con el conjugado de carga del primero, ya que W debe ser analítico para preservar la supersimetría. Además, los campos del Higgsino asociados con un sólo campo de Higgs generarían anomalías triangulares; éstas se cancelan si los dos dobletes conjugados se suman, y la invariancia de norma clásica de las interacciones no se destruye a nivel cuántico. Integrando el superpotencial sobre las coordenadas de Grassmann se genera la auto-energía de Higgs supersimétrica $V_0 = |\mu|^2(|H_1|^2 + |H_2|^2)$. El rompimiento de la supersimetría puede ser incorporado en el sector de Higgs al introducir términos de masa bilineales $\mu_{ij} H_i H_j$. Sumados a la parte de la auto-energía supersimétrica H^2 y la parte cuártica H^4 generada por la acción de norma, llevan al siguiente potencial de Higgs

$$V = m_1^2 H_1^{*i} H_1^i + m_2^2 H_2^{*i} H_2^i - m_{12}^2 (\epsilon_{ij} H_1^i H_2^j + hc)$$

$$+\frac{1}{8}(g^2+g'^2)[H_1^{*i}H_1^i - H_2^{*i}H_2^i]^2 + \frac{1}{2}|H_1^{*i}H_2^i|^2 \,. \tag{3.4}$$

El potencial de Higgs incluye tres términos bilineales de masa, mientras que la intensidad del acoplamiento cuártico se determina por los acoplamientos de norma $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ al cuadrado. Los tres términos de masa son parámetros libres.

El potencial desarrolla un mínimo estable para $H_1 \to [v_1, 0]$ y $H_2 \to [v_2, 0]$, si se reunen las siguientes condiciones: $m_1^2 + m_2^2 > 2|m_{12}^2|$ and $m_1^2 m_2^2 < |m_{12}^2|^2$.

Al expander los campos alrededor de los valores del estado base v_1 y v_2,

$$\begin{aligned} H_1^1 &= v_1 + [H^0\cos\alpha - h^0\sin\alpha + iA^0\sin\beta - iG^0\cos\beta]/\sqrt{2} \\ H_1^2 &= H^-\sin\beta - G^-\cos\beta \end{aligned} \tag{3.5}$$

y

$$\begin{aligned} H_2^1 &= H^+\cos\beta + G^+\sin\beta \\ H_2^2 &= v_2 + [H^0\sin\alpha + h^0\cos\alpha + iA^0\cos\beta + iG^0\sin\beta]/\sqrt{2}\,, \end{aligned} \tag{3.6}$$

los eigenestados de masa están dados por los estados neutros h^0, H^0 y A^0, lo cuales son pares e impares bajo transformaciones de $\mathcal{CP}$; y por los estados cargados $H^\pm$; los estados G corresponden a los modos de Goldstone, los cuales son absorbidos por los campos de norma para construir las componenetes longitudinales. Después de introducir los tres parámetros

$$\begin{aligned} M_Z^2 &= \frac{1}{2}(g^2+g'^2)(v_1^2+v_2^2) \\ M_A^2 &= m_{12}^2\frac{v_1^2+v_2^2}{v_1 v_2} \\ \text{tg}\beta &= \frac{v_2}{v_1}\,, \end{aligned} \tag{3.7}$$

la matriz de masa puede descomponerse en tres bloques de 2×2, los cuales son fáciles de diagonalizar:

masa pseudoescalar: M_A^2

masa cargada: $M_\pm^2 = M_A^2 + M_W^2$

masa escalar: $M_{h,H}^2 = \frac{1}{2}\left[M_A^2 + M_Z^2 \mp \sqrt{(M_A^2+M_Z^2)^2 - 4M_A^2 M_Z^2\cos^2 2\beta}\right]$

$$\text{tg}\,2\alpha = \text{tg}\,2\beta\frac{M_A^2+M_Z^2}{M_A^2-M_Z^2} \quad \text{con} \quad -\frac{\pi}{2} < \alpha < 0$$

De las fórmulas de la masa, pueden derivarse dos desigualdades importantes,

$$M_h \leq M_Z, M_A \leq M_H \tag{3.8}$$

$$M_W \leq M_{H^\pm}\,, \tag{3.9}$$

las que, por construcción, son válidas en una aproximación a nivel árbol. Como resultado, se predice que la masa del escalar de Higgs más ligero está acotada por la masa del Z, modulo correcciones radiativas.

Estos límites provienen del hecho de que el acoplamiento cuártico de los campos de Higgs están determinados en el MSSM por el tamaño del acoplamiento de norma al cuadrado.

3. *Correcciones Radiativas en SUSY:* Las relaciones a nivel árbol entre las masas de los Higgs son fuertemente modificadas por correcciones radiativas que involucran el espectro de partículas supersimétricas del sector del top [70]; cf. Ref. [32, 71] para recopilaciones recientes. Estos efectos son proporcionales a la cuarta potencia de la masa del top y al logaritmo de la masa del stop. El origen de estas correcciones son las cancelaciones incompletas entre los lazos del top virtual y del stop, reflejándo el rompimiento de la supersimetría. Más aún, las relaciones de masa son afectadas por la mezcla potencialmente grande entre $\tilde{t}_L$ y $\tilde{t}_R$ debido al acoplamiento de Yukawa del top.

Al orden dominante en M_t^4 las correcciones radiativas se pueden resumir en el parámetro

$$\epsilon = \frac{3G_F}{\sqrt{2}\pi^2}\frac{M_t^4}{\sin^2\beta}\log\frac{\langle M_{\tilde{t}}^2\rangle}{M_t^2} \tag{3.10}$$

con $\langle M_{\tilde{t}}^2\rangle = M_{\tilde{t_1}} M_{\tilde{t_2}}$. En esta aproximación, la masa del Higgs ligero M_h puede expresarse por M_A y tgβ en la siguiente forma compacta:

$$\begin{aligned} M_h^2 &= \frac{1}{2}\left[M_A^2 + M_Z^2 + \epsilon \right. \\ &\quad \left. -\sqrt{(M_A^2 + M_Z^2 + \epsilon)^2 - 4M_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta - 4\epsilon(M_A^2 \sin^2\beta + M_Z^2\cos^2\beta)}\right] \end{aligned}$$

Las masas de los Higgs pesados M_H y $M_{H^\pm}$ se obtienen de las reglas de suma

$$\begin{aligned} M_H^2 &= M_A^2 + M_Z^2 - M_h^2 + \epsilon \\ M_{H^\pm}^2 &= M_A^2 + M_W^2 \ . \end{aligned}$$

Finalmente, el parámetro de mezcla α, el cual diagonaliza la matriz de masa $\mathcal{CP}$-par, está dada por la relación mejorada radiativamente:

$$\mathrm{tg}\,2\alpha = \mathrm{tg}\,2\beta\frac{M_A^2 + M_Z^2}{M_A^2 - M_Z^2 + \epsilon/\cos 2\beta} \ . \tag{3.11}$$

Para masas grandes de A, las masas de las partículas Higgs pesadas coinciden aproximadamente, $M_A \simeq M_H \simeq M_{H^\pm}$, mientras que la masa del Higgs ligero se acerca a un valor asintótico pequeño. El espectro para valores grandes de tgβ es bastante regular: para valores pequeños de M_A uno encuentra que $\{M_h \simeq M_A; M_H \simeq \text{const}\}$ [72]; para valores grandes de M_A se encuentra la relación opuesta $\{M_h \simeq \text{const}, M_H \simeq M_{H^\pm} \simeq M_A\}$, cf. Fig. 3.1 la cual incluye correcciones radiativas.

Mientras los efectos no dominantes de mezcla en las relaciones de masa del Higgs son bastante complicados, el impacto en la cota superior de la masa del Higgs ligero M_h se puede resumir de una forma sencilla:

$$M_h^2 \leq M_Z^2 + \delta M_t^2 + \delta M_X^2 \ . \tag{3.12}$$

La principal contribución dada por el top está relacionada con el parámetro ϵ, mientras la segunda contribución depende del parámetro de mezcla en el sector del top escalar

$$M_t X_t = M_t\left[A_t - \mu\ \mathrm{ctg}\beta\right] \ , \tag{3.13}$$

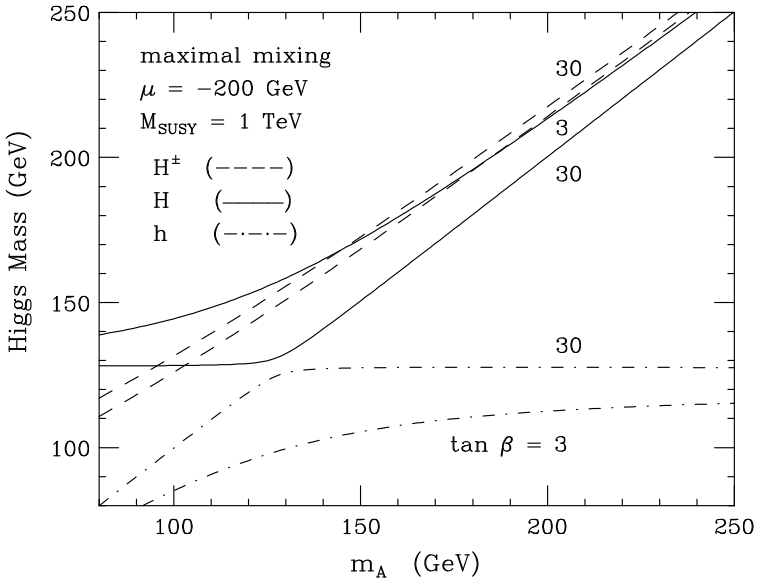

Figura 3.1: *Las masas de los bosones de Higgs del MSSM CP-par y cargados como una función de* m_A *para* $\tan\beta = 3$ *y* 30*, incluyendo correcciones radiativas. Ref. [73].*

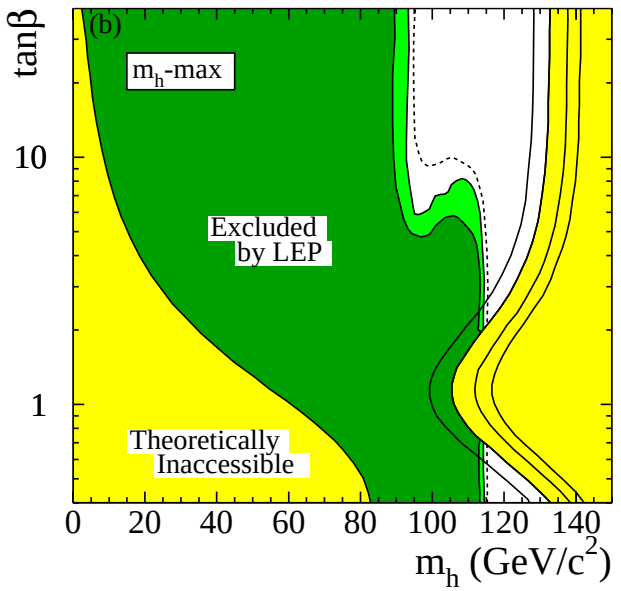

Figura 3.2: *Cotas superiores a la masa del bosón de Higgs ligero como función de* $\mathrm{tg}\,\beta$ *variando la masa del top y la región excluida por las búsquedas negativas en los experimentos del LEP. Ref. [74].*

el cual acopla estados de quiralidad izquierda y derecha en la matriz de masa del stop:

$$M_h^2 \leq M_Z^2 + \frac{3G_F M_t^4}{2\sqrt{2}\pi^2}\left[\log\frac{\langle M_{\tilde{t}}^2\rangle}{M_t^2} + \frac{X_t^2}{\langle M_{\tilde{t}}^2\rangle}\left(1 - \frac{X_t^2}{\langle 12 M_{\tilde{t}}^2\rangle}\right)\right] . \tag{3.14}$$

Contribuciones subdominantes pueden ser reducidas esencialmente a efectos de QCD de orden más alto. Estas contribuciones pueden ser incorporadas efectivamente al interpretar el parámetro de masa del top $M_t \to M_t(\mu_t)$ como la masa $\overline{\mathrm{MS}}$ del top evaluada en la media geométrica entre las masas del top y el stop, $\mu_t^2 = M_t M_{\tilde{t}}$.

Las cotas superiores en la masa del Higgs ligero se muestran en Fig. 3.2 como función de $\mathrm{tg}\,\beta$. Las curvas son el resultado de los cálculos tomando en cuenta los efectos de mezcla. Esto lleva a que la cota superior general para una mezcla máxima está dada por $M_h \lesssim 140$ GeV, incluyendo valores grandes de tgβ. De modo que el sector del Higgs ligero no puede ser completamente cubierto por experimentos del LEP2 debido al incremento que sufre el límite de la masa con la masa del top.

3.2 Acoplamientos de las partículas de Higgs SUSY a las Partículas del SM

El tamaño de los acoplamientos de los Higgs del MSSM con quarks, leptones y bosones de norma es similar al del Modelo Estándar (SM), pero modificado por los ángulos de mezcla α y β. Normalizados a los valores del SM, estos acoplamientos están listados en la Tabla 3.1. El bosón de Higgs pseudoescalar A no se acopla a bosones de norma a nivel árbol, pero el acoplamiento, compatible con la simetría de $\mathcal{CP}$, puede ser generado a nivel de lazos de más alto orden. Los bosones cargados de Higgs se acoplan a los fermiones up y down a través de las amplitudes quirales izquierda y derecha $g_{\pm} = -\left[g_t(1 \mp \gamma_5) + g_b(1 \pm \gamma_5)\right]/\sqrt{2}$ donde $g_{t,b} = (\sqrt{2}G_F)^{1/2} m_{t,b}$.

Φ		g_u^Φ	g_d^Φ	g_V^Φ
SM	H	1	1	1
MSSM	h	$\cos\alpha/\sin\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$	$\sin(\beta-\alpha)$
	H	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$	$\cos(\beta-\alpha)$
	A	$1/\mathrm{tg}\,\beta$	$\mathrm{tg}\,\beta$	0

Tabla 3.1: *Acoplamientos del Higgs a fermiones y bosóns de norma [$V = W, Z$] en el MSSM relativos a los acoplamientos del SM.*

Los acoplamientos modificados incorporan la renormalización debido a correcciones radiativas de SUSY, a primer orden en M_t, si el ángulo de mezcla α está relacionado con β y con M_A a través de la fórmula corregida Eq. (3.11). Para valores grandes de M_A, en la práctica $M_A \gtrsim 200$ GeV, los acoplamientos del bosón de Higgs ligero h a los fermiones y a los bosones de norma se aproximan asintóticamente a los valores del SM. Esta es la esencia del teorema de desacoplamiento en el sector de Higgs [75]: Partículas con masas grandes deben desacoplarse del sistema de partículas ligeras como consecuencia del principio de incertidumbre de la mecánica cuántica. En el mismo límite, el bosón de Higgs pesado H se desacopla de los bosones vectoriales y el acoplamiento a los fermiones tipo up es suprimido por $1/\tan\beta$, mientras que el acoplamiento a los fermiones tipo down es realzado por $\tan\beta$. Así, los acoplamientos de los dos Higgs pesados degenerados A, H son isomorfos en el límite de desacoplamiento.

3.3 Decaimientos de las Partículas de Higgs

El *bosón de Higgs neutro* más ligero h decaerá principalmente a pares de fermiones ya que su masa es menor a ~ 140 GeV, Fig. 3.3a (cf. [76] para un resumen detallado). Este es, en general, también el modo dominante de decaimiento para el bosón pseudoescalar A. Para valores de tgβ mayores a la unidad y para masas menores que ~ 140 GeV, los principales modos de decaimiento de los bosones neutros de Higgs son decaimientos a pares de $b\bar{b}$ y $\tau^+\tau^-$; las razones de desintegración son del orden de $\sim$

$90\,\%$ y $8\,\%$, respectivamente. Los decaimientos a pares de $c\bar{c}$ y gluones están suprimidos, especialmente para valores grandes de tgβ. Para masas grandes de los bosones neutros de Higgs, se abre el canal de decaimiento del top $H, A \to t\bar{t}$; aunque para valores grandes de tgβ este modo permanece suprimido y los bosones neutros de Higgs decaen casi exclusivamente en pares de $b\bar{b}$ y $\tau^+\tau^-$. En contraste con el bosón de Higgs pseudoescalar A, el bosón de Higgs pesado $\mathcal{CP}$-par H puede en principio decaer en los bosones de norma débiles, $H \to WW, ZZ$, si la masa es suficientemente grande. Sin embargo, debido a que los anchos parciales de decaimiento son proporcionales a $\cos^2(\beta - \alpha)$, en general están fuertemente suprimidos, y la señal dorada ZZ del bosón pesado de Higgs en el Modelo Estándar se pierde en la extensión supersimétrica. Como resultado, los anchos totales de los bosones de Higgs son mucho menores en teorías supersimétricas que en el Modelo Estándar.

El bosón de Higgs pesado neutro H puede también decaer en dos bosones de Higgs ligeros. Otros posibles canales son: decaimientos en cascada del Higgs y decaimientos a partículas supersimétricas [77–79], Fig. 3.4. Además de los sfermiones ligeros, los decaimientos del bosón de Higgs a charginos y neutralinos eventuralmente podrían ser importantes. Estos nuevos canales son cinemáticamente accesibles, al menos para los bosones de Higgs pesados H, A and $H^\pm$; de hecho, las razones de decaimiento pueden ser muy grandes e incluso llegar a ser dominantes en algunas regiones del espacio de parámetros del MSSM. Los decaimientos del h a la partícula supersimétrica más ligera (LSP), neutralinos, son también importantes, excediendo el 50 % en algunas partes del espacio de parámetros. Estos decaimientos afectan fuertemente las técnicas de investigación experimentales.

Las *partículas de Higgs cargadas* decaen a fermiones, pero también, si es permitido cinemáticamente, al Higgs neutro más ligero y al bosón W. Abajo de los umbrales de tb y Wh, las partículas de Higgs cargadas decaerán primordialmente a pares $\tau\nu_\tau$ y cs, siendo dominante el primero para tg$\beta > 1$. Para valores grandes de $M_{H^\pm}$, el modo de decaimiento top–bottom $H^+ \to t\bar{b}$ se vuelve dominante. En algunas partes del espacio de parámetros de SUSY, los decaimientos a partículas supersimétricas podrían exceder el 50 %.

Sumando los diversos modos de decaimiento, el ancho de todos los cinco bosones de Higgs se mantiene muy estrecho, siendo del orden de 10 GeV incluso para masas grandes.

3.4 La Producción de Partículas de Higgs SUSY en Colisiones Hadrónicas

Los procesos básicos de producción de partículas de Higgs en colisionadores hadrónicos [29, 40, 80] son esencialmente los mismos que en el Modelo Estándar. Diferencias importantes son, no obstante, generadas por los acoplamientos modificados, el espectro de partículas extendido y la paridad negativa del bosón A. Para tgβ grande el acoplamiento $hb\bar{b}$ es aumentado de tal manera que el lazo bottom-quark se vuelve competitivo con respecto al lazo top-quark en el acoplamiento efectivo hgg. Más aún, los lazos de squarks contribuirán a este acoplamiento [81].

1. La sección eficaz partónica $\sigma(gg \to \Phi)$ para la fusión de gluones de las partículas de Higgs puede ser expresada por acoplamientos g, en unidades de los correspondientes acoplamientos del SM, y por los factores de forma A; al orden más bajo [40, 82]:

$$\begin{aligned}
\hat{\sigma}^\Phi_{LO}(gg \to \Phi) &= \sigma^\Phi_0 M^2_\Phi \times BW(\hat{s}) \qquad (3.15)\\
\sigma^{h/H}_0 &= \frac{G_F \alpha_s^2(\mu)}{128\sqrt{2}\pi} \left| \sum_Q g^{h/H}_Q A^{h/H}_Q(\tau_Q) + \sum_{\widetilde{Q}} g^{h/H}_{\widetilde{Q}} A^{h/H}_{\widetilde{Q}}(\tau_{\widetilde{Q}}) \right|^2 \\
\sigma^A_0 &= \frac{G_F \alpha_s^2(\mu)}{128\sqrt{2}\pi} \left| \sum_Q g^A_Q A^A_Q(\tau_Q) \right|^2 .
\end{aligned}$$

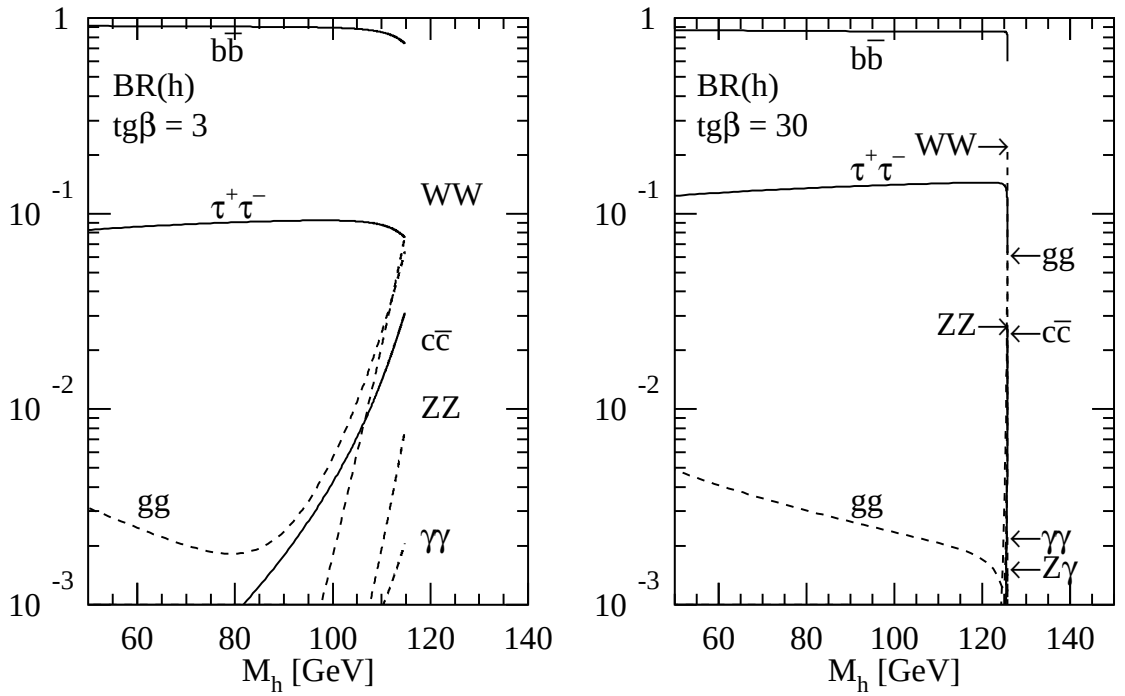

Fig. 3.3a

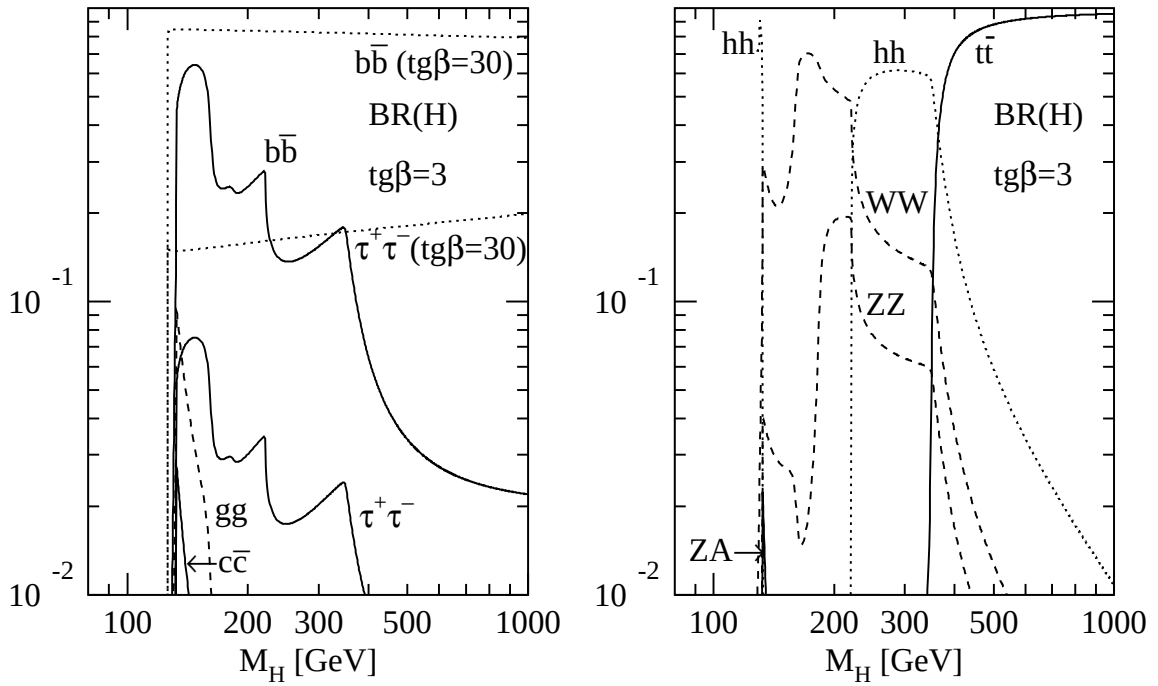

Fig. 3.3b

Figura 3.3: *Razones de desintegración de los bosónes de Higgs del MSSM $h, H, A, H^{\pm}$, para decaimientos no supersimétricos como función de las masas, para dos valores de $tg\beta = 3, 30$ y sin considerar mezcla. Se ha escogido la masa común de los squark como $M_S = 1$ TeV.*

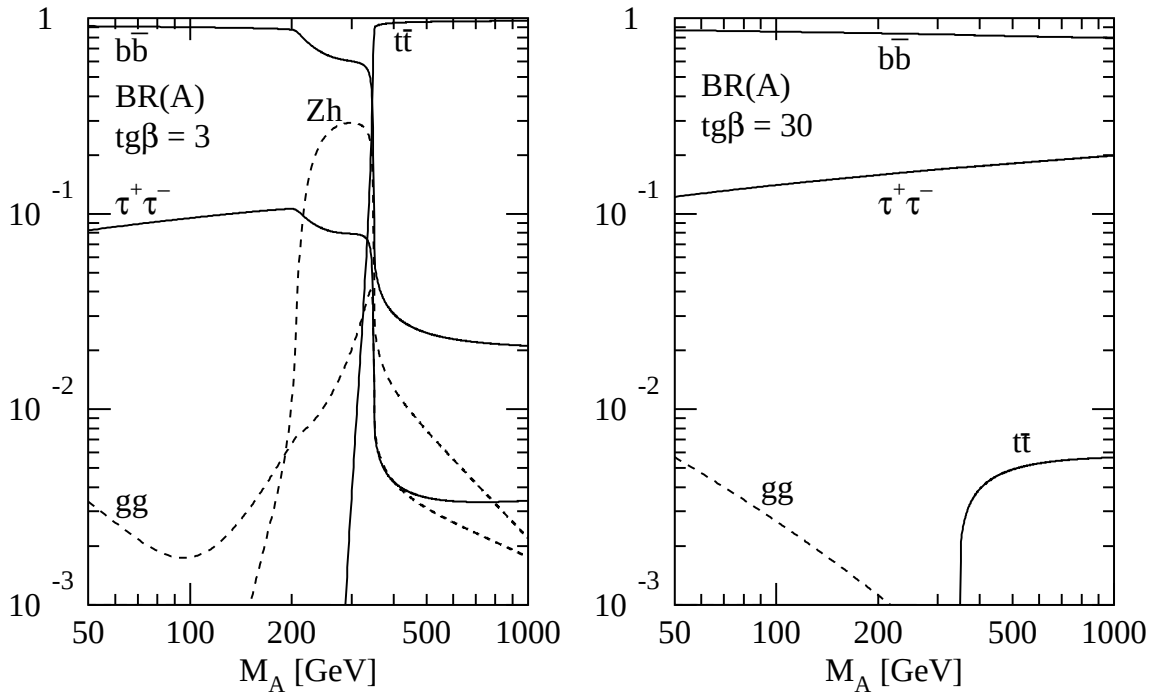

Fig. 3.3c

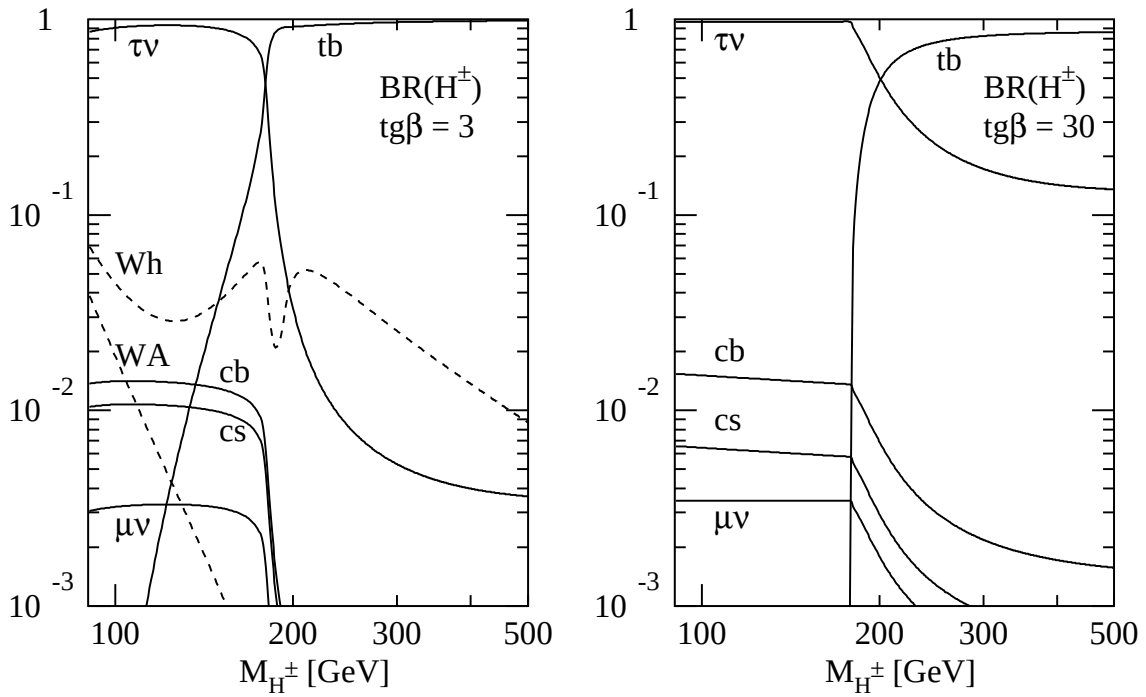

Fig. 3.3d

Figura 3.3: *Continuación.*

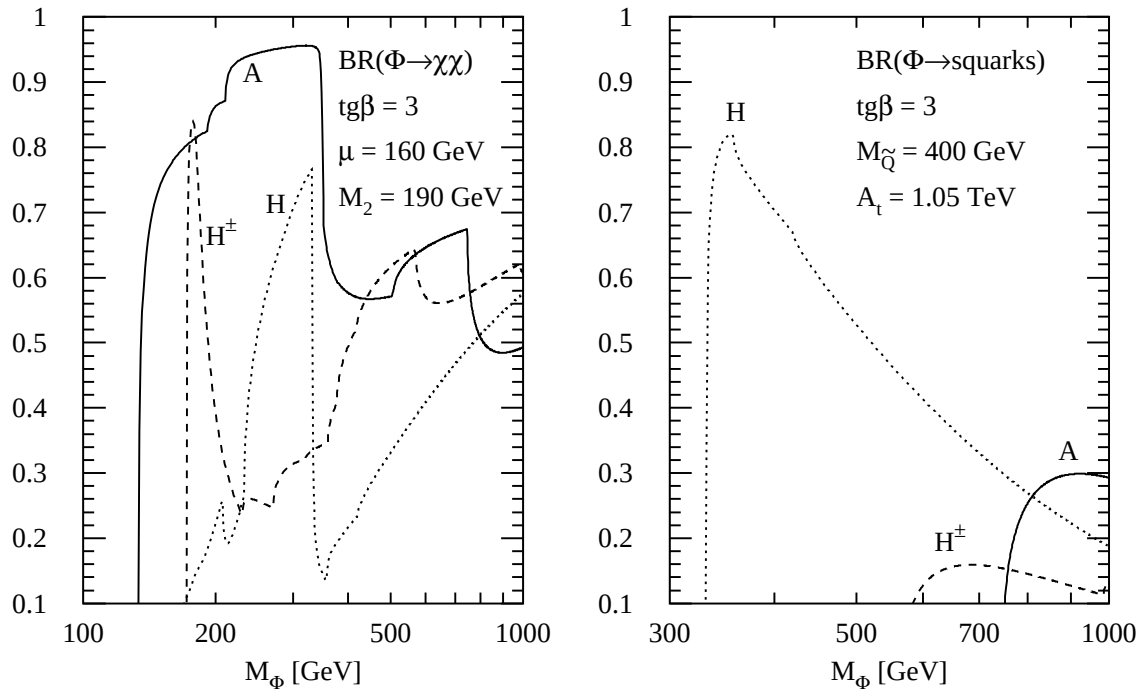

Figura 3.4: *Razones de desintegración de los bosones de Higgs del MSSM $H, A, H^{\pm}$ en decaimientos a charginos/neutralinos y squarks, en función de las masas del Higgs para $tg\beta = 3$. Se han elegido los parámetros de mezcla como $\mu = 160$ GeV, $A_t = 1.05$ TeV, $A_b = 0$ y las masas de los squarks de las primeras dos generaciones como $M_{\tilde{Q}} = 400$ GeV. El parámetro de masa del gaugino se toma como $M_2 = 190$ GeV.*

Mientras los acoplamientos de quarks han sido definidos en la Tabla 3.1, los acoplamientos de las partículas de Higgs con squarks están dados por

$$\begin{aligned} g^h_{\tilde{Q}_{L,R}} &= \frac{M_Q^2}{M_{\tilde{Q}}^2} g^h_Q \mp \frac{M_Z^2}{M_{\tilde{Q}}^2}(I_3^Q - e_Q \sin^2\theta_W)\sin(\alpha+\beta) \\ g^H_{\tilde{Q}_{L,R}} &= \frac{M_Q^2}{M_{\tilde{Q}}^2} g^H_Q \pm \frac{M_Z^2}{M_{\tilde{Q}}^2}(I_3^Q - e_Q \sin^2\theta_W)\cos(\alpha+\beta)\ . \end{aligned} \tag{3.16}$$

Sólo la no-invariancia de $\mathcal{CP}$ permite contribuciones diferentes de cero de los squarks a la producción del bosón pseudoescalar A. Los factores de forma pueden ser expresados en términos de las funciones de escala $f(\tau_i = 4M_i^2/M_\Phi^2)$, cf. Eq. (2.22):

$$\begin{aligned} A_Q^{h/H}(\tau) &= \tau[1 + (1-\tau)f(\tau)] \\ A_Q^{A}(\tau) &= \tau f(\tau) \\ A_{\tilde{Q}}^{h/H}(\tau) &= -\frac{1}{2}\tau[1 - \tau f(\tau)]\ . \end{aligned} \tag{3.17}$$

Para valores de tgβ pequeños la contribución del lazo del top es dominante, mientras que para tgβ grandes el lazo del bottom aumenta drásticamente. Los lazos de squarks pueden ser muy significativos para masas de squarks menores a ~ 400 GeV [82, 83].

2. Otros mecanismos de producción para bosones de Higgs supersimétricos como fusión de bosones vectoriales, Higgs-strahlung por los bosones W, Z y Higgs-bremsstrahlung por quarks top y bottom, pueden tratarse en analogía con los correspondientes procesos del SM.

De particular importancia es el proceso de fusión de quarks b para valores grandes de $\tan\beta$, cuando los acoplamientos del Higgs a b son intensificados [84]. Como los quarks b son moderadamente ligeros, la escisión del gluón $g \to \bar{b}b$ da lugar a haces de alta energía de b-quark/anti-quark en protones/antiprotones rápidos. La fusión de $\bar{b} + b \to h, H, A$ es, por lo tanto, una fuente rica de bosones de Higgs en Tevatron y en LHC para $\tan\beta$ grande.

3. Los datos extraídos del Tevatron en al canal $p\bar{p} \to b\bar{b}\tau^+\tau^-$ han sido explotados para excluir parte del espacio de parámetros supersimétrico del Higgs en el plano $[M_A, \text{tg}\beta]$. En el rango interesante de tgβ de entre 30 y 50, las masas para el pseudoescalar M_A de hasta 150 a 190 GeV parecen estar excluidas.

4. Las secciones eficaces de los diversos mecanismos de producción del Higgs del MSSM en el LHC se muestran en las Figs. 3.5a–d para dos valores representativos de tg$\beta = 3$ y 30, como función de la correspondiente masa del Higgs. Las densidades del partón CTEQ6M han sido tomadas con $\alpha_s(M_Z) = 0.118$; las masas del top y del bottom se han fijado en los valores $M_t = 174$ GeV y $M_b = 4.62$ GeV. Para el bremsstrahlung del Higgs pseudoescalar por los quarks t, b, $pp \to Q\bar{Q}A + X$, se han usado las densidades dominantes del partón CTEQ6L1. Para valores pequeños y moderados de tg$\beta \lesssim 10$ la sección eficaz de la fusión-gluón provee la sección eficaz del producción dominante para la región completa de masa del Higgs de hasta $M_\Phi \sim 1$ TeV. Sin embargo, para tgβ grandes, Higgs bremsstrahlung por quarks bottom, $pp \to b\bar{b}\Phi + X$, domina sobre el mecanismo de fusión-gluón ya que los acoplamientos de Yukawa del bottom aumentan drásticamente en este caso.

La búsqueda del Higgs del MSSM en el LHC será más complicada que la búsqueda del Higgs del SM. El resumen final se presenta en la Fig. 3.6. Esta gráfica exhibe una región difícil para la búsqueda del Higgs del MSSM en el LHC. Para tg$\beta \sim 5$ y $M_A \sim 150$ GeV, es necesaria la luminosidad total y la muestra total de datos de los experimentos ATLAS y CMS en el LHC para cubrir la región problemática de los parámetros [85]. Por otro lado, si no se encontrara exceso de eventos de Higgs por encima de los procesos del fondo del SM más allá de 2 desviaciones estándar, los bosones de Higgs del MSSM se pueden excluir en un 95 % C.L.

Aún cuando se espera que el espacio de parámetros completo del Higgs supersimétrico sea finalmente cubierto por experimentos del LHC, el conjunto total de los bosones de Higgs individuales es accesible sólo en parte del espacio de parámetros. En particular en el trozo de apertura ciega del espacio de parámetros que está aproximadamente en $M_A \sim 200$ GeV y centrado alrededor de $\tan\beta \sim 7$, sólo el bosón de Higgs más ligero h puede ser descubierto, mientras que los bosones de Higgs pesados $A, H, H^\pm$ no pueden ser encontrados en canales de decaimiento no-supersimétricos. Más aún, la búsqueda de las partículas de Higgs pesadas H, A es muy difícil por el fondo continuo de $t\bar{t}$ para masas $\gtrsim 500$ GeV.

3.5 La Producción de Partículas Higgs Supersimétricas en Colisiones e^+e^-

1. La búsqueda de los bosones neutros de Higgs supersimétricos en colisionadores lineales e^+e^- será una extensión directa de la búsqueda realizada en el LEP2, el cual cubrió el rango de masas hasta los ~ 100 GeV para los bosónes neutros de Higgs. Energías mayores, con un exceso en $\sqrt{s}$ de 250 GeV, son requeridas para barrer todo el espacio de parámetros del MSSM con valores desde moderados hasta grandes de tgβ.

Los principales mecanismos de producción de *los bosones neutros de Higgs* en colisionadores e^+e^- [20, 78, 86] son los procesos Higgs-strahlung y producción de pares asociados, así como también los procesos de fusión:

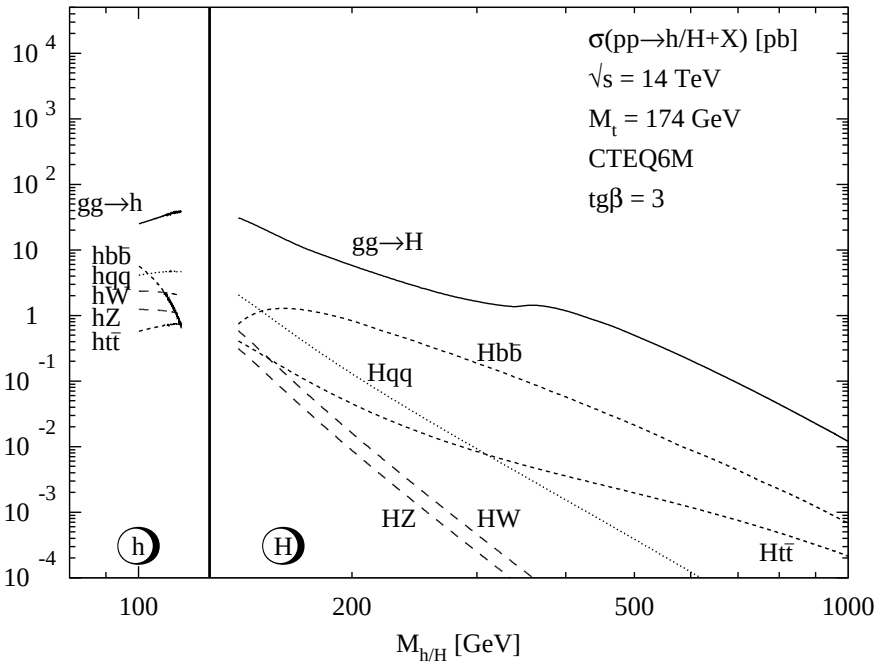

Fig. 3.5a

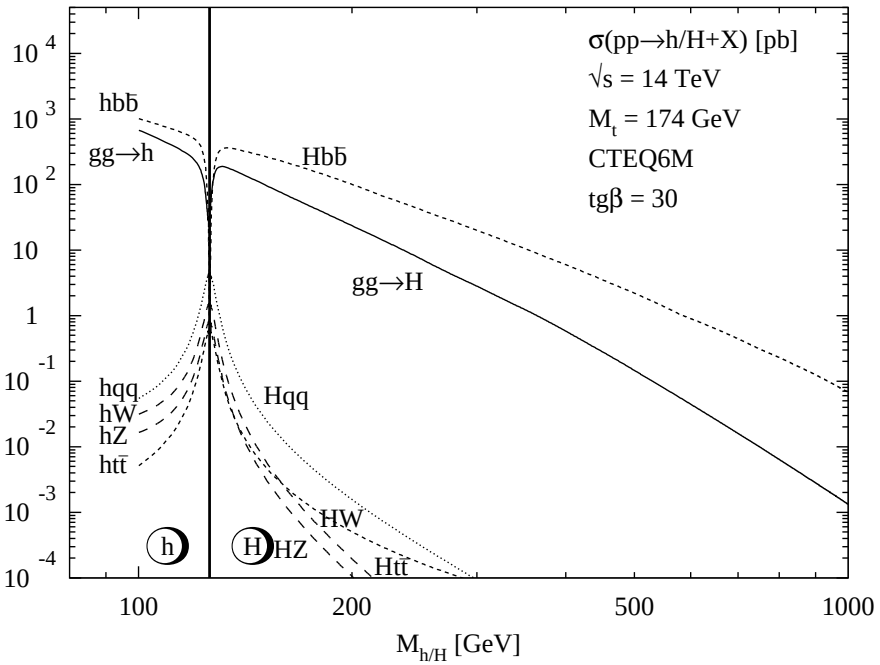

Fig. 3.5b

Figura 3.5: *Secciones eficaces de la producción del Higgs del MSSM neutro en el LHC para fusión de gluón $gg \to \Phi$, fusión del bosón vectorial $qq \to qqVV \to qqh/qqH$, Higgs-strahlung $q\bar{q} \to V^* \to hV/HV$ y la producción asociada $gg, q\bar{q} \to b\bar{b}\Phi/t\bar{t}\Phi$, incluyendo todas las correcciones conocidas de QCD. (a) producción de h, H para $tg\beta = 3$, (b) producción de h, H para $tg\beta = 30$, (c) producción de A para $tg\beta = 3$, (d) producción de A para $tg\beta = 30$.*

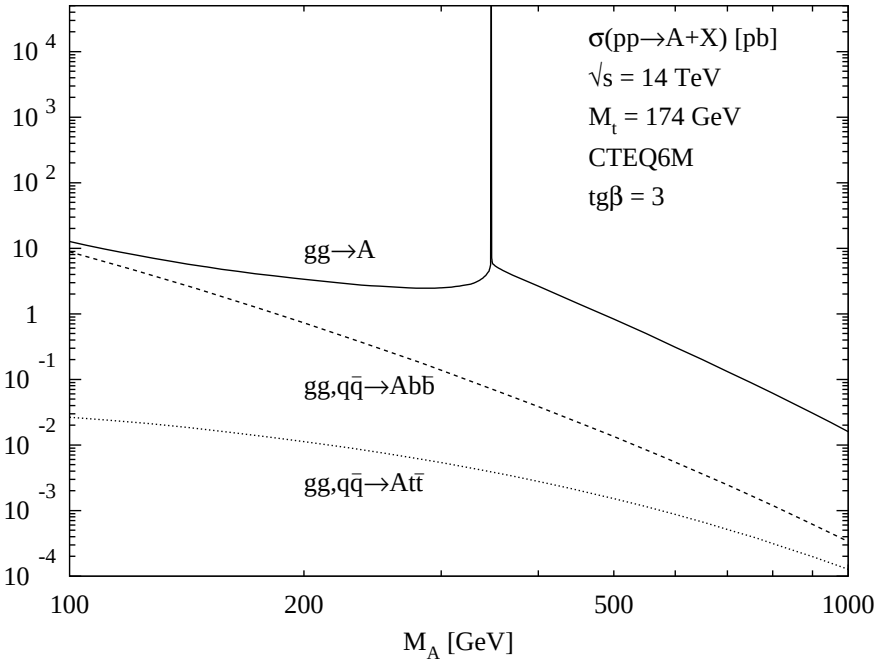

Fig. 3.5c

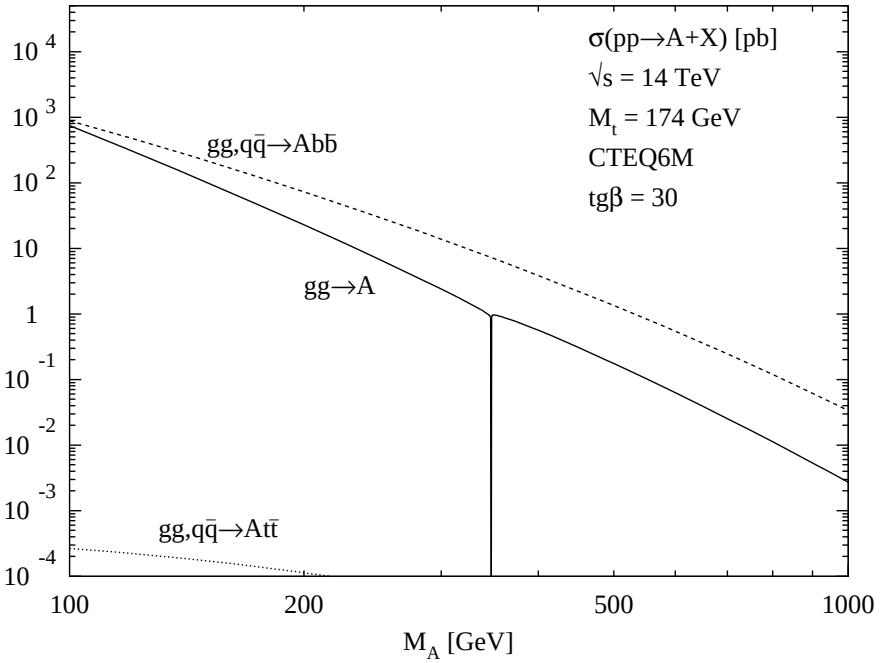

Fig. 3.5d

Figura 3.5: *Continuación.*

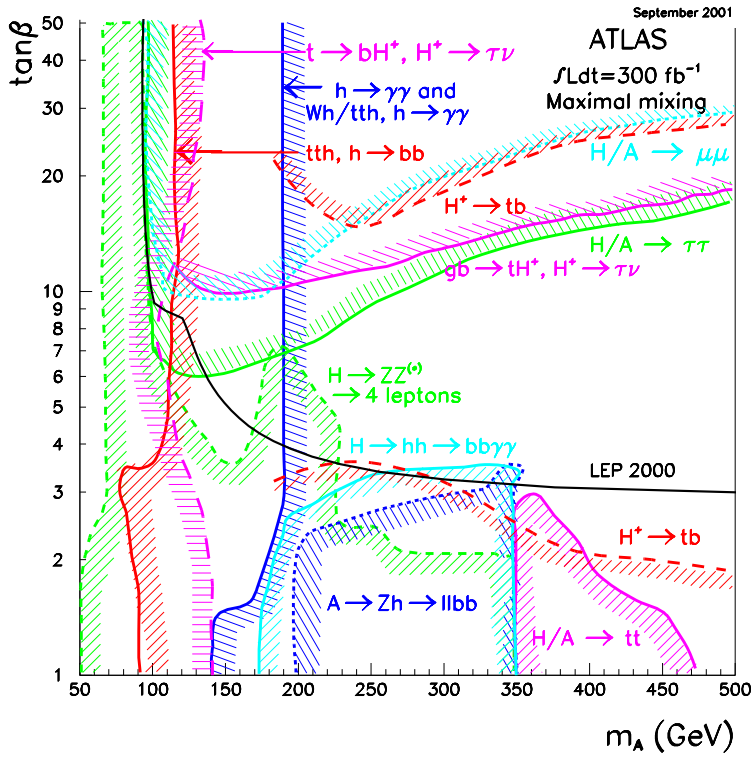

Figura 3.6: *La sensibilidad de ATLAS para el descubrimiento del bosón de Higgs del MSSM en el caso de mezcla máxima. Las curvas de descubrimiento 5σ se muestran en el plano $(\tan\beta, m_A)$ para los canales individuales y para una luminosidad integrada de 300 fb^{-1}. También se muestra el correspondiente límite del LEP. Ref. [85].*

$$
\begin{array}{lllll}
(a)\ \text{Higgs–strahlung}: & e^+e^- & \xrightarrow{Z} & Z + h/H \\
(b)\ \text{Producción de pares}: & e^+e^- & \xrightarrow{Z} & A + h/H \\
(c)\ \text{Procesos de fusión}: & e^+e^- & \xrightarrow{WW} & \overline{\nu}_e\,\nu_e\ + h/H \\
 & e^+e^- & \xrightarrow{ZZ} & e^+e^- + h/H\ .
\end{array}
$$

El bosón de Higgs $\mathcal{CP}$-impar A no puede producirse en procesos de fusión a primer orden. Las secciones eficaces para los cuatro Higgs-strahlung y procesos de producción de pares pueden ser expresados como

$$
\begin{aligned}
\sigma(e^+e^- \to Z + h/H) &= \sin^2/\cos^2(\beta-\alpha)\ \sigma_{SM} \\
\sigma(e^+e^- \to A + h/H) &= \cos^2/\sin^2(\beta-\alpha)\ \bar{\lambda}\ \sigma_{SM}\ ,
\end{aligned}
\tag{3.18}
$$

donde σ_{SM} es la sección eficaz en el SM para el Higgs-strahlung y el coeficiente $\bar{\lambda} \sim \lambda_{Aj}^{3/2}/\lambda_{Zj}^{1/2}$ que toma en cuenta la supresión de onda-P Ah/H en las secciones eficaces cerca del umbral.

Las secciones eficaces para el Higgs-strahlung y para la producción de pares, tanto como para la producción de los bosones de Higgs neutros, ligero y pesado, h y H, son complementarias, apareciendo con coeficientes ya sea $\sin^2(\beta-\alpha)$ ó $\cos^2(\beta-\alpha)$. Como resultado, ya que σ_{SM} es grande, al menos el bosón de Higgs $\mathcal{CP}$-par más ligero debe ser detectado en los experimentos de e^+e^-.

Ejemplos representativos de secciones eficaces para mecanismos de producción de los bosones de Higgs neutros están dados en la Fig. 3.7, como función de las masas de los Higgs, para tg$\beta = 3$ y 30.

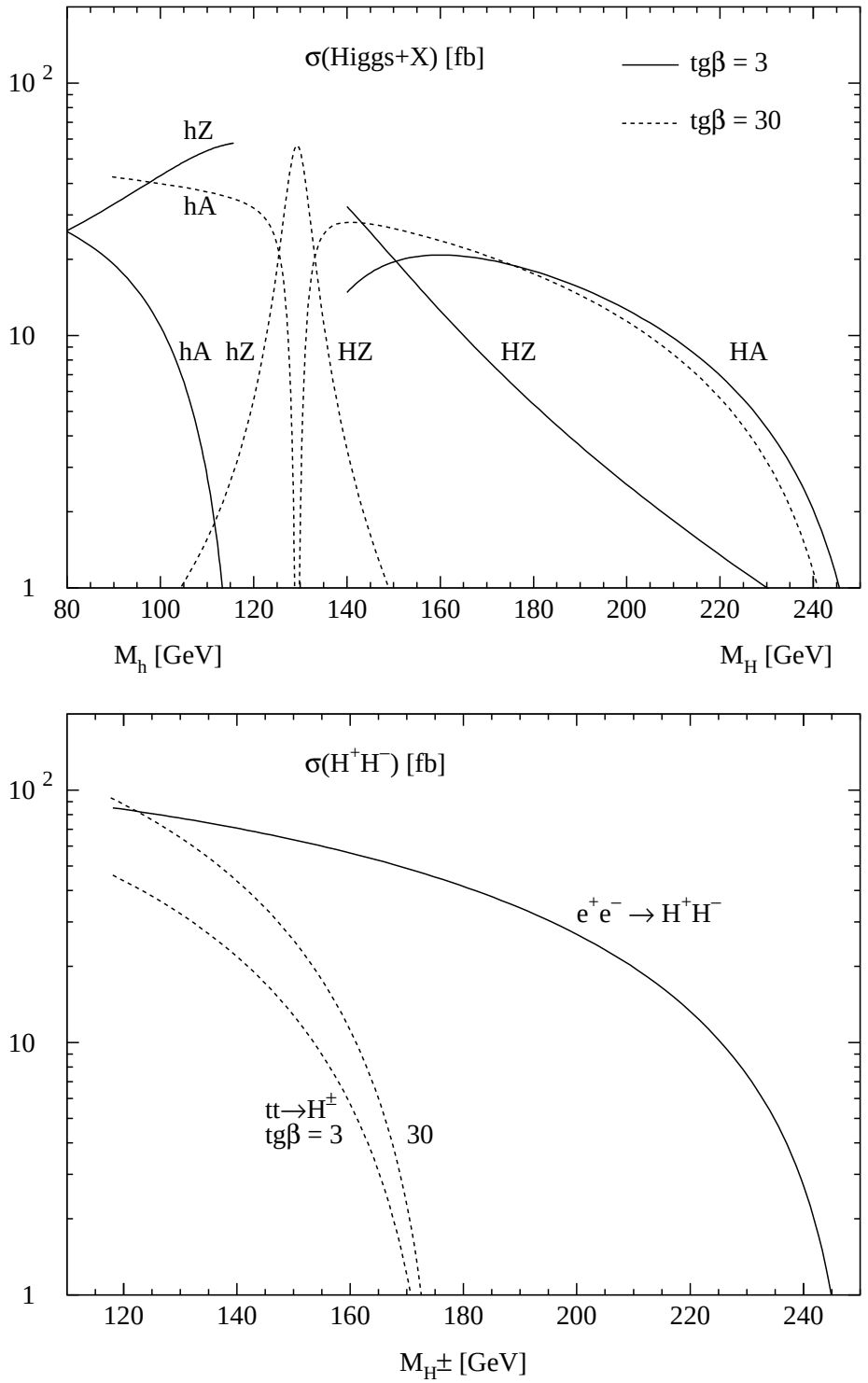

Figura 3.7: *Secciones eficaces de la producción de bosones de Higgs en el MSSM a* $\sqrt{s} = 500$ *GeV: Higgs-strahlung y producción de pares; parte superior: bosones de Higgs neutros; inferior: bosones de Higgs cargados. Ref. [76].*

La sección eficaz para hZ es grande para M_h cerca del valor máximo permitido de tgβ; es del orden de 50 fb, correspondiente a $\sim$ 2,500 eventos para una luminosidad integrada de 50 fb^{-1}. En contraste, la sección eficaz para HZ es grande si M_h está suficientemente por abajo del valor máximo [implicando que M_H es pequeña]. Para h y para una masa ligera de H, las señales consisten de un bosón Z acompañado por un par $b\bar{b}$ o $\tau^+\tau^-$. Estas señales son fáciles de separar de las señales de fondo (background), el cual proviene principalmente de la producción de ZZ si la masa del Higgs tiene un valor cercano a M_Z. Para los canales asociados $e^+e^- \to Ah$ y AH, la situación es opuesta a la anterior: la sección eficaz para Ah es grande para un h ligero, mientras que la producción del par AH es el mecanismo dominante en la región complementaria para bosones H y A pesados. La suma de las dos secciones eficaces decrece de ~ 50 a 10 fb si M_A aumenta de ~ 50 a 200 GeV en $\sqrt{s} = 500$ GeV. En grandes partes del espacio de parámetros las señales consisten de cuatro quarks b en el estado final, requiriendo que se prevea un eficiente caracterización del quark-b. Las restricciones en la masa ayudarán a eliminar las señales de fondo de estados finales de jets de QCD y ZZ. Para el mecanismo de fusión del WW, las secciones eficaces son mayores que para el mecanismo de Higgs-strahlung, si la masa del Higgs es moderadamente pequeña – menor que 160 GeV en $\sqrt{s} = 500$ GeV. Sin embargo, como el estado final no puede ser completamente reconstruido, es más difícil extraer la señal. Como en el caso de los procesos de Higgs-strahlung , la producción de bosones de Higgs ligero h y pesado H también se complementan entre ellos en la fusión de WW.

Los *bosones de Higgs cargados*, si son más ligeros que el quark top, pueden producirse en decaimientos del top, $t \to b + H^+$, con una razón de desintegración que varía entre $2\,\%$ y $20\,\%$ en la región cinemáticamente permitida. Debido a que la sección eficaz para la producción de pares-top es del orden de 0.5 pb en $\sqrt{s} = 500$ GeV, esto corresponde a una producción de 1,000 a 10,000 bosones de Higgs cargados a una luminosidad de 50 fb^{-1}. Dado que para tgβ mayor a uno los bosones de Higgs cargados decaerán principalmente a $\tau\nu_\tau$, habrá un exceso de estados finales τ sobre los estados finales e, μ en decaimientos del t, un rompimiento aparente de la universalidad leptónica. Para masas grandes del Higgs el modo de decaimiento dominante es el decaimiento al top $H^+ \to t\bar{b}$. En este caso las partículas de Higgs cargadas deben ser producidas en pares en colisionadores e^+e^- :

$$e^+e^- \to H^+H^- \ .$$

La sección eficaz depende únicamente de la masa del Higgs cargado. Es del orden de 100 fb para masas pequeñas del Higgs en $\sqrt{s} = 500$ GeV, pero decrece muy rápidamente debido a la supresión de onda-P $\sim \beta^3$ cerca del umbral. Para $M_{H^\pm} = 230$ GeV, la sección eficaz cae a un nivel de $\simeq 5$ fb. La sección eficaz es considerablemente más grande para colisiones $\gamma\gamma$.

2. *Estrategias de Búsqueda Experimental:* Las estrategias de búsqueda de los bosones de Higgs cargados y neutros han sido descritas en la Ref. [15]. La situación experimental en su conjunto puede sintetizarse en los siguientes dos puntos:

(i) La partícula de Higgs $\mathcal{CP}$-par más ligera, h puede ser detectada en el rango completo del espacio de parámetros del MSSM, ya sea vía Higgs-strahlung $e^+e^- \to hZ$ o vía producción $e^+e^- \to hA$. Esta conclusión se mantiene cierta incluso a una energía del c.m. de 250 GeV, independientemente del valor de la masa de los squarks; es también válido si los decaimientos a neutralinos invisibles y otras partículas SUSY se dan en el sector de Higgs.

(ii) El área del espacio de parámetros donde *todos los bosones de Higgs de SUSY* pueden ser descubiertos en colisionadores e^+e^- se caracteriza por $M_H, M_A \lesssim \frac{1}{2}\sqrt{s}$, independientemente de tgβ. Los bosones de Higgs h, H pueden producirse ya sea vía Higgs-strahlung o en producción asociada de Ah, AH; los bosones de Higgs cargados se producirán en pares H^+H^-. Así la región ciega del LHC puede ser cubierto para masas de los Higgses $A, H, H^\pm$ de hasta 500 GeV en el colisionador de 1 TeV ILC, y hasta 1.5 TeV en el colisionador de 3 TeV CLIC. Si el colisionador ee se convierte en un colisionador de fotones

de altas energías por dispersión hacia atrás de Compton de luz de laser [87–89], el rango de masas del Higgs en experimentos de formación simple $\gamma\gamma \to A, H$ puede ser extendido a 80 % de la energía total e^+e^-, i.e. 800 GeV y 2.4TeV en el ILC y CLIC, respectivamente, cf. [90, 91].

La búsqueda del bosón de Higgs SUSY neutro más ligero h ha sido uno de las tareas experimentales más importantes del LEP2. Valores de la masa del bosón pseudoescalar A menor que alrededor de 90 GeV ya han sido excluidos, independientemente de tgβ, cf. Fig. 3.2.

3.6 Midiendo la Paridad de los Bosones de Higgs

Una vez que los bosones de Higgs sean descubiertos, se deben establecer las propiedades de las partículas. Además de la reconstrucción del potencial de Higgs supersimétrico [92, 65], la cual será una tarea muy exigente, deben establecerse los números cuánticos externos, en particular la paridad de las partículas de Higgs escalar y pseudoescalar H y A [93].

1. Para masas grandes de H, A los decaimientos $H, A \to t\bar{t}$ a estados finales del top pueden ser usados para discriminar entre las diferentes asignaciones de paridad [93]. Por ejemplo, los bosones W^+ y W^- en los decaimientos t y $\bar{t}$ tienden a emitirse antiparalelamente y paralelamente en el plano perpendicular al eje $t\bar{t}$:

$$\frac{d\Gamma^{\pm}}{d\phi_*} \propto 1 \mp \left(\frac{\pi}{4}\right)^2 \cos\phi_* \tag{3.19}$$

para decaimientos H y A, respectivamente.

De manera alternativa, la paridad $\mathcal{CP}$ de los bosones de Higgs puede ser medida analizando la magnitud de la sección eficaz total y la polarización del quark top en producción asociada top-Higgs en colisiones e^+e^-[94].

2. Para masas ligeras de H, A, las colisiones $\gamma\gamma$ parecen proporcionar una solución viable [93]. La fusión de las partículas de Higgs en rayos de fotones linealmente polarizados depende del ángulo entre los vectores de polarización. Para partículas escalares 0^+ la amplitud de producción es diferente de cero para vectores de polarización paralela, mientras que las partículas pseudoescalares 0^- requieren vectores de polarización perpendiculares:

$$\mathcal{M}(H)^+ \sim \vec{\epsilon}_1 \cdot \vec{\epsilon}_2 \quad \text{y} \quad \mathcal{M}(A)^- \sim \vec{\epsilon}_1 \times \vec{\epsilon}_2 \,. \tag{3.20}$$

El montaje experimental para dispersión hacia atrás de Compton de luz laser se puede ajustar de tal manera que la polarización lineal de los rayos de fotones duros se aproxime a valores cercanos al 100 %. Dependiendo de la paridad $\pm$ de la resonancia producida, la asimetría medida para fotones de polarización paralela y perpendicular,

$$\mathcal{A} = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}} \,, \tag{3.21}$$

es o positiva o negativa.

Observaciones excitantes en el sector de Higgs en colisionadores de fotones son predichas en extensiones que violan $\mathcal{CP}$. Particularmente en el régimen de desacoplamiento la cuasi-degeneración de los estados $\mathcal{CP}$-par $\mathcal{CP}$-impar da lugar a efectos potencialmente grandes, rotando los eigenestados de corriente H, A a los eigenestados de masa H_2, H_3. En esta configuración grandes asimetrías,

$$\mathcal{A} = \frac{\sigma_{++} - \sigma_{--}}{\sigma_{++} + \sigma_{--}} \,, \tag{3.22}$$

pueden ser generadas en formación de un sólo Higgs $\gamma\gamma$ entre haces γ con polarización circular derecha e izquierda [95].

3.7 Extensiones Supersimétricas No-Mínimas

1. La extensión supersimétrica mínima del Modelo Estándar puede parecer muy restrictiva para teorías supersimétricas en general, en particular en el sector de Higgs donde los acoplamientos cuárticos se identifican con los acoplamientos de norma. Sin embargo, resulta que el patrón de masas del MSSM es bastante representativo si la teoría se considera válida hasta la escala de GUT – la motivación para supersimetría *sui generis*. Este patrón general ha sido estudiado concienzudamente dentro de la extensión que sigue a la mínima (next-to-minimal extensión): el MSSM, que incorpora dos iso-dobletes de Higgs, se extiende al introducir un campo isosinglete adicional N. Esta extensión lleva a un modelo [96–98] que es generalmente referido como NMSSM.

El singlete de Higgs adicional puede resolver el llamado problema-μ (μ-problem) [i.e. $\mu \sim$ orden de M_W] al eliminar el parámetro del higgsino μ del potencial y reemplazarlo por el valor esperado (expectation value) del vacío del campo N, el cual puede ser naturalmente relacionado con los valores esperados del vacío usuales de los campos iso-dobletes de Higgs. En este escenario el superpotencial involucra a los dos acoplamientos trilineales $H_1 H_2 N$ y N^3. Las consecuencias de este sector de Higgs extendido se destacarán en el contexto de gran unificación, incluyendo los términos de rompimiento suave universales de la supersimetría [97, 98].

El espectro de Higgs del NMSSM incluye, además del conjunto mínimo de partículas de Higgs, una partícula adicional de Higgs escalar y una pseudoescalar:

$$\begin{array}{ll} neutral\ CP = + & H_1,\ H_2,\ H_3 \\ neutral\ CP = - & A_1,\ A_2 \\ cargado & H^{\pm}\ . \end{array}$$

Las partículas de Higgs neutras son en general mezclas de iso-dobletes que se acoplan a los bosones W, Z y a los fermiones; y del isosinglete, desacoplado del sector que no es de Higgs. Las auto-interacciones trilineales contribuyen a las masas de las partículas de Higgs; para el bosón de Higgs más ligero de cada especie:

$$\begin{array}{rcl} M^2(H_1) & \leq & M_Z^2 \cos^2 2\beta + \lambda^2 v^2 \sin^2 2\beta \\ M^2(A_1) & \leq & M^2(A) \\ M^2(H^{\pm}) & \leq & M^2(W) + M^2(A) - \lambda^2 v^2\ . \end{array} \tag{3.23}$$

En contraste con el modelo mínimo, la masa de la partícula de Higgs cargada podría ser más pequeña que la masa del W. Un ejemplo del espectro de masas se muestra en la Fig. 3.8. Dado que los acoplamientos trilineales aumentan con la energía, se pueden derivar cotas superiores para la masa del bosón de Higgs más ligero, h_1^0, en analogía con el Modelo Estándar, y bajo la suposición de que la teoría es válida hasta la escala de GUT: $m(H_1) \lesssim 140$ GeV. Así, a pesar de las interacciones adicionales, el patrón distintivo de la extensión mínima permanece válido incluso en escenarios supersimétricos más complicados. Si H_1 is (casi) puramente isosinglete, se desacopla del sistema de bosón de norma y fermiones y su papel lo toma la partícula de Higgs siguiente con una componente de iso-doblete grande, implicando, nuevamente, la validez de la cota de la masa.

Para un Higgs primordialmente isosinglete H_1 el acoplamiento ZZH_1 es pequeño y la partícula no puede producirse por Higgs-strahlung. Sin embargo, en este caso H_2 es generalmente ligero y se

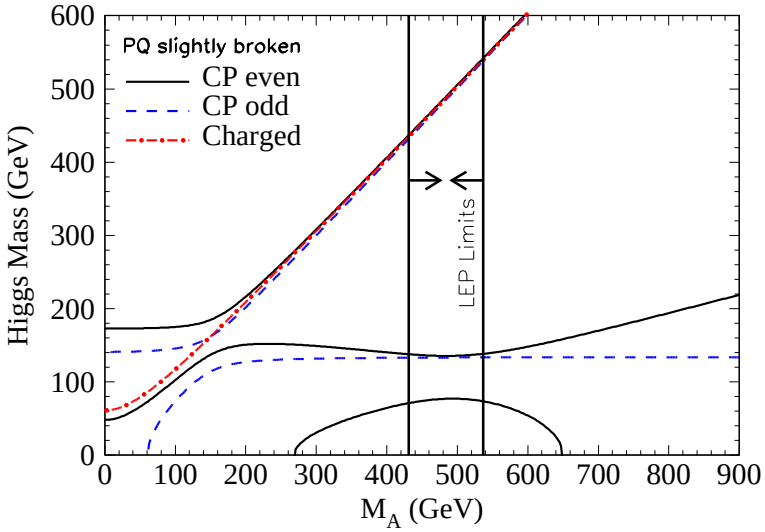

Figura 3.8: *Las masas del bosón de Higgs a un lazo como función de* M_A *para* $\lambda = 0.3$, $\kappa = 0.1$, $v_s = 3v$, $\tan\beta = 3$ *y* $A_\kappa = -100$ *GeV. Las flechas denotan la region permitida por las búsquedas del LEP con un 95 % de confianza. Ref. [98].*

acopla con suficiente intensidad al bosón Z; de otra manera H_3 juega este papel.

2. Una gran variedad de otras extensiones más allá del modelo supersimétrico mínimo han sido analizadas teóricamente. Por ejemplo, si el sector de bosones de norma se extiende con una simetría Abeliana adicional $U(1)'$ a altas energías [99, 100], el campo pseudoescalar de Higgs adicional es absorbido para generar la masa del nuevo bosón Z', mientras que la parte escalar del campo de Higgs se puede observar como un nuevo bosón de Higgs además de los del sector del MSSM. Si es generado por una simetría extendida como E_6, el sector de Higgs se expande en un conjunto de estados nuevos [101] con propiedades bastante poco convencionales.

De manera bastante general, siempre y cuando los campos en las teorías supersimétricas permanezcan débilmente interactuantes hasta la escala de Planck canónica, la masa de los bosones de Higgs más ligeros está acotada alrededor de 200 GeV, ya que los acoplamientos de Yukawa están restringidos a ser pequeños de la misma manera que el acoplamienteo cuártico en el potencial de Higgs estándar. Más aún, el límite de 140 GeV para la partícula de Higgs más ligera se realiza en casi todas las teorías supersimétricas [102]; cf. Ref. [21] para expansiones de este límite. Experimentos en colisionadores e^+e^- no están en una situación de fracaso [103] en la detección de las partículas de Higgs en teorías supersimétricas generales, incluso para energías del c.m. tan bajas como $\sqrt{s} \sim 500$ GeV.

4 Rompimiento Dinámico de la Simetría

El mecanismo de Higgs está basado en el concepto teórico de rompimiento espontáneo de la simetría [1]. En la formulación canónica, adoptada en el Modelo Estándar, un campo escalar *fundamental* de cuatro-componentes es introducido, al cual se le dota con una auto-interacción tal que el campo adquiere un valor distinto de cero en el estado base. La dirección específica en el iso-espacio, que resulta elegida por la evolución del estado base, rompe la invariancia del isospín de la interacción espontáneamente[3] La interacción de los campos de norma con el campo escalar en el estado base genera las masas de es-

[3]Mantenemos este lenguage usado comunmente en el contexto de teorías de norma, a pesar de que la simetría de norma no está rota por el mecanismo de Higgs en el sentido estricto.

tos campos. Los grados de libertad longitudinales de los campos de norma se construyen por absorción del los modos de Goldstone, los cuales están asociados con el rompimiento espontáneo de las simetrías electrodébiles en el sector de campo escalar. Los fermiones adquieren masas a través de interacciones de Yukawa con el campo en el estado base. Mientras que tres componentes escalares son absorbidas por los campos de norma, un grado de libertad se manifiesta como una partícula física, el bosón de Higgs. El intercambio de esta partícula en amplitudes de dispersión, incluyendo los campos de norma longitudinales y campos fermiónicos masivos, garantiza la unitaridad de la teoría hasta energías asintóticas.

De forma alternativa, interpretar al bosón de Higgs como un bosón de (pseudo-)Goldstone asociado con el rompimiento espontáneo de nuevas interacciones fuertes ha sido una idea atractiva por mucho tiempo.

4.1 Modelos de Higgs Pequeño

El interés en esta representación ha resurgido dentro de escenarios de Higgs pequeño [3] que recientemente se han desarrollado para generar dinámicamente el rompimiento de la simetría electrodébil por medio de nuevas interacciones fuertes. Los modelos de Higgs pequeño están basados en un complejo sistema de simetrías y mecanismos de rompimiento de simetría, para consultar una revisión reciente ver [104]. Tres puntos son centrales para realizar la idea:

(i) El campo de Higgs es un campo de Goldstone asociado con el rompimiento de una simetría global G. Las interacciones fuertes están caracterizadas por una escala $\Lambda \sim 10$ a 30 TeV, mientras que la escala dinámica de Goldstone se estima del orden de $f \sim \Lambda/4\pi \sim 1$ a 3 TeV;

(ii) En el mismo paso, la simetría de norma $G_0 \subset G$ se rompe al grupo de norma del Modelo Estándar $SU(2) \times U(1)$, generando las masasa para los bosones vectoriales pesados y los fermiones de tamaño intermedio $M \sim gf \sim 1$ TeV;

(iii) Los bosones de Higgs adquieren finalmente masa por correcciones radiativas colectivas, i.e. a segundo orden, a la escala electrodébil estándar $v \sim g^2 f/4\pi \sim 100$ a 300 GeV.

Así, en este modelo se encuentran tres escalas características: la escala de interacción fuerte Λ_s, la nueva escala de masa M y la escala de rompimiento electrodébil v, ordenadas en una cadena jerárquica $\Lambda_s \gg M \gg v$. La masa del bosón de Higgs ligero está protegida a un valor pequeño al requerir el rompimiento colectivo de dos simetrías. En contraste a la simetría bosón-fermión que cancela las divergencias cuadráticas en supersimetría, en los modelos de Higgs pequeño la cancelación opera individualmente en los sectores bosónico y fermiónico, siendo asegurada por las simetrías entre los acoplamientos de los campos del SM y los nuevos campos, $\mathcal{O}(M)$, con los campos de Higgs.

Ejemplo: Modelo del Higgs Más Pequeño

Un ejemplo interesante en donde estos conceptos se llevan a cabo es proporcionado por el "Modelo del Higgs Más Pequeño" [105, 106]. El modelo está formulado como un modelo sigma no lineal con un grupo de simetría global $SU(5)$. Este grupo se rompe a $SO(5)$ por el valor esperado del vacío distinto de cero

$$\Sigma_0 = crossdiag\,[\mathbb{1}, 1, \mathbb{1}] \tag{4.1}$$

del campo Σ. Suponiendo que el subgrupo $[SU(2) \times U(1)]^2$ sea normado (gauged), el rompimiento de la simetría global lleva también al rompimiento de este grupo de norma al grupo $[SU(2) \times U(1)]$. El rompimiento de la simetría global genera $24 - 10 = 14$ bosones de Goldstone, cuatro de los cuales son absorbidos por los bosones de norma asociados con el grupo de norma roto. Los 10 bosones de Goldstone

restantes, incorporados en el campo Σ

$$\Sigma = \exp[2i\Pi/f]: \quad \Pi = \left|\left| \begin{array}{ccc} 0 & h^\dagger/\sqrt{2} & \varphi^\dagger \\ h/\sqrt{2} & 0 & h^*/\sqrt{2} \\ \varphi & h^{\mathrm{T}}/\sqrt{2} & 0 \end{array} \right|\right| \tag{4.2}$$

son identificados con un iso-doblete h que se convierte en el campo de Higgs ligero del Modelo Estándar y con un triplete de Higgs φ que adquiere una masa del orden de M.

Los principios de construcción fundamentales del modelo deben ser ilustrados analizando cualitativamente los sectores de norma y de Higgs. El sector del top, extendido por un nuevo doblete pesado $[T_L, T_R]$, puede tratarse de un modo similar después de introducir las interacciones apropiadas top-Higgs.

Sector del Bosón Vectorial:

Al insertar los campos de norma $[SU(2) \times U(1)]^2$ en la Lagrangiana de sigma,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\frac{f^2}{4}\mathrm{Tr}|\mathcal{D}_\mu \Sigma|^2 \tag{4.3}$$

con

$$\mathcal{D}_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma - i\sum_{j=1}^{2}[g_j(W_j\Sigma + \Sigma W_j^{\mathrm{T}}) + \{U(1)\}], \tag{4.4}$$

los cuatro bosones vectoriales de la simetría de norma rota $[SU(2) \times U(1)]$ adquieren masas

$$M[W_H, Z_H, A_H] \sim gf \tag{4.5}$$

donde W_H etc., denotan los campos de norma electrodébil pesados.

Notablemente, los bosones de norma W_H se acoplan con el signo opuesto al cuadrado del bosón de Higgs ligero comparado con los bosones estándar W

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \;\; = \;\; & +\frac{g^2}{4}W^2\,\mathrm{Tr}h^\dagger h \\ & -\frac{g^2}{4}W_H^2\,\mathrm{Tr}h^\dagger h + \ldots . \end{aligned} \tag{4.6}$$

Es por esto que las divergencias cuadráticas de los dos diagramas de lazo cerrados W y W' que acompañan al campo de Higgs ligero, se cancelan entre ellas y, de manera similar a los grados de libertad supersimétricos, los bosones vectoriales nuevos deberán tener masas que no excedan de 1 a 3 TeV para evitar ajustes finos excesivos.

Los bosones de norma del Modelo Estándar se matienen sin masa hasta este punto; adquieren masa después de que el mecanismo de rompimiento electrodébil estándar se pone en operación.

Sector de Higgs:

Hasta este nivel en la evolución de la teoría, las simetrías globales impiden un potencial de Higgs diferente de cero. Sólo si las correcciones radiativas se ponen de manifiesto, entonces el mecanismo de Coleman-Weinberg genera el potencial de Higgs que proporciona masas a los bosones de Higgs y rompe la simetría de norma del Modelo Estándar.

Dándole al potencial de Higgs la forma

$$V = m_\varphi^2\,\mathrm{Tr}\varphi^\dagger\varphi - \mu^2 hh^\dagger + \lambda_4(hh^\dagger)^2 \tag{4.7}$$

el primer término proporciona una masa distinta de cero al bosón de Higgs φ, mientras que los dos siguientes términos son responsables del rompimiento de la simetría en el sector de norma del Modelo Estándar.

– Truncando las contribuciones al potencial de Coleman-Weinberg cuadráticamente divergentes en Λ, las masas al cuadardo de los [ahora] bosones de pseudo-Goldstone φ son del orden de

$$m_\varphi^2 \sim g^2(\Lambda/4\pi)^2 \sim g^2 f^2 \ . \tag{4.8}$$

Así que los bosones de Higgs pesados adquieren masas del orden de la masa de los bosones vectoriales pesados.

– El acoplamiento cuártico del bosón de Higgs ligero es del orden de g^2. Sin embargo, el coeficiente μ^2 recibe únicamente contribuciones de las partes de un-lazo logarítmicamente divergente y de dos-lazos cuadráticamente divergentes en el potencial de Coleman-Weinberg:

$$\begin{aligned} \mu^2 = \mu_1^2 + \mu_2^2 : \qquad & \mu_1^2 \sim (\Lambda/4\pi)^2 \log\left(\Lambda^2/f^2\right)/16\pi^2 \sim f^2 \log\left(\Lambda^2/f^2\right)/16\pi^2 \\ & \mu_2^2 \sim \Lambda^2/(16\pi^2)^2 \sim f^2/16\pi^2 \ . \end{aligned} \tag{4.9}$$

Ambas contribuciones son naturalmente del orden de $f/4\pi$, i.e. son un orden de magnitud menor que la escala intermedia M del Higgs pesado y las masas vectoriales.

Así, un bosón de Higgs ligero con masa del orden de 100 GeV puede ser generado en modelos de Higgs Pequeño como un bosón pseudo-Goldstone asociado con el rompimiento espontáneo de nuevas interacciones fuertes. La masa pequeña está protegida contra correcciones radiativas grandes individualmente en los sectores bosónico y fermiónico.

Fenomenología

De tales escenarios surgen muchas predicciones que pueden verificarse experimentalmente. Lo más importante, el espectro de los nuevos bosones vectoriales pesados y fermiones deberán observarse con masas en el rango intermedio de 1 a algunos TeV en el LHC o en colisionadores lineales e^+e^- TeV/multi-TeV. Extensiones que van más allá de la versión mínima pueden generar escalares adicionales con un fuerte impacto también en el espectro del sector de Higgs ligero.

Sin embargo, el modelo puede ya ser verificado analizando los datos de precisión existentes extraidos del LEP y otros. El impacto de los nuevos grados de libertad en los modelos de Higgs Pequeño debe mantenerse lo suficientemente reducido para no arruinar el éxito de las correcciones radiativas al incluir sólo el bosón de Higgs ligero en la descripción de los datos. Esto lleva a restringir el parámetro f al orden de 3 a 5 TeV, Fig. 4.1. Así la teoría es compatible con los datos de precisión actuales, pero sólo marginalmente y con poca superposición.

Extensiones del sistema en las cuales una nueva paridad [108] es introducida, reducen las correcciones radiativas a lazos cerrados de los nuevos grados de libertad, de tal manera que partículas ligeras nuevas no están excluidas. Sin embargo, anomalías potenciales [109] que rompen la invariancia bajo T deben ser evitadas al diseñar tales escenarios.

4.2 Bosones W Fuertemente Interactuantes

En escenarios alternativos [2] un sistema de fermiones nuevos es introducido, el cual interactúa fuertemente a la escala del orden de 1 TeV. En el estado base de dicho sistema un condensado escalar de pares fermión-antifermión podría formarse. Generalmente se espera que tal proceso se lleve a cabo en

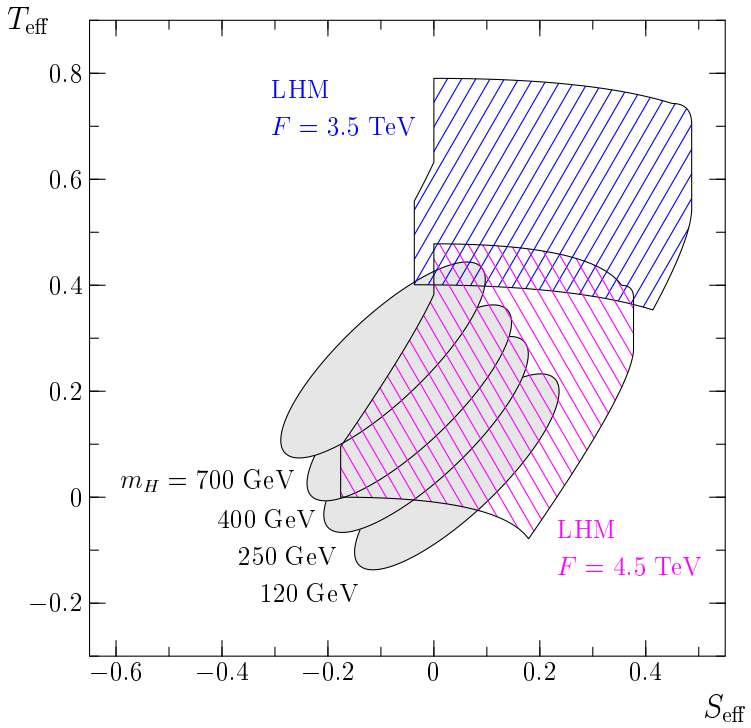

Figura 4.1: *Predicciones de los parámetros de precisión S, T para el modelo del Higgs Más Pequeño con asignaciones de carga estándares $U(1)$. Las elipses sombreadas son el 68 % de los contornos de exclusión los cuales provienen de los datos de precisión electrodébiles, suponiendo cuatro masas diferentes de los Higgs. Las áreas rayadas son los rangos de los parámetros permitidos del modelo del Higgs Más Pequeño para dos valores diferentes de la escala F. Los límites de las interacciones de contacto se han tomado en cuenta. Ref. [107].*

cualquier teoría de norma no Abeliana de las nuevas interacciones fuertes [como en QCD]. Como el condensado escalar rompe la simetría quiral del sistema fermiónico, se formarán campos de Goldstone, y estos pueden ser absorbidos por los campos de norma electrodébiles para construir las componentes longitudinales y las masas de los campos de norma. Nuevas interacciones de norma deben ser introducidas, las cuales acoplan los leptones y los quarks del Modelo Estándar a los nuevos fermiones de tal manera que se generen las masas de los leptones y quarks a través de las interacciones con el estado base del condenesado fermión-antifermión. En el sector de bajas energías de la teoría electrodébil, la aproximación del campo de Higgs fundamental y la alternativa dinámica son equivalentes. Sin embargo, las dos teorías son fundamentalmente diferentes a energías altas. Mientras que la unitaridad de la teoría de norma electrodébil se garantiza por el intercambio de un partícula de Higgs escalar en procesos de dispersión, la unitaridad se restablece a altas energías en la teoría dinámica a través de interacciones fuertes no perturbativas entre las partículas. Como las componentes de los campos de norma longitudinales son equivalentes a los campos de Goldstone asociados con la teoría microscópica, sus interacciones fuertes a altas energías son transferidas a los bosones de norma electrodébiles. Puesto que por unitaridad, la amplitud de dispersión de la onda S de los bosones W, Z polarizados longitudinalmente en el canal iso-escalar $(2W^+W^- + ZZ)/\sqrt{3}$, $a_0^0 = \sqrt{2}G_F s/16\pi$, está acotada por 1/2, la escala característica de las nuevas interacciones fuertes debe estar cercana a 1.2 TeV. Entonces, cerca de la energía crítica de 1 TeV, los bosones W, Z interactúan fuertemente entre ellos. Las teorías tecnicolor proporcionan una forma elaborada de dichos escenarios.

4.2.1 Bases Teóricas

1. Los escenarios físicos del rompimiento dinámico de la simetría pueden estar basados en teorías de nueva interacción fuerte, las cuales extienden el espectro de partículas de materia y de las interacciones más allá de los grados de libertad tomados en cuenta en el Modelo Estándar. Si las nuevas interacciones fuertes son invariantes bajo transformaciones de un grupo de simetría quiral $SU(2) \times SU(2)$, la invariancia quiral generalmente es rota espontáneamente al grupo de iso-espín custodial diagonal $SU(2)$. Este proceso está asociado con la formación de un condensado quiral en el estado base y con la existencia de tres bosones de Goldstone sin masa.

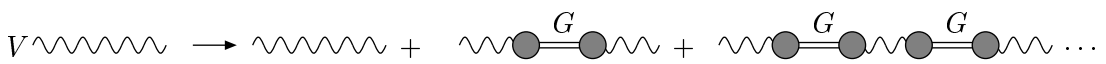

Figura 4.2: *Generando masas de los bosones de norma (V) a través de la interacción con los bosones de Goldstone (G).*

Los bosones de Goldstone pueden ser absorbidos por los campos de norma, generando estados longitudinales y masas distintas de cero para los bosones de norma, como se muestra en la Fig. 4.2. Sumando las series geométricas de las transiciones bosón de Goldstone-bosón vectorial en el propagador, lleva a un cambio en el polo de la masa:

$$\begin{aligned} \frac{1}{q^2} &\rightarrow \frac{1}{q^2} + \frac{1}{q^2} q_\mu \frac{g^2 F^2/2}{q^2} q_\mu \frac{1}{q^2} + \frac{1}{q^2}\left[\frac{g^2 F^2}{2}\frac{1}{q^2}\right]^2 + \cdots \\ &\rightarrow \frac{1}{q^2 - M^2} \, . \end{aligned} \tag{4.10}$$

El acoplamiento entre bosones de norma y bosones de Goldstone ha sido definido como $igF/\sqrt{2}q_\mu$. La masa generada por los campos de norma está relacionada a este acoplamiento por

$$M^2 = \frac{1}{2} g^2 F^2 \, . \tag{4.11}$$

El valor numérico del acoplamiento F debe coincidir con $v/\sqrt{2} = 174$ GeV.

La simetría custodial $SU(2)$ remanente garantiza que el parámetro ρ, que es la intensidad relativa (al cuadrado) entre los acoplamientos de las corrientes neutras y cargadas, sea uno. Si se denota a los elementos de la matriz de masa W/B por

$$\begin{aligned} \langle W^i|\mathcal{M}^2|W^j\rangle &= \frac{1}{2} g^2 F^2 \delta_{ij} & \langle W^3|\mathcal{M}^2|B\rangle &= \langle B|\mathcal{M}^2|W^3\rangle \\ \langle B|\mathcal{M}^2|B\rangle &= \frac{1}{2} g'^2 F^2 & &= \frac{1}{2} g g' F^2 \end{aligned} \tag{4.12}$$

la universalidad del acoplamiento F conduce al cociente $M_W^2/M_Z^2 = g^2/(g^2 + g'^2) = \cos^2\theta_W$ eigenvalores de masa, equivalente a $\rho = 1$.

2. Puesto que las funciones de onda de los bosones vectoriales polarizados longitudinalmente aumentan con la energía, las componentes del campo longitudinales son los grados de libertad dominantes a altas energías. Estos estados pueden, sin embargo, para energías asintóticas identificarse con los bosones de Goldstone absorbidos. Esta equivalencia [110] es aparente en la norma de 't Hooft–Feynman donde, para energías asintóticas,

$$\epsilon_\mu^L W_\mu \rightarrow k_\mu W_\mu \sim M^2 \Phi \, . \tag{4.13}$$

Por consiguiente, la dinámica de los bosones de norma puede ser identificada a altas energías con la dinámica de los campos de Goldstone escalares. Una representación elegante de los campos de Goldstone $\vec{G}$ en este contexto está dada por la forma exponencial

$$U = \exp[-i\vec{G}\vec{\tau}/v] \ , \tag{4.14}$$

la cual corresponde a un campo matricial $SU(2)$.

El Lagrangiano de un sistema de bosones fuertemente interactuantes consiste en tal escenario de la parte de Yang-Mills $\mathcal{L}_{YM}$ y de las interacciones de los campos de Goldstone $\mathcal{L}_G$,

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_G \ . \tag{4.15}$$

La parte de Yang–Mills es escrita en la forma usual $\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}\mathrm{Tr}[W_{\mu\nu}W_{\mu\nu} + B_{\mu\nu}B_{\mu\nu}]$. La interacción de los campos de Goldstone pueden ser sistemáticamente expandida en teorías quirales en las derivadas de los campos, correspondiendo a expansiones en potencias de la energía para amplitudes de dispersión [111]:

$$\mathcal{L}_G = \mathcal{L}_0 + \sum_{dim=4} \mathcal{L}_i + \cdots \ . \tag{4.16}$$

Denotando la derivada covariante del SM para los campos de Goldstone por

$$D_\mu U = \partial_\mu U - igW_\mu U + ig' B_\mu U \tag{4.17}$$

el término principal $\mathcal{L}_0$, el cual es de dimensión = 2, está dado por

$$\mathcal{L}_0 = \frac{v^2}{4}\mathrm{Tr}[D_\mu U^+ D_\mu U] \ . \tag{4.18}$$

Este término genera las masas de los bosones de norma W, Z: $M_W^2 = \frac{1}{4}g^2v^2$ y $M_Z^2 = \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)v^2$. El único parámetro en esta parte de la interacción es v, el cual sin embargo, se fija de manera única por el valor experimental de la masa del W; de modo que las amplitudes predichas por el término principal en la expansión quiral pueden efectivamente ser consideradas como libres de parámetros.

La componente al siguiente orden en la expansión con dimensión = 4 consiste de diez términos individuales. Si la simetría custodial $SU(2)$ se impone, sólo quedan dos términos, los cuales no afectan a los propagadores ni a los vértices de 3 bosones, pero sí a los de 4 bosones. Introduciendo el campo vectorial V_μ como

$$V_\mu = U^+ D_\mu U \tag{4.19}$$

estos dos términos están dados por las densidades de interacción

$$\mathcal{L}_4 = \alpha_4 \left[TrV_\mu V_\nu\right]^2 \quad \text{y} \quad \mathcal{L}_5 = \alpha_5 \left[TrV_\mu V_\mu\right]^2 \ . \tag{4.20}$$

Los dos coeficientes α_4, α_5 son parámetros que caracterizan a la teoría microscópica subyacente. En enfoques fenomenológicos deben ser ajustados experimentalmente de los datos de la dispersión WW.

Ordenes mayores en la expansión quiral dan lugar a una expansión de la energía de las amplitudes de dispersión de la forma $\mathcal{A} = \sum c_n (s/v^2)^n$. Esta serie divergirá a energías para las cuales las resonancias de las teorías de nuevas interacciones fuertes pueden formarse en colisiones de WW: 0^+ 'tipo-Higgs', resonancias 1^- 'tipo-ρ', etc. Las masas de estos estados de resonancia se esperan en el rango $M_R \sim 4\pi v$ donde las expansiones de lazo quiral divergen, i.e. aproximadamente entre 1 y 3 TeV's.

4.2.2 Un Ejemplo: Teorías Tecnicolor

Un ejemplo simple para tales escenarios es proporcionado por las teorías de tipo tecnicolor, ver e.g. Ref. [112]. Éstas son construidas con patrones similares a QCD pero caracterizadas por una escala Λ_{TC} en el rango de TeV, de manera que la interacción se vuelve fuerte ya a cortas distancias, del orden de 10^{-17} cm.

La simetría quiral $SU(2)_L \times SU(2)_R$ de esta teoría se rompe a la simetría vectorial diagonal $SU(2)_{L+R}$ por la formacion de condensados de vacío $\langle \bar{U}U \rangle = \langle \bar{D}D \rangle = \mathcal{O}(\Lambda_{TC}^3)$. El rompimiento de la simetría quiral genera tres bosones de Goldstone sin masa $\sim \bar{Q} i\gamma_5 \vec{\tau} Q$, que pueden ser absorbidos por campos de norma del Modelo Estándar para construir los estados masivos con $M_W \sim 100$ GeV. De la cadena

$$M_W = gF/\sqrt{2} \quad \text{y} \quad F \sim \Lambda_{TC}/4\pi \tag{4.21}$$

el parámetro F es estimado abajo de 1 Tev, mientras que Λ_{TC} debe estar en el rango de TeV.

Mientras que el sector de norma electrodébil puede ser formulado consistentemente en esta marco, generar las masas de los fermiones conduce a dificultades severas. Como las interacciones de norma acoplan sólo las componentes del campo izquierdo-izquierdo y derecho-derecho, un operador de masa de cambio de helicidad izquierdo-derecho $\bar{f}_L f_R$ no es generado para los fermiones del Modelo Estándar. Para resolver este problema, se deben introducir nuevas interacciones entre fermiones del SM y fermiones del TC [Tecnicolor Extendido ETC] de manera que la helicidad pueda cambiar a través del condensado de ETC en el vacío. Las masas del SM predichas de esta manera son del orden $m_f \sim g_E^2 \Lambda_{ETC}^3 / M_E^2$, siendo g_E el acoplamiento de la teoría de norma de Tecnicolor extendida y M_E la masa de los campos de norma del ETC. Sin embargo, estimaciones de M_E llevan a conflictos si uno intenta reconciliar el tamaño de la escala requerida para generar la masa del top, del orden de TeV, con la supresión de procesos de cambio de sabor, como las oscilaciones $K\bar{K}$, las cuales requieren un tamaño del orden de PeV.

De este modo, la realización más simple de las teorías de tecnicolor sufre de conflictos internos en el sector fermiónico. Modelos teóricos más complicados son necesarios para reconciliar estas estimaciones conflictivas [112]. No obstante, la idea de generar el rompimiento de la simetría electrodébil dinámicamente es un escenario teóricamente atractivo e interesante.

4.3 Dispersión WW en colisionadores de Alta Energía

1. Independientemente de la forma específica en que se realiza el rompimiento dinámico de la simetría, se han desarrollado herramientas teóricas que pueden ser útiles para investigar estos escenarios de una manera bastante general. Las amplitudes de dispersión (cuasi-) elásticas de 2–2 WW pueden expresarse a altas energías por una amplitud maestra $A(s,t,u)$, la cual depende de las tres variables de Mandelstam de los procesos de dispersión:

$$\begin{aligned} A(W^+W^- \to ZZ) &= A(s,t,u) \\ A(W^+W^- \to W^+W^-) &= A(s,t,u) + A(t,s,u) \\ A(ZZ \to ZZ) &= A(s,t,u) + A(t,s,u) + A(u,s,t) \\ A(W^-W^- \to W^-W^-) &= A(t,s,u) + A(u,s,t) \ . \end{aligned} \tag{4.22}$$

Al orden más bajo en la expansión quiral, $\mathcal{L} \to \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_0$, la amplitud maestra está dada, en la forma libre de parámetros, por la energía al cuadrado s:

$$A(s,t,u) \to \frac{s}{v^2} \ . \tag{4.23}$$

Esta representación es válida para energías $s \gg M_W^2$ pero abajo de la nueva región de resonancia, i.e. en la práctica, a energías de $\sqrt{s} = \mathcal{O}(1\text{ TeV})$. Denotando la longitud de dispersión para el canal que lleva iso-espín I y momento angular J por a_{IJ}, los únicos canales de dispersión distintos de cero predichos por el término principal de la expansión quiral corresponden a

$$a_{00} = +\frac{s}{16\pi v^2} \tag{4.24}$$

$$a_{11} = +\frac{s}{96\pi v^2}$$

$$a_{20} = -\frac{s}{32\pi v^2}\,. \tag{4.25}$$

Mientras que el canal exótico $I = 2$ es repulsivo, los canales $I = J = 0$ y $I = J = 1$ son atractivos, indicando la formación de resonancias no-fundamentales tipo Higgs y tipo ρ.

Tomando en cuenta los términos siguientes al dominante en la expansión quiral (next-to-leading terms), la amplitud maestra resulta ser [26]

$$A(s,t,u) = \frac{s}{v^2} + \alpha_4 \frac{4(t^2+u^2)}{v^4} + \alpha_5 \frac{8s^2}{v^4} + \cdots\,, \tag{4.26}$$

incluyendo los dos parámetros α_4 y α_5.

Al incrementar la energía, las amplitudes se aproximarán al área de resonancia. En esa área, el carácter quiral de la teoría no proporciona más guías en la construcción de amplitudes de dispersión. En su lugar, se deben introducir hipótesis *ad-hoc* para definir la naturaleza de las resonancias; ver e.g. Ref. [27].

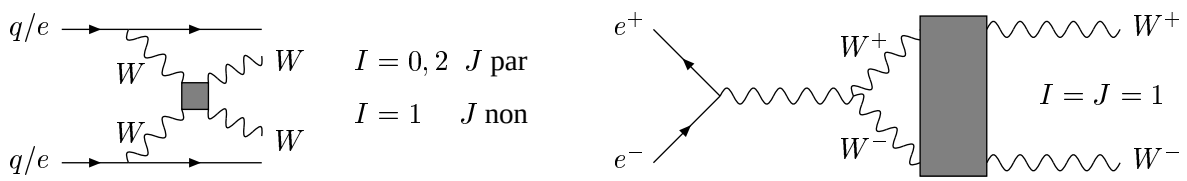

Figura 4.3: *Dispersión y redispersión de WW a altas energías en el LHC y en colisionadores TeV lineales e^+e^-.*

2. La dispersión de WW puede estudiarse en el LHC y en colisionadores TeV lineales e^+e^-. A altas energías, haces de W equivalentes acompañan a los haces de quark y electrón/positrón (Fig. 4.3) en los procesos de fragmentación $pp \to qq \to qqWW\,etc$ y $ee \to \nu\nu WW\,etc$; el espectro de los bosones W polarizados longitudinalmente están dados en la Eq. (2.26). En el ambiente hadrónico de LHC los bosones de estado final $W\ etc$ sólo pueden ser observados en decaimientos leptónicos y en decaimientos mixtos hadrónicos/leptónicos. El ambiente limpio de los colisionadores de e^+e^- permitirá la reconstrucción de resonancias de decaimientos a pares de jet. Los resultados de tres simulaciones experimentales se exhiben en la Fig. 4.4. En la Fig. 4.4a se muestra la sensibilidad a los parámetros α_4, α_5 de la expansión quiral para la dispersión WW en colisionadores e^+e^- [26]. Los resultados de estos análisis pueden reinterpretarse como sensibilidad a la predicción de parámetro libre de la expansión quiral, correspondiendo a un error de cerca del 10 % en el primer término de la amplitud maestra s/v^2. Estos experimentos ponen a prueba el concepto básico de rompimiento de simetría dinámico a través del rompimiento espontáneo de la simetría. La producción de una resonancia de bosón vectorial de masa $M_V = 1$ TeV se ejemplifica en la Fig. 4.4b [27].

LHC permite la observación de resonacias WW en estos canales hasta un rango de masas de aproximadamente 1.5 TeV [13].

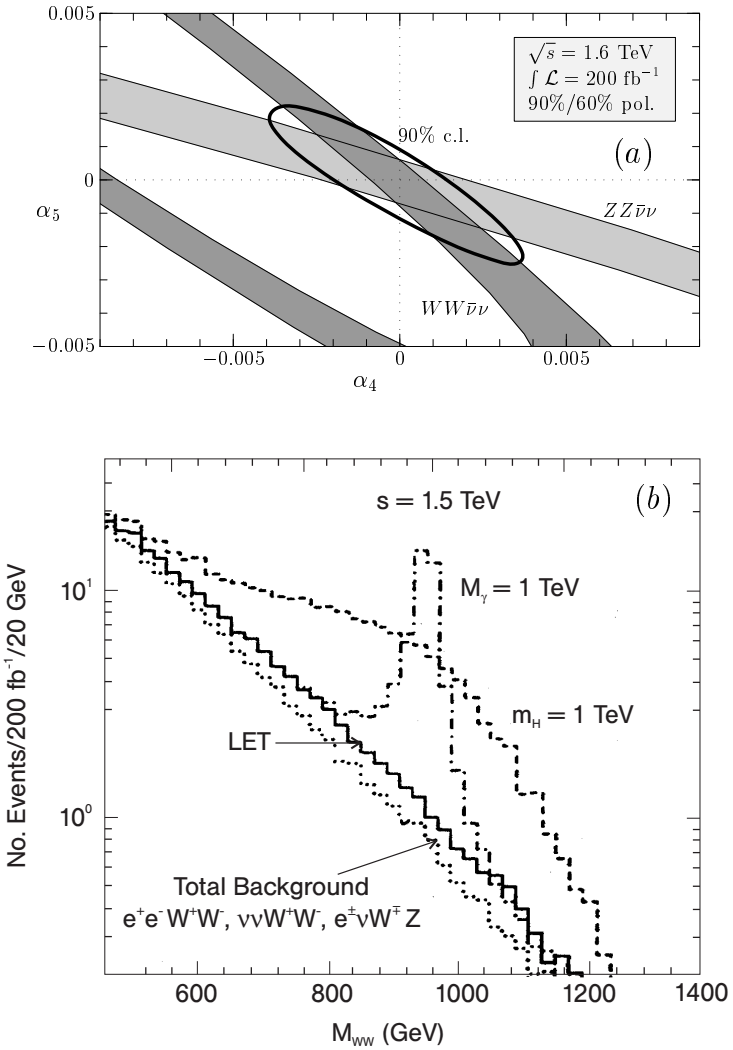

Figura 4.4: *Parte superior: La sensibilidad a los parámetros de expansión en modelos electrodébiles quirales de la dispersión $WW \to WW$ y $WW \to ZZ$ en el umbral de la interacción fuerte; Ref. [26]. Parte inferior: La distribución de la energía invariante de WW en $e^+e^- \to \overline{\nu}\nu WW$ para modelos de resonancia escalares y vectoriales [M_H, M_V = 1 TeV]; Ref. [27].*

Un segundo poderoso método mide la dispersión elástica $W^+W^- \to W^+W^-$ en el canal $I = 1, J = 1$. La redispersión de los bosones W^+W^- producidos en la aniquilación e^+e^-, cf. Fig. 4.3, depende, a energías altas, de la fase δ_{11} de dispersión de WW [113]. La amplitud de producción $F = F_{LO} \times R$ es el producto del diagrama perturbativo a más bajo orden con la amplitud de redispersión de Mushkelishvili–Omnès $\mathcal{R}_{11}$,

$$\mathcal{R}_{11} = \exp \frac{s}{\pi} \int \frac{ds'}{s'} \frac{\delta_{11}(s')}{s' - s - i\epsilon} \,, \tag{4.27}$$

la cual está determinada por el cambio en la fase δ_{11} de WW, obtenida de $I = J = 1$. La eficacia de este método se deriva del hecho de que toda la energía del colisionador e^+e^- es transferida al sistema WW [mientras que una fracción mayor de la energía se pierde en la fragmentación de $e \to \nu W$ si la dispersión de WW es estudiada en el proceso $ee \to \nu\nu WW$]. Simulaciones detalladas [113] han demostrado que este proceso es sensible a las masas del bosón vectorial de hasta cerca de $M_V \lesssim 6$ TeV en teorías tipo tecnicolor.

El análisis experimental de los parámetros α en el colisionador lineal e^+e^- en la primera fase con

energías de hasta ~ 1 TeV puede ser reinterpretado de la siguiente forma. Asociando los parámetros α con nuevas escalas de interacción fuerte, $\Lambda_\star \sim M_W/\sqrt{\alpha}$, cotas superiores para $\Lambda_\star$ de ~ 3 TeV pueden ser exploradas en la dispersión WW. Así pues, este instrumento permite cubrir toda la región del umbral $\lesssim 4\pi v \sim 3$ TeV de las nuevas interacciones fuertes. En el canal de producción W^+W^- de colisiones e^+e^- un rango de hasta 10 TeV puede ser probado de manera indirecta. Si se descubriera una nueva escala $\Lambda_\star$ de hasta ~ 3 TeV, se podrían buscar nuevas resonancias WW en el LHC mientras que CLIC podría investigar nuevos estados de resonancia con masas de hasta 3 TeV y estados virtuales mucho más allá de éstas.

5 Sinopsis

El mecanismo de rompimiento de la simetría elctrodébil puede quedar establecido en los colisionadores actuales o en la nueva generación de colisionadores hadrónicos y leptónicos :

- $\star$ Determinar la existencia de un bosón de Higgs fundamental ligero;
- $\star$ El perfil de la partícula de Higgs puede ser reconstruido, revelando así la naturaleza física del subyacente mecanismo del rompimiento de la simetría electrodébil;
- $\star$ Pueden realizarse análisis sobre la dispersión WW fuerte si el rompimiento de la simetría es generado dinámicamente por nuevas interacciones fuertes.

Más aún, dependiendo de la respuesta experimental a estas preguntas, el sector electrodébil proporcionará la plataforma para extrapolaciones en áreas físicas más allá del Modelo Estándar: ya sea al sector supersimétrico de bajas energías; o a una teoría de nuevas interacciones fuertes a una escala característica del orden de 1 TeV y más allá; o, alternativamente, a dimensiones espaciales extra.

Acknowledgments

P.M.Zerwas está muy agradecido con los organizadores por la invitación a la 4th CERN Latin American School on High Energy Physics, Viña del Mar, Chile, 2007. La escritura de este trabajo fue apoyada parcialmente por el proyecto PAPIIT-IN115207.

Apéndice

A The O(3) σ Model

Un modelo transparente pero, a la vez, suficientemente complejo para estudiar todos los aspectos del rompimiento de la simetría electrodébil, es el modelo σ O(3). Al empezar por la versión estándar, de un número de variantes se puede desarrollar la idea del rompimiento espontáneo de la simetría y el teorema de Goldstone, mientras que normando (gauging) la teoría se llegua al fenómeno del Higgs. Esta evolución será descrita paso a paso en las siguientes tres subsecciones.

El modelo σ O(3) incluye un triplete de componentes de campo:

$$\sigma = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) \ . \tag{A.1}$$

Si el potencial de auto-interacción del campo depende únicamente de la intensidad global del campo, la teoría, descrita por el Lagrangiano

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial\sigma)^2 - V(\sigma^2) \tag{A.2}$$

es invariante rotacional O(3). Estas iso-rotaciones son generadas por la transformación

$$\sigma \to e^{i\alpha t}\sigma \quad \text{con} \quad (t^i)_{jk} = i\epsilon_{ijk} \tag{A.3}$$

con parámetros de rotación $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$. Eligiendo una interacción cuártica para el potencial, la teoría es renormalizable y por lo tanto bien definida.

A.1 Teoría Normativa:

Si el potencial cuártico V se escoge a que sea cf. Fig. A.1,

$$V(\sigma^2) = \lambda^2(\sigma^2 + \mu^2)^2 \tag{A.4}$$

el espectro de partículas y las interacciones pueden fácilmente derivarse a partir de la siguiente forma

$$V(\sigma^2) = 2\lambda^2\mu^2\sigma^2 + \lambda^2\sigma^4 + \text{const.} \ . \tag{A.5}$$

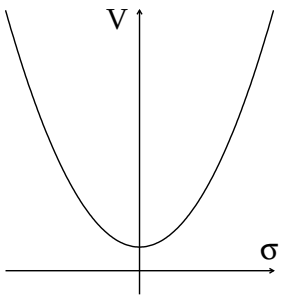

Figura A.1:

El término de campo bilineal describe tres masas degeneradas

$$m(\sigma_1) = m(\sigma_2) = m(\sigma_3) = 2\lambda\mu \tag{A.6}$$

que corresponden a tres grados de libertad de partículas físicas. Los campos interactúan a través del segundo término cuártico. El estado base del sistema se obtiene para la intesidad cero del campo:

$$\sigma^0 = (0, 0, 0) \ . \tag{A.7}$$

Esta teoría describe un sistema de partículas estándar en el cual el estado base preserva la invariancia rotacional del Lagrangiano. Por lo que el Lagrangiano y la solución a la ecuación del campo obedecen el mismo grado de simetría.

A.2 Rompimiento Espontáneo de la Simetría y el Teorema de Goldstone:

Sin embargo, si el signo del parámetro de masas el potencial cambia a valores negativos,

$$V(\sigma^2) = \lambda^2(\sigma^2 - \mu^2)^2 \tag{A.8}$$

el estado base es un estado de intensidad de campo diferente de cero, cf. Fig. A.2. Fijando el eje del estado base de tal manera que

$$\sigma^0 = (0, 0, v) \quad \text{con} \quad v = \mu \tag{A.9}$$

la invariancia rotacional original O(3) del Lagrangiano ya no es respetada por la solución del estado base, la cual distingue una dirección específica del iso-espacio. Sin embargo, no hay un principio que determine la dirección arbitraria del estado base en el iso-espacio. Dicho fenómeno, en el cual las soluciones de las ecuaciones de campo no obedecen la simetría del Lagrangiano, es generalmente llamado “rompimiento espontáneo de la simetría”.

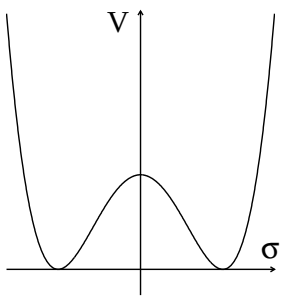

Figura A.2:

Expandiendo el campo σ alrededor del estado base,

$$\sigma = (\sigma_1', \sigma_2', v + \sigma_3') \tag{A.10}$$

emerge una teoría efectiva para los nuevos grados de libertad dinámicos σ_1', σ_2' y σ_3'. Evaluando el potencial para los nuevos campos,

$$V = 4v^2\lambda^2\sigma_3'^2 + 4v\lambda^2\sigma_3'(\sigma_1'^2 + \sigma_2'^2 + \sigma_3'^2) + \lambda^2(\sigma_1'^2 + \sigma_2'^2 + \sigma_3'^2)^2 \tag{A.11}$$

dos partículas sin masa más una partícula masiva corresponden a los términos de campo bilineales:

$$\begin{aligned} m(\sigma_1') &= m(\sigma_2') = 0 \\ m(\sigma_3') &= 2\sqrt{2}\lambda v \neq 0 \ . \end{aligned} \tag{A.12}$$

A las dos partículas sin masa se les llama bosones de Goldstone, Ref. [114].

Además de los términos cuárticos estándar, los bosones de Goldstone y las partículas masivas interactúan entre ellas por medio de términos trilineales del potencial efectivo.

La simetría de la teoría efectiva se reduce, de la invariancia rotacional O(3) original a la invariancia O(2) restringida a rotaciones alrededor del eje del estado base.

Este modelo σ es sólo un simple ejemplo del más general

Teorema de Goldstone:
Si N es la dimensión del grupo de simetría del Lagrangiano básico, pero la simetría de la solución del estado base se reduce a una dimensión M, entonces la teoría incluye (N-M) bosones escalares de Goldstone sin masa.

Por cada grado de libertad de la simetría que es destruido, aparece en el espectro una partícula sin masa. Un ejemplo muy famoso de este teorema son los tres piones casi sin masa que emergen del rompimiento espontáneo de la simetría de iso-espín quiral en QCD.

A.3 El mecanismo de Higgs

El mecanismo de Higgs Ref. [1] proporciona masa a los bosones vectoriales en teorías de norma sin destruir la renormalizabilidad de la teoría. Si las masas fueran introducidas a mano, la invariancia de norma que garantiza la renormalizabilidad, se destruiría por los términos de masa *ad-hoc* en el Lagrangiano.

La simetría global de iso-espín del modelo σ O(3) puede ser extendida a una simetría local al introducir un iso-triplete W de campos de norma acoplados de forma mínima al campo σ. Introduciendo la derivada covariante

$$\partial_\mu \sigma \rightarrow \partial_\mu \sigma + igtW_\mu \sigma \tag{A.13}$$

en el Lagrangiano,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}[(\partial + igtW)\sigma]^2 - V(\sigma^2) + \mathcal{L}_{kin}(W) \tag{A.14}$$

la teoría es invariante bajo transformaciones de norma local

$$\sigma \rightarrow e^{i\alpha t}\sigma \quad \text{con} \quad \alpha = \alpha(x) \tag{A.15}$$

con la transformación de materia complementada por la transformación usual del campo de norma no abeliano. El Lagrangiano normado (gauged) incluye la parte cinética de norma, la parte cinética de σ y la interacción σ-norma, así como el potencial.

- Si el potencial σ es justo el potencial estándar,$V = \lambda^2(\sigma^2 + \mu^2)^2$, la teoría es una teoría de norma de Yang-Mills no abeliana con un triplete de partículas σ de masa degenerada, interactuando de la manera estándar con los campos de norma tripletes W sin masa.

- Sin embargo, si el potencial se escoge del tipo Mexicano, $V = \lambda^2(\sigma^2 - \mu^2)^2$, que en el modelo σ conduce al rompimiento espontáneo de la simetría, el contenido físico campo/partícula de la teoría cambia dramáticamente [un fenómeno similar a la teoría no normada (non-gauged theory)].

Parametrizando el campo-triplete σ a través de una rotación del campo alrededor del eje del estado base,

$$\sigma = e^{i\Theta t/v}(\sigma^0 + \eta) \tag{A.16}$$

con

$$\sigma^0 = (0, 0, v)\,; \quad \eta = (0, 0, \eta)\,; \quad \Theta = (\Theta_1, \Theta_2, 0) \tag{A.17}$$

las componentes Θ de σ perpendiculares al eje del estado base pueden ser removidas por la transformación de norma $\sigma \rightarrow exp[-i\Theta t/v]\sigma$ complementada por la transformación correspondiente del campo de norma. Manteniendo la notación original para los campos transformados de norma, el nuevo Lagrangiano para los grados de libertad físicos está dado por

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}[(\partial + igWt)(\sigma^0 + \eta)]^2 - V([\sigma^0 + \eta]^2) + \mathcal{L}_{kin}(W)\ . \tag{A.18}$$

Después de escribir el Lagrangian resultante de la teoría efectiva como

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{kin}(W) + \frac{1}{4}g^2v^2(W_1^2 + W_2^2) + \frac{1}{2}(\partial\eta)^2 - V + \mathcal{L}_{int}(\eta, W) \tag{A.19}$$

el contenido físico partícula/campo se pone de manifiesto:

- un campo vectorial sin masa W_3 correspondiente a la invariancia rotacional residual alrededor del eje-3 del estado base;

- dos campos W masivos W_1 y W_2 perpendiculares al eje del estado base con masas que están determinadas por la intensidad del campo v del estado base σ y la constante de acoplamiento de norma g. Estos dos campos masivos corresponden a los grados de libertad de la simetría que fueron rotos espontáneamente en el modelo σ no-normado;

- los bosones de Goldstone han desaparecido del espectro, absorbidos para formar los grados longitudinales de los bosones de norma masivos;

- un bosón de Higgs escalar real η.

Este ejemplo puede extenderse fácilmente, paralelamente al teorema de Goldstone, para formular de forma general

El mecanismo de Higgs:

Si N es la dimensión del grupo de simetría del Lagrangiano original, M la dimensión del grupo de simetría que deja invariante el estado base de los n campos escalares, entonces la teoría física consiste en M campos vectoriales sin masa, (N-M) campos vectoriales masivos, y n-(N-M) campos de Higgs escalares.

Bibliography

[1] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 132 and Phys. Rev. **145** (1966) 1156; F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321; G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585.

[2] S. Weinberg, Phys. Rev. **D13** (1979) 974, *ibid.* **D19** (1979) 1277; L. Susskind, Phys. Rev. **D20** (1979) 2619.

[3] N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen and H. Georgi, Phys. Lett. **B513** (2001) 232; M. Schmaltz and D. Tucker-Smith, Report hep-ph/0502182.

[4] C. Csaki, C. Grojean, H. Murayama, L. Pilo and J. Terning, Phys. Rev. D **69** (2004) 055006.

[5] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **20** (1961) 579; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264; A. Salam, in Elementary Particle Theory, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968).

[6] N. Cabibbo, L. Maiani, G. Parisi and R. Petronzio, Nucl. Phys. **B158** (1979) 295; R.A. Flores and M. Sher, Phys. Rev. **D27** (1983) 1679; M. Lindner, Z. Phys. **C31** (1986) 295; M. Sher, Phys. Rep. **179** (1989) 273; J. Casas, J. Espinosa and M. Quiros, Phys. Lett. **B342** (1995) 171.

[7] G. Altarelli and G. Isidori, Phys. Lett. **B337** (1994) 141; J. Espinosa and M. Quiros, Phys. Lett. **B353** (1995) 257.

[8] A. Hasenfratz, K. Jansen, C. Lang, T. Neuhaus and H. Yoneyama, Phys. Lett. **B199** (1987) 531; J. Kuti, L. Liu and Y. Shen, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 678; M. Lüscher and P. Weisz, Nucl. Phys. **B318** (1989) 705.

[9] M. Veltman, Acta Phys. Polon. **B8** (1977) 475.

[10] LEP Electroweak Working Group, http://lepewwg.web.cern/LEPEWWG/; M. W. Grunewald, arXiv:0709.3744 [hep-ex].

[11] G. Abbiendi et al., Phys. Lett. **B565** (2003) 61 [arXiv:hep-ex/0306033].

[12] *Future Electroweak Physics at the Fermilab Tevatron*, FERMI LAB–PUB–96/082 [hep-ph/9602250]; M. Carena *et al.* [Higgs Working Group Collaboration], arXiv:hep-ph/0010338.

[13] CMS Collaboration, Technical Design Report, Vol 2, CERN/LHCC 2006-021; ATLAS Collaboration, Technical Design Report, Vols. 1 and 2, CERN–LHCC–99–14 and CERN–LHCC–99–15.

[14] V. Buscher and K. Jakobs, Int. J. Mod. Phys. **A20** (2005) 2523 [arXiv:hep-ph/0504099].

[15] E. Accomando et al., Phys. Rep. **299** (1998) 1; J.A. Aguilar-Saavedra et al., TESLA TDR, hep-ph/0106315; A. Djouadi et al., ILC RDR, arXiv:0709.1893 [hep-ph].

[16] P. Fayet and S. Ferrara, Phys. Rep. **32** (1977) 249; H.P. Nilles, Phys. Rep. **110** (1984) 1; H. Haber and G. Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75; R. Barbieri, Riv. Nuovo Cimento **11** (1988) 1.

[17] E. Witten, Phys. Lett. **B105** (1981) 267.

[18] L.E. Ibañez and G.G. Ross, Phys. Lett. **B105** (1981) 439; S. Dimopoulos, S. Raby and F. Wilczek, Phys. Rev. **D24** (1981) 1681; J. Ellis, S. Kelley and D.V. Nanopoulos, Phys. Lett. **B249** (1990) 441; P. Langacker and M. Luo, Phys. Rev. **D44** (1991) 817; U. Amaldi, W. de Boer and H. Fürstenau, Phys. Lett. **B260** (1991) 447; B. Allanach et al., in *LHC/LC Report*, DESY 04-044 [hep-ph/0403133].

[19] K. Inonue, A. Kakuto, H. Komatsu and S. Takeshita, Prog. Theor. Phys. **67** (1982) 1889; R. Flores and M. Sher, Ann. Phys. **148** (1983) 95; H.P. Nilles and M. Nusbaumer, Phys. Lett. **B145** (1984) 73; P. Majumdar and P. Roy, Phys. Rev. **D30** (1984) 2432.

[20] J.F. Gunion and H.E. Haber, Nucl. Phys. **B272** (1986) 1 and **B278** (1986) 449.

[21] M. Quiros and J. R. Espinosa, PASCOS 98, Boston 1998, arXiv:hep-ph/9809269.

[22] S. Dawson, Nucl. Phys. **B249** (1985) 42; M. Chanowitz and M.K. Gaillard, Phys. Lett. **B142** (1984) 85; G. Kane, W. Repko and W. Rolnick, Phys. Lett. **B148** (1984) 367.

[23] R.N. Cahn and S. Dawson, Phys. Lett. **B136** (1984) 196; K. Hikasa, Phys. Lett. **B164** (1985) 341;

G. Altarelli, B. Mele and F. Pitolli, Nucl. Phys. **B287** (1987) 205; T. Han, G. Valencia and S. Willenbrock, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3274.

[24] A. Dobado, M.J. Herrero, J.R. Pelaez, E. Ruiz Morales and M.T. Urdiales, Phys. Lett. **B352** (1995) 400; A. Dobado and M.T. Urdiales, Z. Phys. **C71** (1996) 659.

[25] J. Bagger, V. Barger, K. Cheung, J. Gunion, T. Han, G.A. Ladinsky, R. Rosenfeld, and C.-P. Yuan, Phys. Rev. **D52** (1995) 3878.

[26] E. Boos, H.-J. He, W. Kilian, A. Pukhov, C.-P. Yuan and P.M. Zerwas, Phys. Rev. **D57** (1998) 1553.

[27] V. Barger, K. Cheung, T. Han and R.J.N. Phillips, Phys. Rev. **D52** (1995) 3815.

[28] M. Gomez-Bock, M. Mondragon, M. Muhlleitner, R. Noriega-Papaqui, I. Pedraza, M. Spira and P. M. Zerwas, J. Phys. Conf. Ser. **18** (2005) 74 [arXiv:hep-ph/0509077].

[29] M. Spira and P.M. Zerwas, Lectures, Schladming 1997, hep-ph/9803257; M. Spira, Fortsch. Phys. **46** (1998) 203; H. Spiesberger, M. Spira and P. M. Zerwas, in "Scattering", Academic Press, London 2000, hep-ph/0011255.

[30] C. Quigg, Rept. Prog. Phys. **70** (2007) 1019 [arXiv:0704.2232 [hep-ph]; J. R. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, arXiv:hep-ph/0702114.

[31] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane and S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, (Addison–Wesley, 1990).

[32] M. Carena and H. Haber, Prog.Part.Nucl.Phys. 50 (2003) 63; A. Djouadi, arXiv:hep-ph/0503172 and arXiv:hep-ph/0503173; D. Rainwater, arXiv:hep-ph/0702124.

[33] B.W. Lee, C. Quigg and H.B. Thacker, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 883.

[34] E. Braaten and J.P. Leveille, Phys. Rev. **D22** (1980) 715; N. Sakai, Phys. Rev. **D22** (1980) 2220; T. Inami and T. Kubota, Nucl. Phys. **B179** (1981) 171; S.G. Gorishny, A.L. Kataev and S.A. Larin, Sov. J. Nucl. Phys. **40** (1984) 329; M. Drees and K. Hikasa, Phys. Rev. **D41** (1990) 1547; Phys. Lett. **B240** (1990) 455 and (E) **B262** (1991) 497; K.G. Chetyrkin, Phys. Lett. **B390** (1997) 309.

[35] B.A. Kniehl, Nucl. Phys. **B352** (1991) 1 and **B357** (1991) 357; D.Yu. Bardin, B.M. Vilenskiĭ and P.Kh. Khristova, Report JINR-P2-91-140.

[36] T.G. Rizzo, Phys. Rev. **D22** (1980) 389; W.-Y. Keung and W.J. Marciano, Phys. Rev. **D30** (1984) 248.

[37] A. Djouadi, M. Spira and P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B264** (1991) 440.

[38] J. Ellis, M.K. Gaillard and D.V. Nanopoulos, Nucl. Phys. **B106** (1976) 292.

[39] A. Djouadi, J. Kalinowski and M. Spira, Comput. Phys. Commun. **108** (1998) 56.

[40] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz and P.M. Zerwas, Nucl. Phys. **B453** (1995) 17.

[41] H. Georgi, S.L. Glashow, M. Machacek and D. Nanopoulos, Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 692.

[42] S. Dawson, Nucl. Phys. **B359** (1991) 283.

[43] D. Graudenz, M. Spira and P.M. Zerwas, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1372; M. Spira, Ph. D. Thesis, RWTH Aachen, 1992; S. Dawson and R.P. Kauffman, Phys. Rev. **D49** (1994) 2298; M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz and P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B318** (1993) 347.

[44] R.V. Harlander and W.B. Kilgore, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 201801; C. Anastasiou and K. Melnikov, Nucl. Phys. **B646** (2002) 220 and V. Ravindran, J. Smith and W.L. van Neerven, Nucl. Phys. **B665** (2003) 325.

[45] S. Moch and A. Vogt, Phys. Lett. B **631** (2005) 48 [arXiv:hep-ph/0508265].

[46] T. Figy, C. Oleari and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. **D68** (2003) 073005; E. L. Berger and J. Campbell, Phys. Rev. **D70** (2004) 073011.

[47] W. Beenakker, S. Dittmaier, M. Krämer, B. Plümper, M. Spira and P.M. Zerwas, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 201805, Nucl. Phys. **B653** (2003) 151; L. Reina and S. Dawson, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 201804; L. Reina, S. Dawson and D. Wackeroth, Phys. Rev. **D65** (2002) 053017; S. Dawson,

L.H. Orr, L. Reina and D. Wackeroth, Phys. Rev. **D67** (2003) 071503 and S. Dawson, C. Jackson, L.H. Orr, L. Reina and D. Wackeroth, Phys. Rev. **D68** (2003) 034022.

[48] B.L. Ioffe and V.A. Khoze, Sov. J. Part. Nucl. **9** (1978) 50; J.D. Bjorken, Proc. Summer Institute on Particle Physics, Report SLAC-198 (1976).

[49] B.W. Lee, C. Quigg and H.B. Thacker, Phys. Rev. **D16** (1977) 1519.

[50] R.N. Cahn and S. Dawson, Phys. Lett. **B136** (1984) 96; G.L. Kane, W.W. Repko and W.B. Rolnick, Phys. Lett. **B148** (1984) 367; G. Altarelli, B. Mele and F. Pitolli, Nucl. Phys. **B287** (1987) 205; W. Kilian, M. Krämer and P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B373** (1996) 135.

[51] CLIC Physics Working Group, hep-ph/0412251.

[52] J. Fleischer and F. Jegerlehner, Nucl. Phys. **B216** (1983) 469; B. Kniehl, Z. Phys. **C55** (1992) 605; A. Denner et al., Z. Phys. **C56** (1992) 261.

[53] G. Bélanger et al., Phys. Lett. **B559** (2003) 252 and Nucl. Phys. Proc. Suppl. **116** (2003) 353; A. Denner et al., Phys. Lett. **B560** (2003) 196 and Nucl. Phys. **B660** (2003) 289.

[54] M. Duhrssen et al., Phys. Rev. **D70** (2004) 113009.

[55] S. Y. Choi, D. J. Miller, M. M. Muhlleitner and P. M. Zerwas, Phys. Lett. B **553** (2003) 61 [arXiv:hep-ph/0210077].

[56] C. P. Buszello, I. Fleck, P. Marquard and J. J. van der Bij, Eur. Phys. J. C **32** (2004) 209 [arXiv:hep-ph/0212396].

[57] V. Hankele, G. Klamke and D. Zeppenfeld, arXiv:hep-ph/0605117.

[58] V. Barger, K. Cheung, A. Djouadi, B.A. Kniehl and P. Zerwas, Phys. Rev. **D49** (1994) 79.

[59] D.J. Miller, S.Y. Choi, B. Eberle, M.M. Mühlleitner and P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B505** (2001) 149.

[60] M.T. Dova, P. Garcia-Abia and W. Lohmann, LC-PHSM-2001-054 [arXiv:hep-ph/0302113].

[61] M. Duhrssen, S. Heinemeyer, H. Logan, D. Rainwater, G. Weiglein and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. D **70** (2004) 113009 [arXiv:hep-ph/0406323].

[62] SM: A. Djouadi, J. Kalinowski and P.M. Zerwas, Mod. Phys. Lett. **A7** (1992) 1765 and Z. Phys. **C54** (1992) 255; S. Dittmaier, M. Krämer, Y. Liao, M. Spira and P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B441** (1998) 383; S. Dawson and L. Reina, Phys. Rev. **D57** (1998) 5851 and **D59** (1999) 054012; G. Bélanger, F. Boudjema, J. Fujimoto, T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, Y. Shimizu and Y. Yasui, Phys. Lett. **B571** (2003) 163; A. Denner, S. Dittmaier, M. Roth and M. Weber, Phys. Lett. **B575** (2003) 290 and Nucl. Phys. **B680** (2004) 85; Y. You, W.-G. Ma, H. Chen, R.-Y. Zhang, S. Yan-Bin and H.-S. Hou, Phys. Lett. **B571** (2003) 85; MSSM: S. Dittmaier, M. Krämer, Y. Liao, M. Spira and P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B478** (2000) 247; S. Dawson and L. Reina, Phys. Rev. **D60** (1999) 015003; S.H. Zhu, hep-ph/0212273; P. Häfliger and M. Spira, Nucl. Phys. **B719** (2005) 35.

[63] K. Hagiwara, H. Murayama and I. Watanabe, Nucl. Phys. **B367** (1991) 257.

[64] GLC project: Linear Collider for TeV physics, KEK-REPORT-2003-7.

[65] A. Djouadi, W. Kilian, M. Mühlleitner and P.M. Zerwas, Eur. Phys. J **C10** (1999) 27 and Eur. Phys. J **C10** (1999) 45; R. Lafaye, D.J. Miller, S. Moretti and M. Mühlleitner, arXiv:hep-ph/0002238; M. Mühlleitner, arXiv:hep-ph/0008127; G. Bélanger et al., Phys. Lett. **B576** (2003) 152; U. Baur, T. Plehn and D. Rainwater, Phys. Rev. **D69** (2004) 053004; A. Krause, T. Plehn, M. Spira and P.M. Zerwas, Nucl. Phys. **B519** (1998) 85.

[66] C. Castanier et al., arXiv:hep-ex/0101028, and refrences in Ref. [15].

[67] J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. B **70** (1974) 39.

[68] J. Polchinski and L. Susskind, Phys. Rev. **D26** (1982) 3661; S. Dimopoulos and H. Georgi, Nucl. Phys. **B193** (1981) 150; N. Sakai, Z. Phys. **C11** (1981) 153.

[69] L.E. Ibañez and G.G. Ross, Phys. Lett. **B110** (1982) 215.

[70] Y. Okada, M. Yamaguchi and T. Yanagida, Progr. Theor. Phys. **85** (1991) 1; H. Haber and R. Hempfling, Phys. Lett. **66** (1991) 1815; J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, Phys. Lett. **257B**

(1991) 83; M. Carena, J.R. Espinosa, M. Quiros and C.E.M. Wagner, Phys. Lett. **B335** (1995) 209.

[71] S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, Phys. Rept. **425** (2006) 265, and update by the authors [*private communication*].

[72] E. Boos, A. Djouadi, M. Mühlleitner and A. Vologdin, Phys. Rev. **D66** (2002) 055004.

[73] M. Carena and H.E. Haber, Prog. Part. Nucl. Phys. **50** (2003) 63.

[74] W.-M. Yao et al. [Particle Data Group], Journal of Physics **G33** (2006) 1

[75] J.F. Gunion and H.E. Haber, Phys. Rev. **D67** (2003) 075019; S.Y. Choi, J. Kalinowski, Y. Liao and P.M. Zerwas, Eur. Phys. J. **C40** (2005) 555.

[76] A. Djouadi, J. Kalinowski and P.M. Zerwas, Z. Phys. **C70** (1996) 435.

[77] A. Djouadi, P. Janot, J. Kalinowski and P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B376** (1996) 220.

[78] A. Djouadi, J. Kalinowski, P. Ohmann and P.M. Zerwas, Z. Phys. **C74** (1997) 93.

[79] A. Bartl, H. Eberl, K. Hidaka, T. Kon, W. Majerotto and Y. Yamada, Phys. Lett. **B389** (1996) 538.

[80] Z. Kunszt and F. Zwirner, Nucl. Phys. **B385** (1992) 3.

[81] G. Kane, G. Kribs, S. Martin and J. Wells, Phys. Rev. **D53** (1996) 213; B. Kileng, P. Osland and P. Pandita, Proceedings 10th International Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory, Zvenigorod, Russia, September 1995, hep-ph/9601284.

[82] S. Dawson, A. Djouadi and M. Spira, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 16.

[83] M. Muhlleitner and M. Spira, hep-ph/0612254, Nucl. Phys. **B** *in press*.

[84] S. Dittmaier, M. Kramer and M. Spira, Phys. Rev. D **70** (2004) 074010 [arXiv:hep-ph/0309204]; J. Campbell *et al.*, arXiv:hep-ph/0405302.

[85] S. Gentile, ATL-PHYS-2004-009.

[86] A. Djouadi, J. Kalinowski and P.M. Zerwas, Z. Phys. **C57** (1993) 569.

[87] I.F. Ginzburg, G.L. Kotkin, V.G. Serbo and V.I. Telnov, Pizma ZhETF **34** (1981) 514, JETP Lett. **34** (1982) 491 and Nucl. Instrum. Meth. **205** (1983) 47; I.F. Ginzburg, G.L. Kotkin, S.L. Panfil, V.G. Serbo and V.I. Telnov, Nucl. Instrum. Meth. **A2** (1984) 5.

[88] B. Badelek *et al.*, [ECFA/DESY Photon Collider Working Group], "TESLA Technical Design Report, Part VI: Photon Collider", Int. J. Mod. Phys. A **19** (2004) 5097 [arXiv:hep-ex/0108012].

[89] M. M. Muhlleitner and P. M. Zerwas, Acta Phys. Polon. B **37** (2006) 1021 [arXiv:hep-ph/0511339].

[90] M. Muhlleitner, M. Kramer, M. Spira and P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B508** (2001) 311 [arXiv:hep-ph/0101083]; M. Muhlleitner, Acta Phys. Polon. **B37** (2006) 1127 [arXiv:hep-ph/0512232].

[91] P. Niezurawski, A.F. Zarnecki and M. Krawczyk, arXiv:hep-ph/0507006; M. Spira, P. Niezurawski, M. Krawczyk and A.F. Zarnecki, arXiv:hep-ph/0612369.

[92] A. Djouadi, H.E. Haber and P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B375** (1996) 203; T. Plehn, M. Spira and P.M. Zerwas, Nucl. Phys. **B479** (1996) 46.

[93] M. Krämer, J. Kühn, M.L. Stong and P.M. Zerwas, Z. Phys. **C64** (1994) 21.

[94] P. S. Bhupal Dev, A. Djouadi, R. M. Godbole, M. M. Muhlleitner and S. D. Rindani, arXiv:0707.2878 [hep-ph].

[95] S.Y. Choi, J. Kalinowski, Y. Liao and P.M. Zerwas, Eur. Phys. J. **C40** (2005) 555.

[96] P. Fayet, Nucl. Phys. **B90** (1975) 104; H.-P. Nilles, M. Srednicki and D. Wyler, Phys. Lett. **B120** (1983) 346; J.-P. Derendinger and C.A. Savoy, Nucl. Phys. **B237** (1984) 307; J.F. Gunion and H.E. Haber, Nucl. Phys. **B272** (1986) 1; J. Ellis, J.F. Gunion, H.E. Haber, L. Roszkowski and F. Zwirner, Phys. Rev. **D39** (1989) 844.

[97] U. Ellwanger, M. Rausch de Traubenberg and C.A. Savoy, Z. Phys. **C67** (1995) 665; S.F. King and P.L. White, Phys. Rev. **D52** (1995) 4183; H. Asatrian and K. Eguin, Mod. Phys. Lett. **A10** (1995) 2943.

[98] D.J. Miller, R. Nevzorov and P.M. Zerwas, Nucl. Phys. **B681** (2004) 3; S.Y. Choi, D.J. Miller and P.M. Zerwas, Nucl. Phys. **B711** (2005) 83.

[99] S. Y. Choi, H. E. Haber, J. Kalinowski and P. M. Zerwas, Nucl. Phys. B **778** (2007) 85 [arXiv:hep-ph/0612218].

[100] V. Barger, P. Langacker and G. Shaughnessy, AIP Conf. Proc. **903** (2007) 32 [arXiv:hep-ph/0611112].

[101] S. F. King, S. Moretti and R. Nevzorov, Phys. Rev. D **73** (2006) 035009 [arXiv:hep-ph/0510419].

[102] J.R. Espinosa and M. Quiros, Phys. Lett. **B279** (1992) 92; G.L. Kane, C. Kolda and J.D. Wells, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2686.

[103] J. Kamoshita, Y. Okada and M. Tanaka, Phys. Lett. **B328** (1994) 67.

[104] T. Han, Proceedings of SUSY04, KEK Tsukuba 2004.

[105] N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen, E. Katz and A.E. Nelson, JHEP **0207** (2002) 034.

[106] T. Han, H.E. Logan, B. McElrath and L.T. Wang, Phys. Rev. **D67** (2003) 095004.

[107] W. Kilian and J. Reuter, Phys. Rev. **D70** (2004) 015004.

[108] H. C. Cheng and I. Low, JHEP **0408** (2004) 061 [arXiv:hep-ph/0405243] and JHEP **0309** (2003) 051 [arXiv:hep-ph/0308199].

[109] C. T. Hill and R. J. Hill, arXiv:0705.0697 [hep-ph].

[110] J.M. Cornwall, D.N. Levin and G. Tiktopoulos, Phys. Rev. **D10** (1974) 1145; B. Lee, C. Quigg and H. Thacker, Phys. Rev. **D16** (1977) 1519; M. Chanowitz and M.K. Gaillard, Nucl. Phys. **B261** (1985) 379; G.J. Gounaris, R. Kogerler and H. Neufeld, Phys. Rev. **D34** (1986) 3257; Y.P. Yao and C.P. Yuan, Phys. Rev. **D38** (1988) 2237; H.-J. He, Y.-P. Kuang, and X.-Y. Li, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2619.

[111] T. Appelquist and C. Bernard, Phys. Rev. **D22** (1980) 200; A. Longhitano, Phys. Rev. **D22** (1980) 1166, Nucl. Phys. **B188** (1981) 118; T. Appelquist and G.-H. Wu, Phys. Rev. **D48** (1993) 3235.

[112] K. Lane, *Two Lectures on Technicolor*, Fermilab-Pub-02/040-T, hep-ph/0202255.

[113] T.L. Barklow, Snowmass Report 2001, hep-ph/0112286.

[114] Y. Nambu, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 380; Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961) 345 and **124** (1961) 246; J. Goldstone, Nuov. Cim. **19** (1961) 154; J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, Phys. Rev. **127** (1962) 965.