2.3 Die Suche nach dem Higgs-Boson

2.3.1 Eigenschaften des Higgs-Bosons

Zur Erinnerung:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{Higgs}} &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) - \frac{1}{2}M_H^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 \\
&+ \frac{g^2 v}{4} H \left[2W_\mu^+ W^{\mu -} + \frac{1}{\cos^2\theta_W} Z_\mu^0 Z^{\mu 0} \right] \\
&- \sum_f \frac{g_f}{\sqrt{2}} (\overline{\psi}_f \psi_f) H,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{mit } M_H &= \sqrt{-2\mu^2} = v\sqrt{2\lambda} = 2\sqrt{2} M_W \frac{\sqrt{\lambda}}{g}; \\
\text{und } v &= \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = (\sqrt{2} G_F)^{-1/2} = 246 \text{ GeV}; \\
\frac{G_F}{\sqrt{2}} &= \frac{g^2}{8 M_W^2}; \\
g_f &= g_f(v^2) = \sqrt{2}\frac{m_f}{v}; \quad \lambda = \lambda(v^2) = \frac{M_H^2}{2v^2}.
\end{aligned}$$

Feynman-Regeln für Higgs-Eichboson-Kopplung $(M_Z = M_W / \cos\theta_W)$:

$$igM_W = i\frac{e}{\sin\theta_W} M_W g_{\mu\nu}$$

$$i\frac{g}{2}\frac{M_W}{\cos^2\theta_W} g_{\mu\nu} = i\frac{e}{\sin 2\theta_W} M_Z g_{\mu\nu}$$

Das Higgs-Boson ist das einzige vorhergesagte Teilchen des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung, das noch nicht experimentell nachgewiesen werden konnte.

Es ist aber unverzichtbar für die Konsistenz der Theorie (Unitarität und Renormierbarkeit).

Die elastische WW-Streuung $W_L^+ W_L^- \longrightarrow W_L^+ W_L^-$
ist bei hohen Energien $E_k = \sqrt{\vec{k}^2 + M_W^2}$ dominiert durch longitudinal polarisierte Zustände $W_L^\pm$ wegen

$$\varepsilon_L^\mu(k, \lambda = 0) = \frac{1}{M_W}(k, 0, 0, E_k) \overset{k \gg M_W}{\approx} \frac{k^\mu}{M_W}.$$

a)

b)

Für $s = q^2 \gg M_W^2$ gilt für die Wechselwirkungsamplituden:

a) $\mathcal{A}_(a)^{J=0}(W_L W_L \to W_L W_L) = +\frac{G_F \cdot s}{8\pi\sqrt{2}}$.

Unitarität der Streumatrix (=Erhaltung der Wahrscheinlichkeit) verlangt eine Begrenzung der Partialwellenamplituden: $|\mathcal{R}eA^{J=0}| \leq \frac{1}{2}$; Dies ist nur erfüllt für Energien

$$s \leq \frac{4\pi\sqrt{2}}{G_F} \approx (1.2\ \mathrm{TeV})^2.$$

Die Unitarität wird erhalten für beliebige Energien durch Kompensation durch den Austausch schwach wechselwirkender skalarer Higgs-Bosonen:

b) $\mathcal{A}_(b)^{J=0}(W_L W_L \to W_L W_L) \approx -\frac{G_F \cdot s}{8\pi\sqrt{2}}$.

$\Longrightarrow$ Die elektroschwache WW benötigt zur Erhaltung der Unitarität der Streumatrix ein skalares Feld, das an Eichbosonen $\sim gM_{W,Z}$ und an Fermionen $\sim m_f$ (schwach) koppelt: das Higgs-Boson.

Ohne das Higgs-Boson (mit nicht zu großer Masse) wird darüber hinaus die schwache Wechselwirkung oberhalb ~ 1 TeV tatsächlich stark und nicht mehr störungstheoretisch berechenbar, d.h. neue Phänomene jenseits des Standardmodells.

$\Longrightarrow$ Grenzen für die Masse des Higgs-Bosons.

2.3.2 Grenzen für die Masse des Higgs-Bosons

Die Masse des Higgs-Bosons M_H ist ein vom Standardmodell nicht vorhergesagter freier Parameter.

Es gibt obere und untere Schranken aufgrund der Forderung der Selbstkonsistenz der elektroschwachen Wechselwirkung, der Endlichkeit der Higgs-Selbstwechselwirkung und der Higgs-Vakuumstabilität bis zur Energieskala Λ, bis zu der das Standardmodell als elementare Theorie gültig bleiben soll.

Für $s \gg M_H^2$ ist

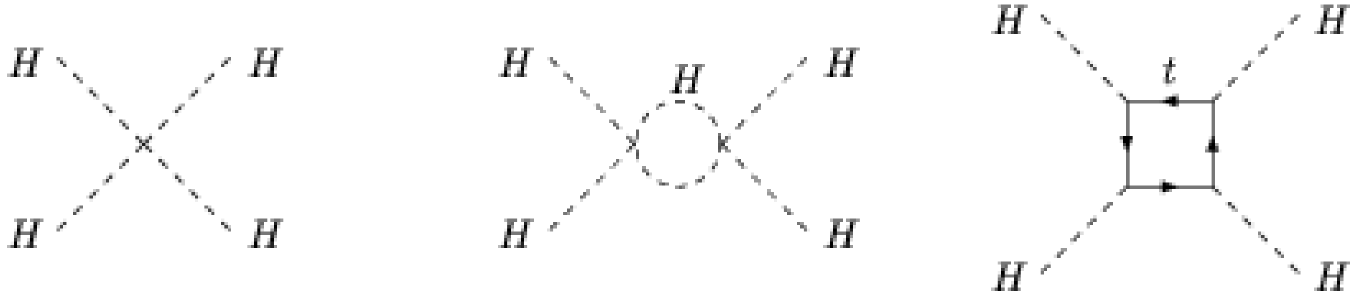
$$\mathcal{A}_{a+b}^{J=0}(W_L W_L \to W_L W_L) \longrightarrow -\frac{G_F M_H^2}{4\pi\sqrt{2}}$$

und die Unitarität mit Hilfe des Higgs-Bosons nur gewährleistet, falls

$$\Longrightarrow \quad \frac{G_F M_H^2}{4\pi\sqrt{2}} \leq \frac{1}{2};$$

$$\Longrightarrow \quad \underline{M_H^2 \leq \frac{2\pi\sqrt{2}}{G_F} \approx (870\ \mathrm{GeV})^2.}$$

Selbstwechselwirkung des Higgs-Bosons



q^2-Abhängigkeit der Selbstkopplung mit Higgs-Vakuum-polarisation:

$$\lambda(q^2) = \frac{\lambda(q_0^2)}{1 - \frac{3\lambda(q_0^2)}{4\pi^2} \ln\left(\frac{q^2}{q_0^2}\right)},$$

wobei $\lambda(v^2) = \frac{M_H^2}{2v^2}$.
Es gilt $\Lambda(q^2 \to 0) \mapsto +0$ und $\Lambda(q^2 \to \infty) \mapsto -0$.

$\Longrightarrow$ Landau-Pol bei einem Wert $q^2 = \Lambda^2$ und $0 < \lambda(q^2) < \infty$ (physikalisch) für

$$\frac{3\lambda(v^2)}{4\pi^2} \ln\left(\frac{\Lambda_H^2}{v^2}\right) \equiv \frac{3M_H^2}{8\pi^2 v^2} \ln\left(\frac{\Lambda_H^2}{v^2}\right) < 1, \text{d.h.}$$

$$M_H^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3} \left(\ln\left(\frac{\Lambda_H^2}{v^2}\right)\right)^{-1} = \begin{cases} (750\ \text{GeV})^2 & \text{f. } \Lambda_H = 1\ \text{TeV} \\ \underline{(140\ \text{GeV})^2} & \text{f. } \Lambda_H = M_{\text{Planck}} \end{cases}$$

$M_{\text{Planck}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}} \approx 10^{19}\ \text{GeV} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ kg ist die sog. Planck-Masse oder Planck-Energieskala, bei der die Gravitation so stark wird wie die übrigen Wechselwirkungen und quantisiert werden muß (Quantisierung der Raum-Zeit bei Abständen kleiner als die Planck-Länge $\sim 1/M_{\text{Planck}}$).

Die Energieskala

$$\Lambda_H^2 = v^2 e^{\frac{8\pi v^2}{3M_H^2}},$$

bei der die Higgs-Selbstwechselwirkung stark wird, wird klein bei großen M_H.

Dies ist im Gegensatz zur QED mit

$$\Lambda_{\text{QED}}^2 = m_e^2 e^{\frac{3\pi}{\alpha(m_e^2)}} \approx m_e^2 e^{10^3}.$$

Im Fall der QCD mit $N_q = 6 < 16$ (asympthotische Freiheit) liegt der Pol bei niedrigen q^2, bei der 'Confinement-Skala'

$$\Lambda_{\text{QCD}}^2 = M_Z^2 e^{-\frac{12\pi}{(33-2N_q)\alpha_s(M_Z^2)}} \approx 50\ \text{MeV}.$$

Stabilität des Vakuums:

Fermion (top-Quark)-Vakuumpolarisation bei der Higgs-Selbstwechselwirkung führt mit zunehmender top-Masse m_t zu $\lambda(q^2) < 0$, d.h. Instabilität des Higgs-Vakuums mit $V_{\text{Higgs}} \mapsto -V_{\text{Higgs}}$, falls M_H nicht groß genug ist zur Kompensation.

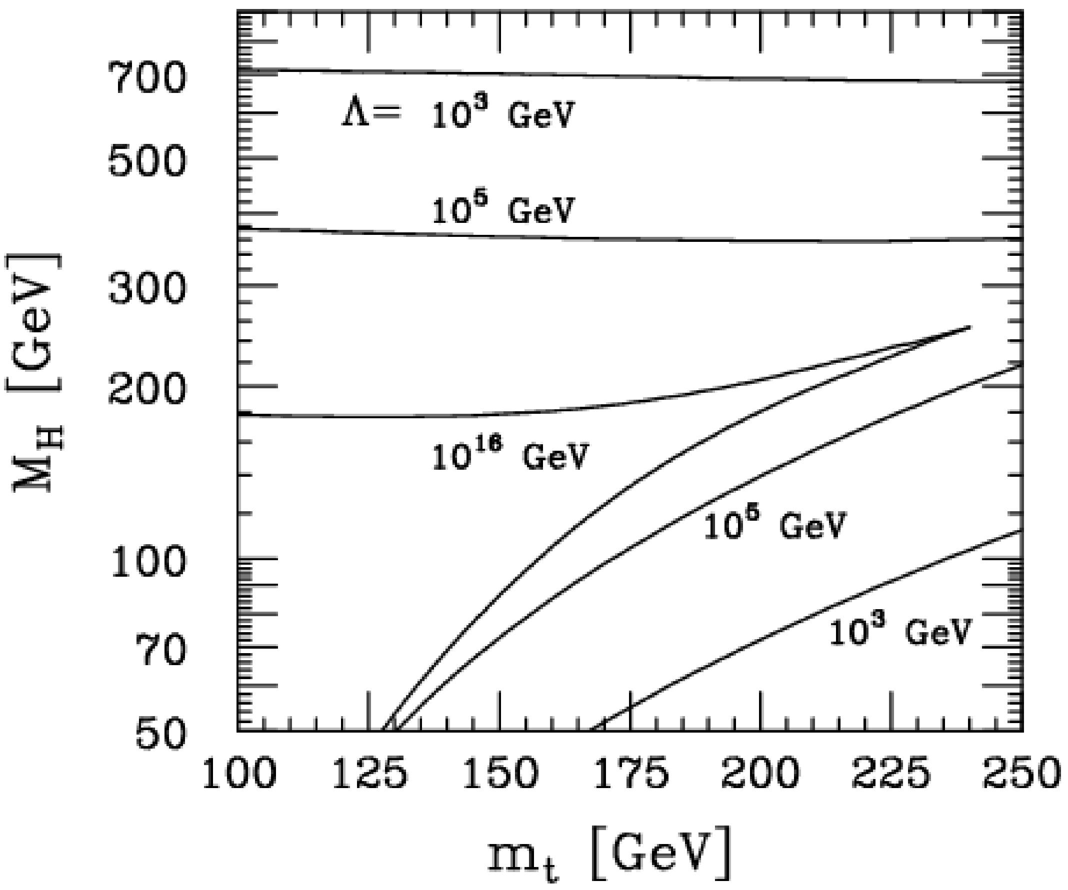
$$\begin{aligned} \underline{55 \leq M_H \leq 700 \text{ GeV}} \quad & \text{für } \Lambda_H = 1 \text{ TeV}, \\ \underline{130 \leq M_H \leq 190 \text{ GeV}} \quad & \text{für } \Lambda_H = M_{\text{Planck}}, \end{aligned}$$

für $m_t = 175 \pm 5$ GeV.

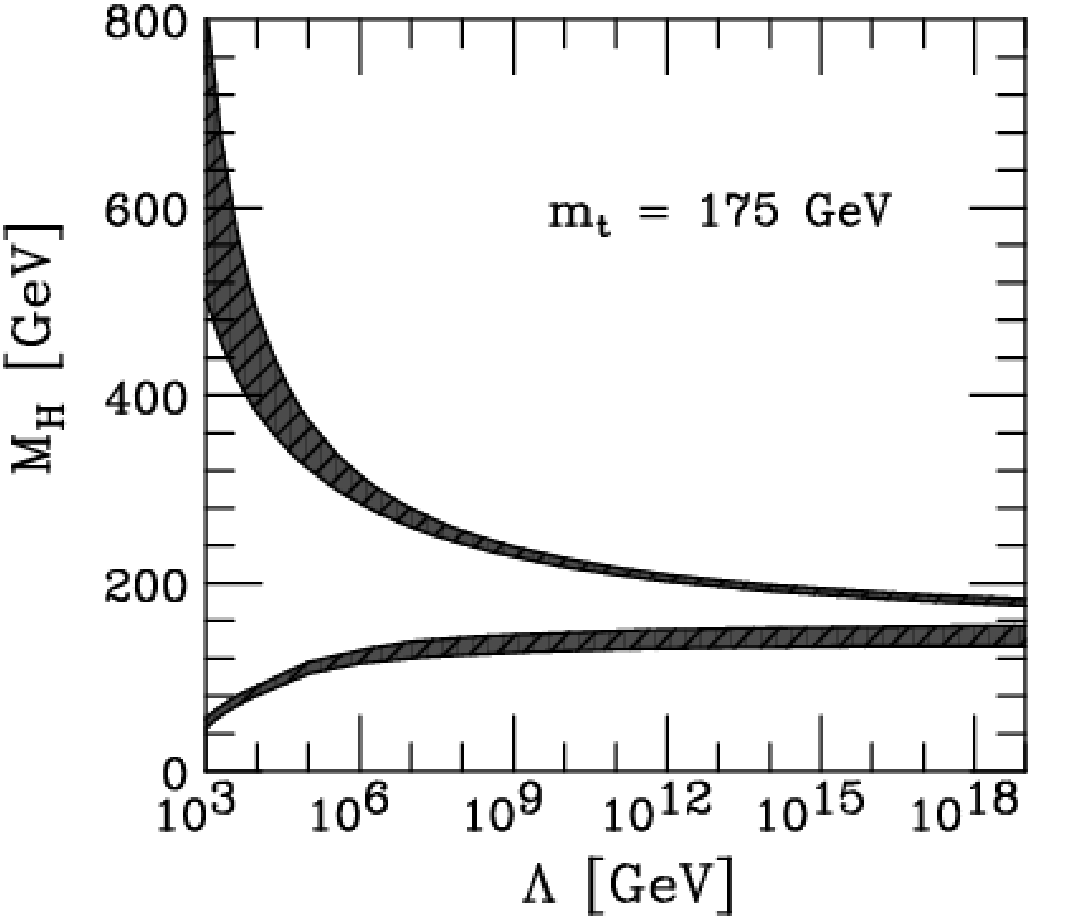
D.h. untere Grenze der Higgs-Masse: $55 - 130$ GeV,
verschärfte obere Grenze: $190 - 700$ GeV.

Bei hoher top-Quarkmasse ist die Einschränkung der Higgs-Masse stärker.

f



700
500
300
200
100
70
50
$\Lambda = 10^3$ GeV
10^5 GeV
10^{16} GeV
10^5 GeV
10^3 GeV
100
125
150
175
200
225
250
M_H [GeV]
m_t [GeV]

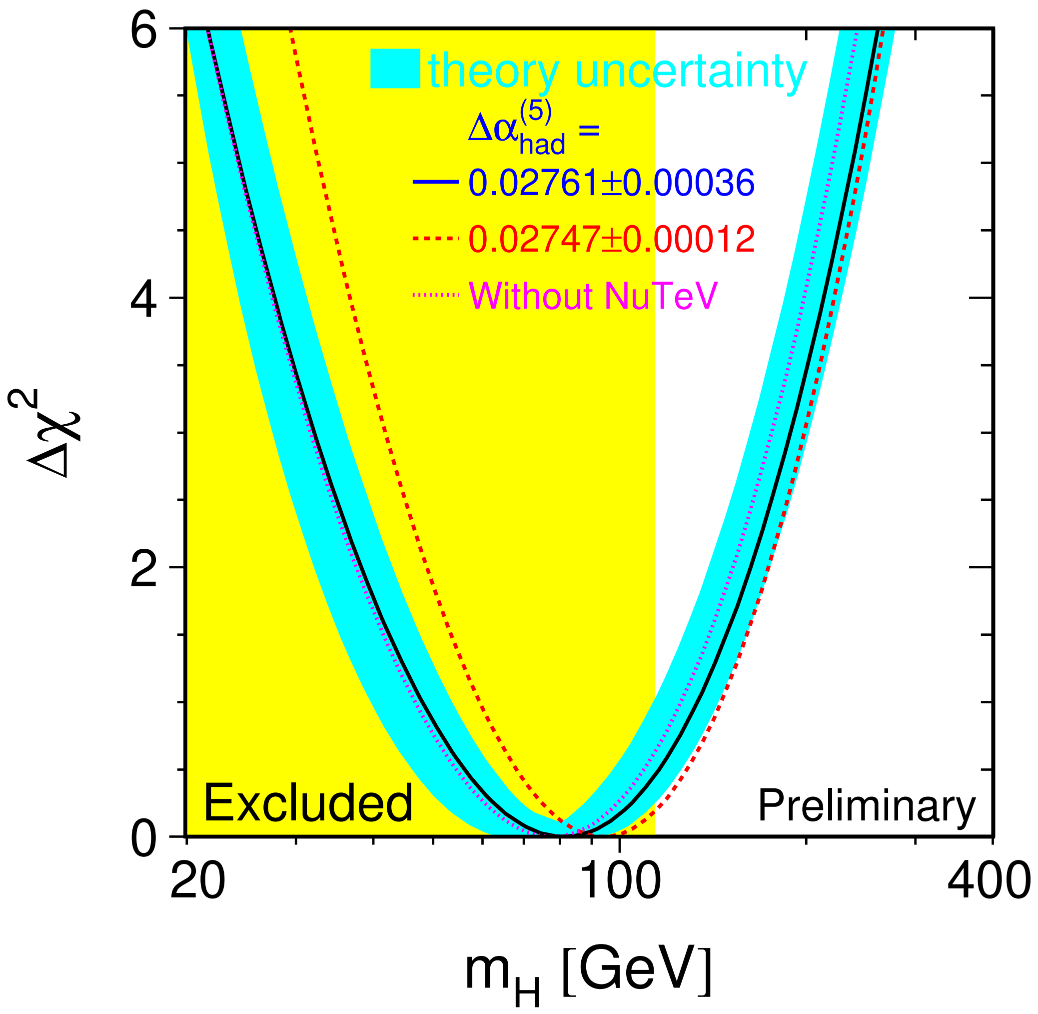


800
600
400
200
0
m_t = 175 GeV
10^3
10^6
10^9
10^{12}
10^{15}
10^{18}
M_H [GeV]
Λ [GeV]

f

2.3.3 Suche nach dem Higgs-Boson bei LEP

Indirekte Obergrenze für die Higgs-Masse M_H von den Präzisionsmessungen der elektro-schwachen Wechselwirkung bei LEP, SLC und Tevatron im Vergleich zur Theorie mit elektroschwachen Strahlungskorrekturen.

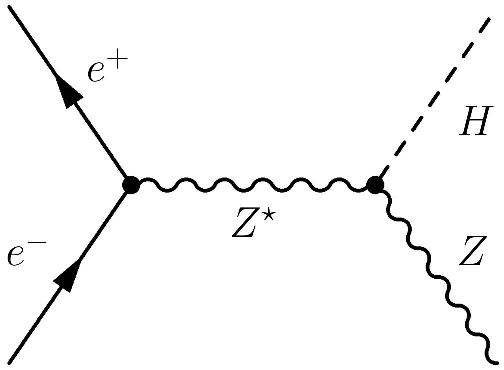


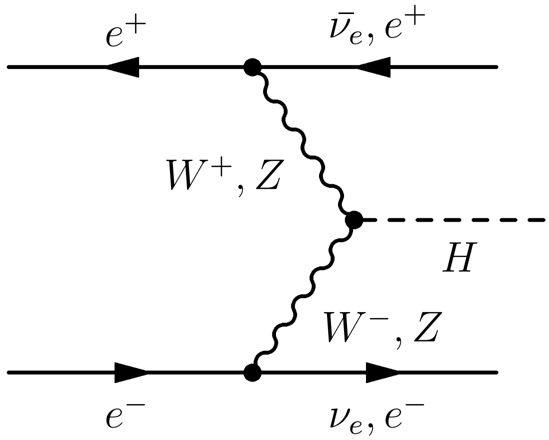
$$\boxed{M_H < 219\ \text{GeV} \quad (95\%\, CL)}$$

Direkte Suche bei LEP II

bei Schwerpunktsenergien bis zu 208 GeV:

Der dominierende Higgsproduktionsprozeß in der Elektron-Positron-Vernichtung ist Higgs-Abstrahlung beim Z^0-Austausch:

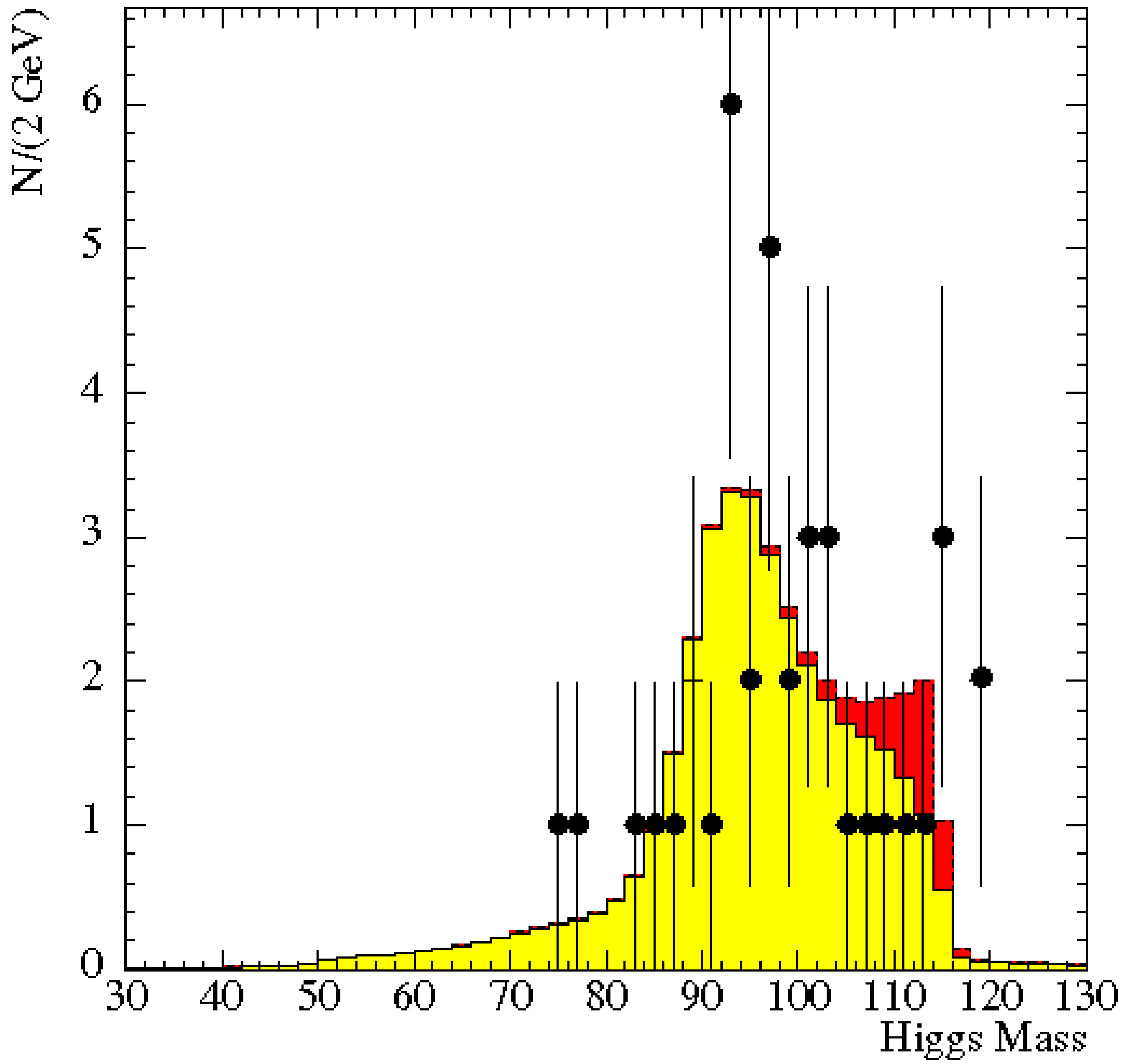




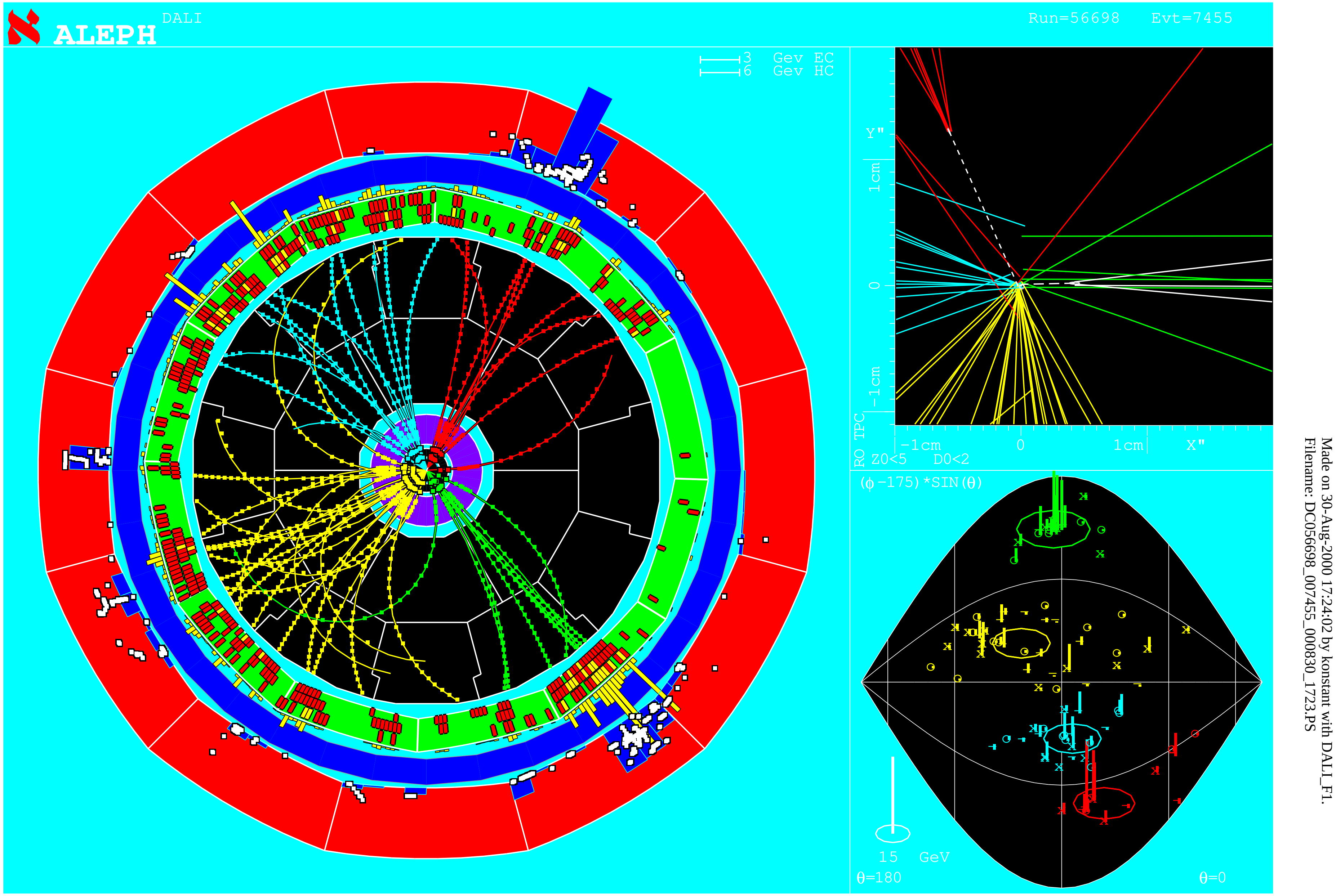
mit $H \to b\bar{b}$ $(\tau^+\tau^-)$.

$$\boxed{M_H > 114.4 \text{ GeV} \quad (95\%\, CL)}$$

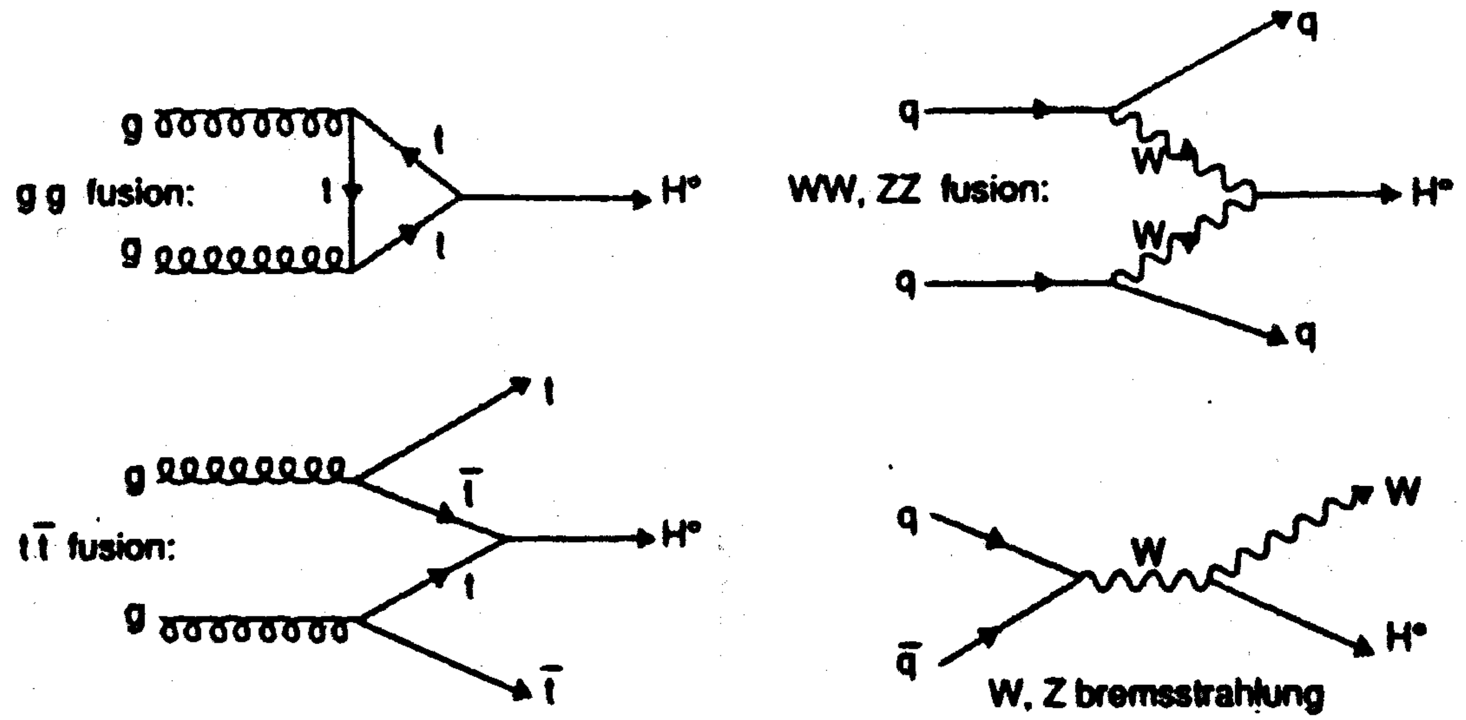
Bei einer Masse $M_H = 115.6$ GeV wurde 2001/02 bei LEP (vor allem beim ALEPH-Experiment) bei der höchsten Energie eine Anhäufung von Kandidatenereignissen für Higgs-Zerfälle in $b\bar{b}$ gefunden. Die Signifikanz der Higgs-Ereignisse gegenüber den erwarteten Untergrundereignissen ist jedoch nur etwa 2 Standardabweichungen.

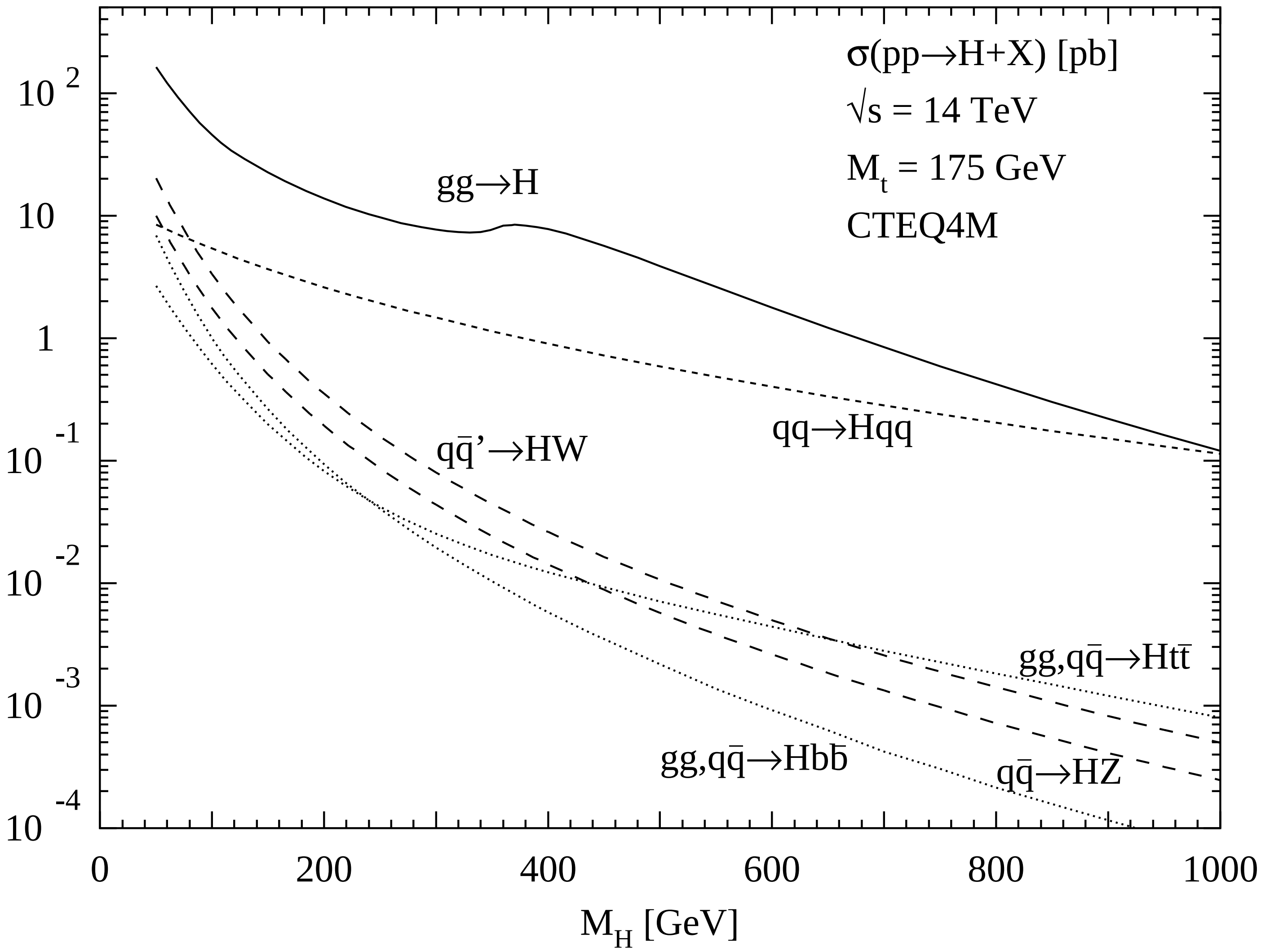


Kandidat für $H \to b\bar{b}$-Produktion bei LEP II (ALEPH-Experiment)

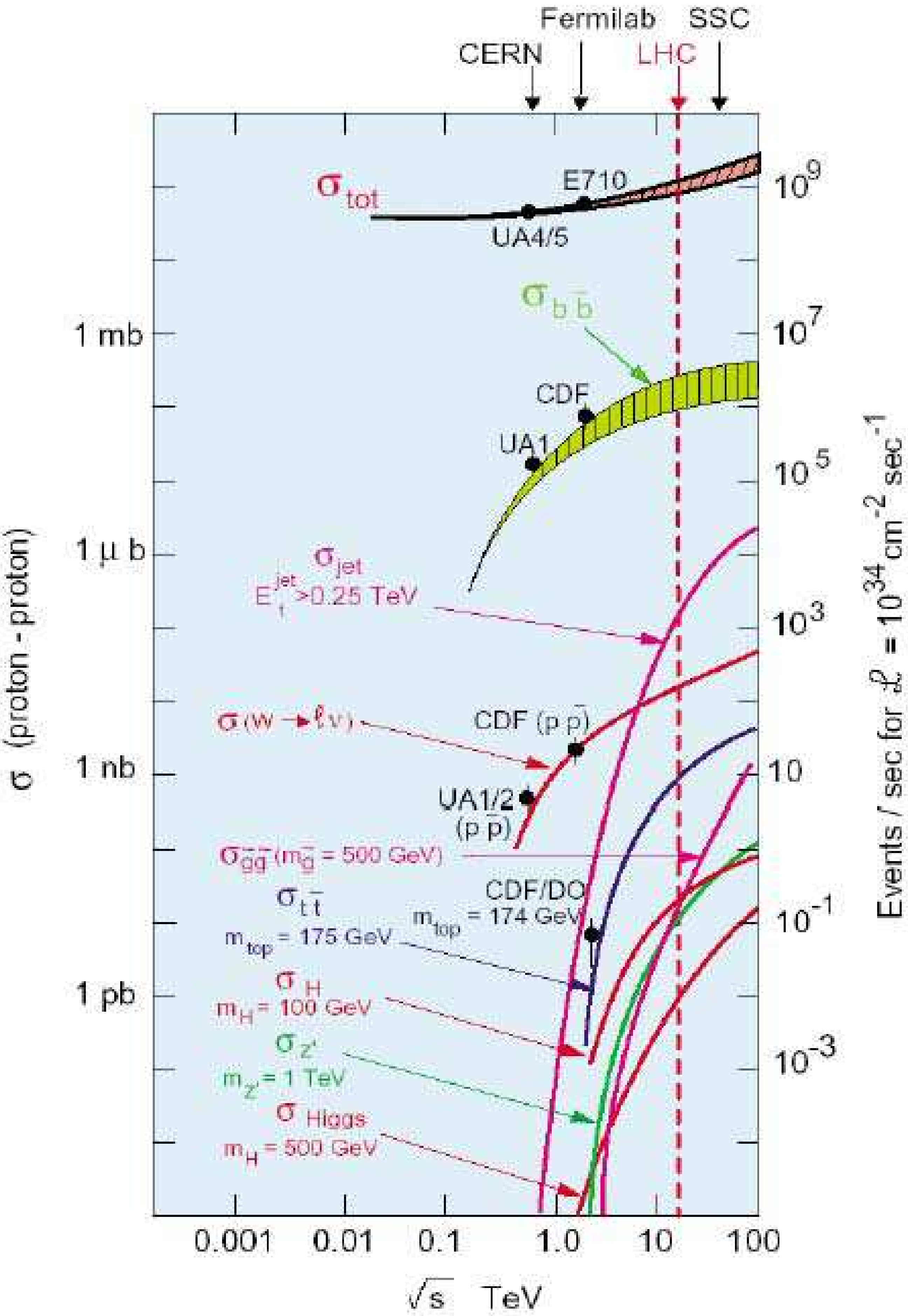


2.3.4 Higgs-Produktion in pp-Kollisionen





Reaktionen in pp-Kollisionen:



Zerfälle des Higgs-Bosons

M_H bestimmt alle Zerfallsraten.

1) $H \to f\bar{f}$:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{M} &= g_f \bar{u}_f u_f = g_f 2E_f = g_f M_H; \\
\overline{|\mathcal{M}|^2} &\approx N_C^f g_f^2 M_H^2; \\
\Gamma(H \to f\bar{f}) &\approx \frac{\overline{|\mathcal{M}|^2}}{16\pi M_H} = \frac{1}{16\pi} N_C^f \frac{g^2 m_f^2}{4M_W^2} M_H \\
&= N_C^f \frac{G_F}{4\sqrt{2}\pi} m_f^2 M_H .
\end{aligned}
$$

Für $M_H \leq 100$ GeV: $H \to b\bar{b}$.

Für $M_H > 2m_t = 350$ GeV: $H \to t\bar{t}$.

2) $H \to \gamma\gamma$:

$$
\Gamma(H \to \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2}{128\sqrt{2}\pi^3} M_H^3 \cdot C_{\mathrm{Ph}}
$$

ist verhältnismäßig klein ($\sim \alpha^2$).

Verzweigungsverhältnis am größten für

$90 \leq M_H \leq 150$ GeV.

3) $\underline{H \to W^+W^-\ \text{(oder } Z^0Z^0\text{)}}$:

für $M_H > 2M_W$ (bzw. $> 2M_Z$)

Für $M_H \gg M_W$: longitudinale W-Polarisation:

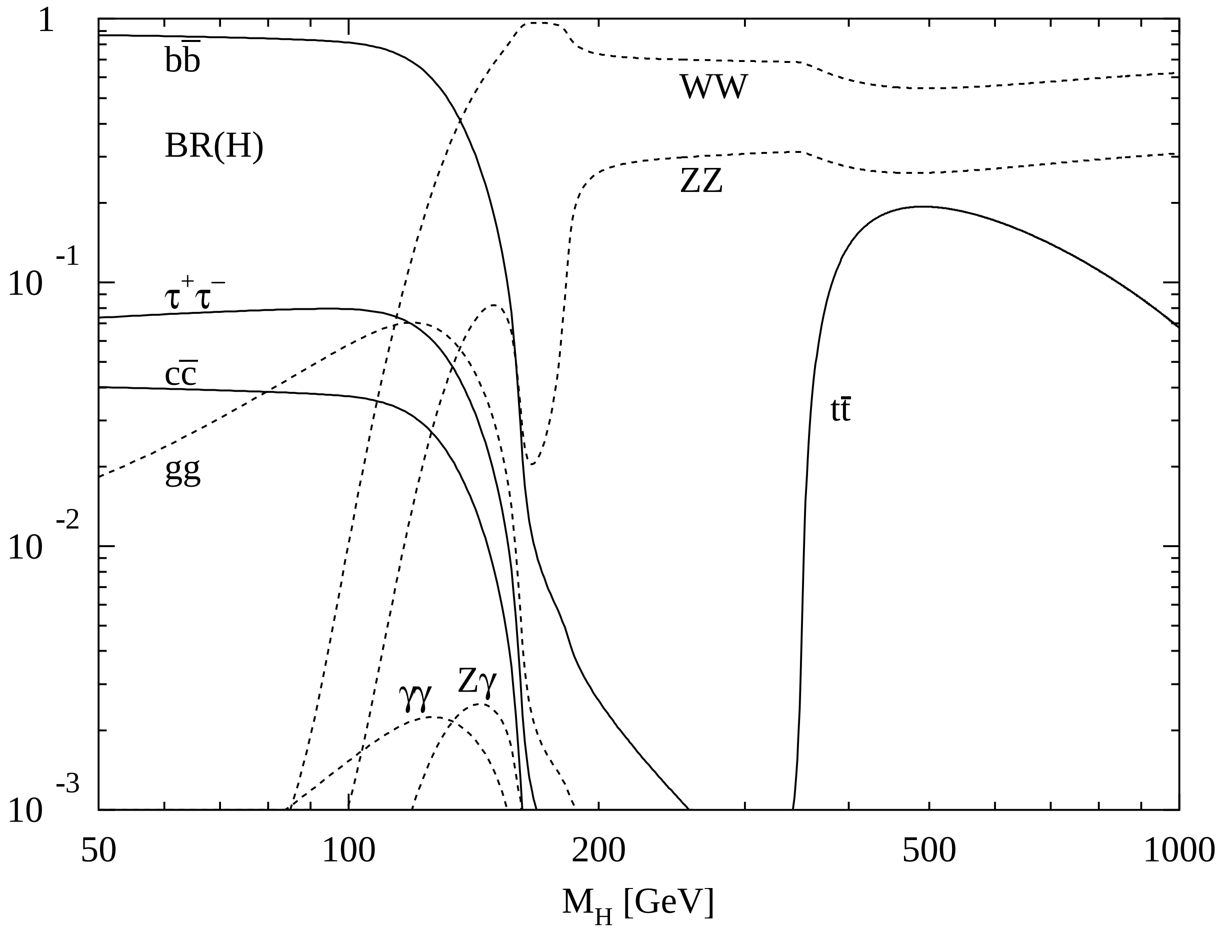
$$\begin{aligned}
\mathcal{M} &= igM_W \varepsilon_{\mu 1}\varepsilon_2^{\mu *} \approx igM_W \frac{k_{\mu 1}k_2^\mu}{M_W^2}; \\
\overline{|\mathcal{M}|^2} &\approx \frac{g^2 M_H^4}{4M_W^2}; \\
\Gamma(H \to W^+W^-) &\approx \frac{1}{16\pi M_H}\frac{g^2 M_H^4}{M_W^2} = \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi} M_H^3 \cdot C_{\text{Ph}}
\end{aligned}$$

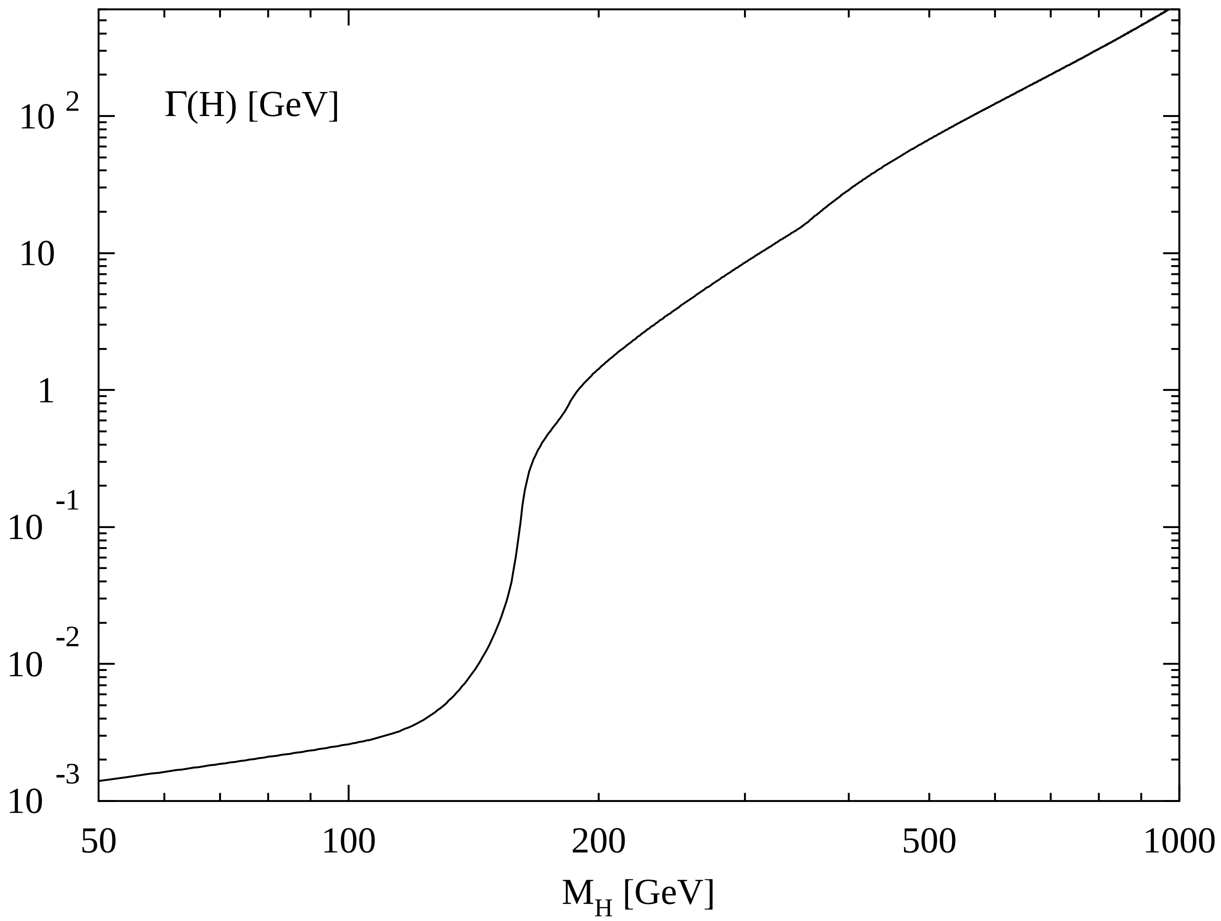
mit $k_{\mu 1}k_2^\mu \approx \frac{1}{2}(k_1+k_2)^2 = \frac{1}{2}M_H^2$.

$\longrightarrow$ Totale Higgs-Zerfallsbreite:

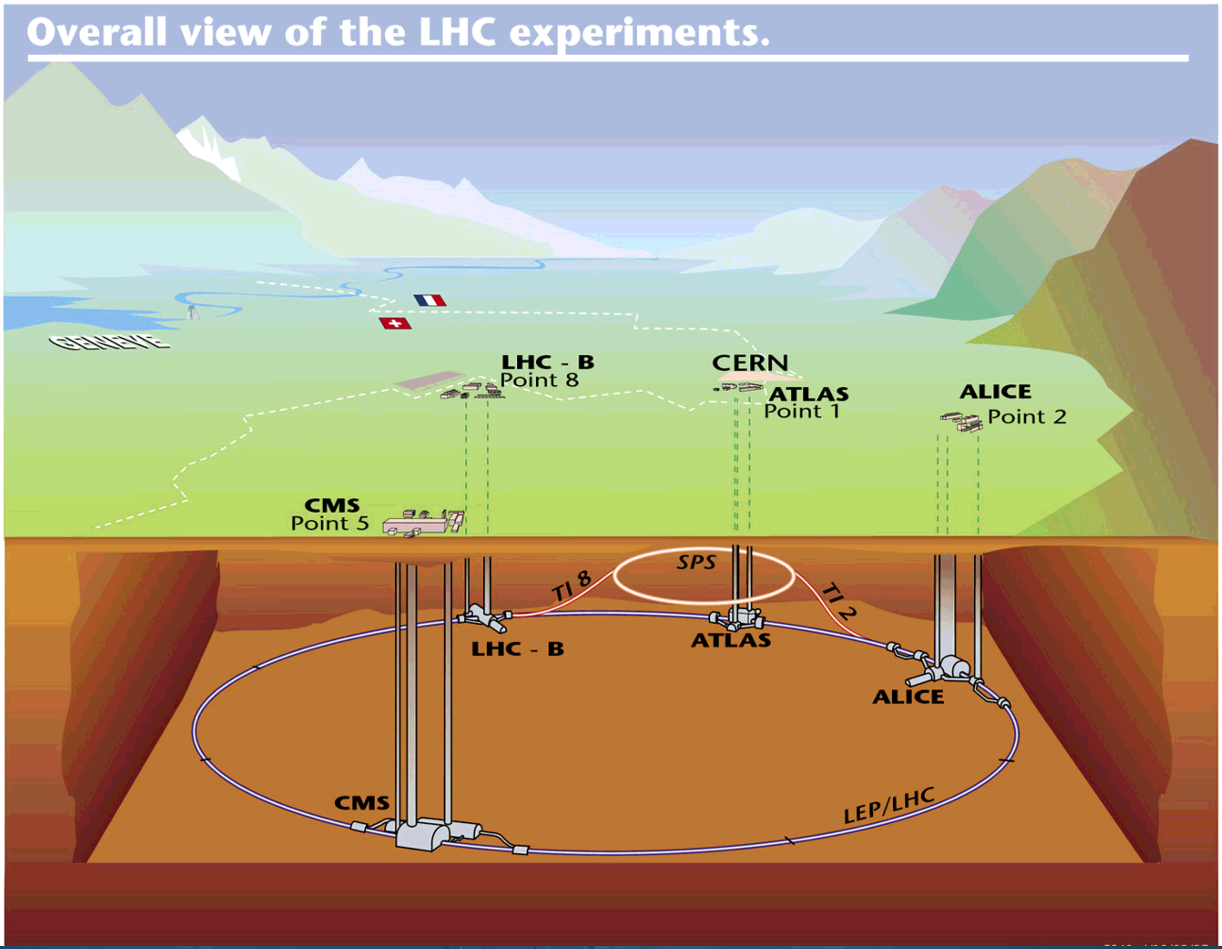
$$\Gamma_{\text{tot}} \approx \frac{1}{2} M_H^3 [\text{TeV}] \mapsto \frac{1}{2} M_H \ \ \text{f.} M_H \to 1 \text{ TeV}.$$

Zerfälle des Higgs-Bosons:





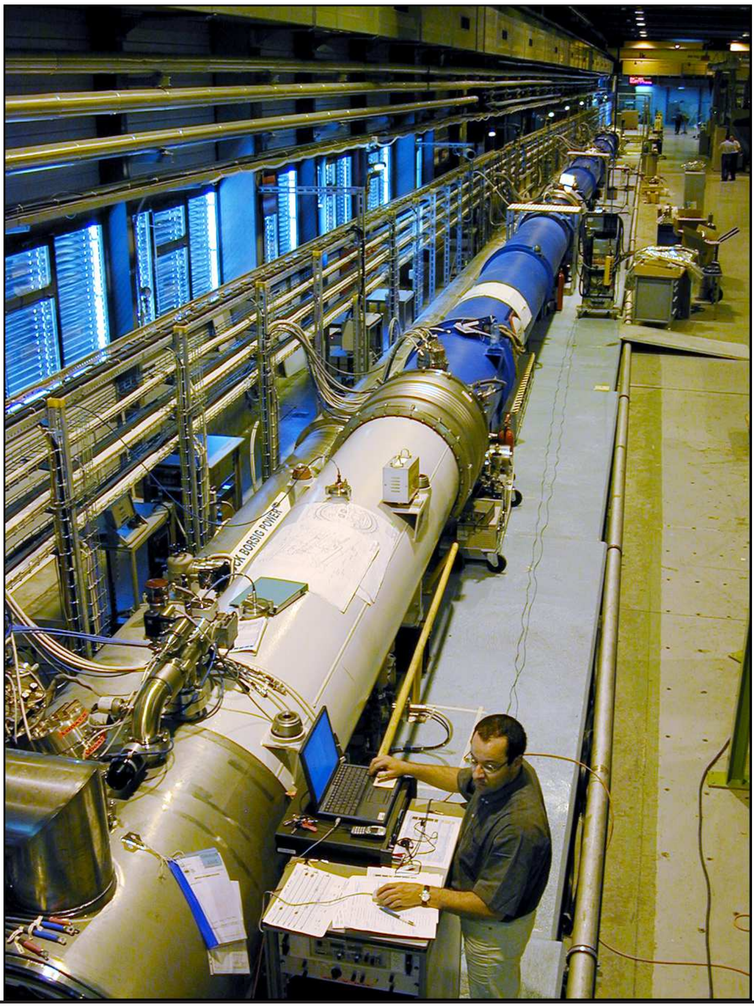
Der LHC Beschleuniger



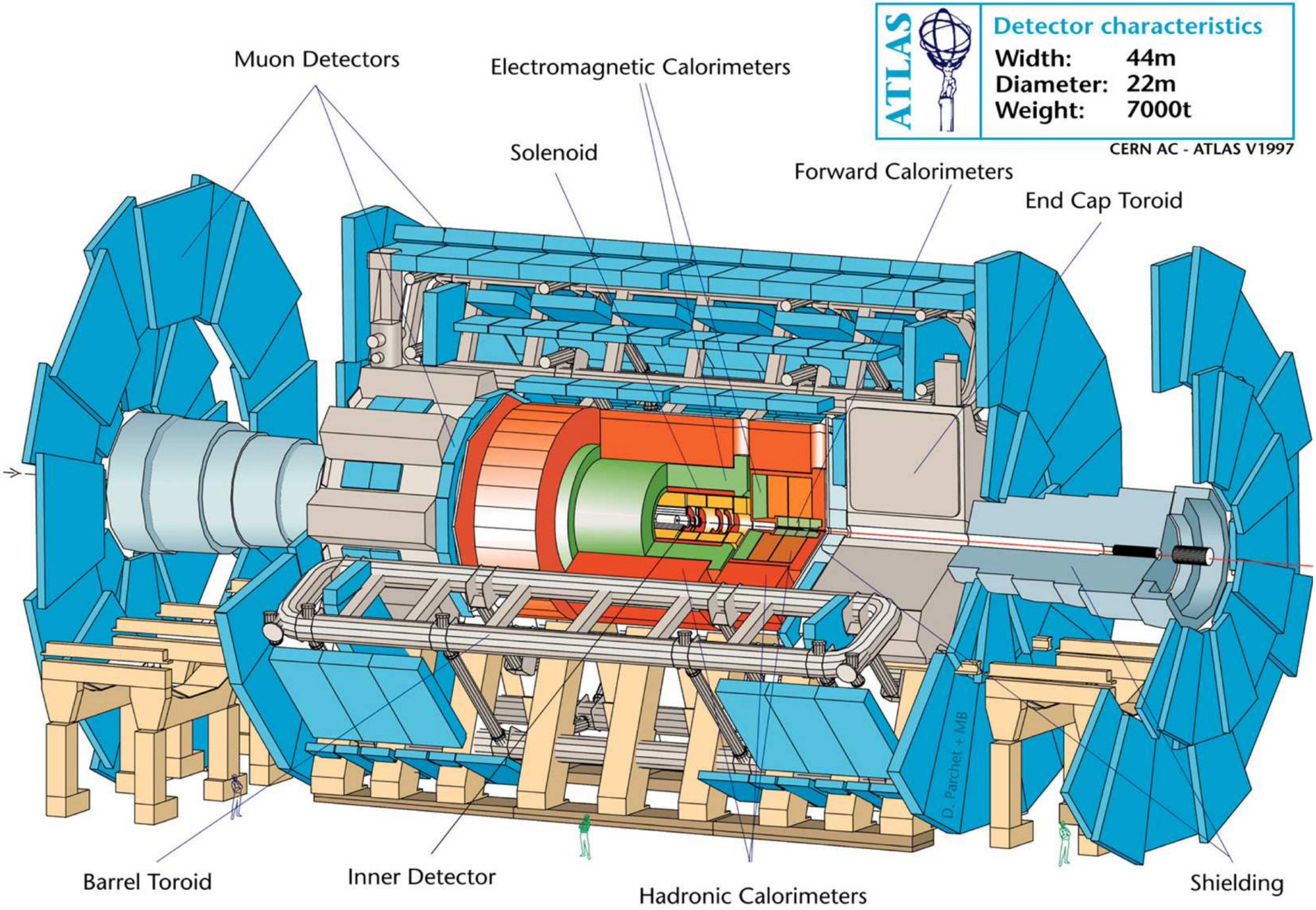
Der LHC Beschleuniger

LEP/LHC-Tunnel

1250 supraleitende Dipolmagnete mit 1.6 Mrd. km supraleitendem Kabel ($\approx 2\times$ Erdumlaufbahn um die Sonne)



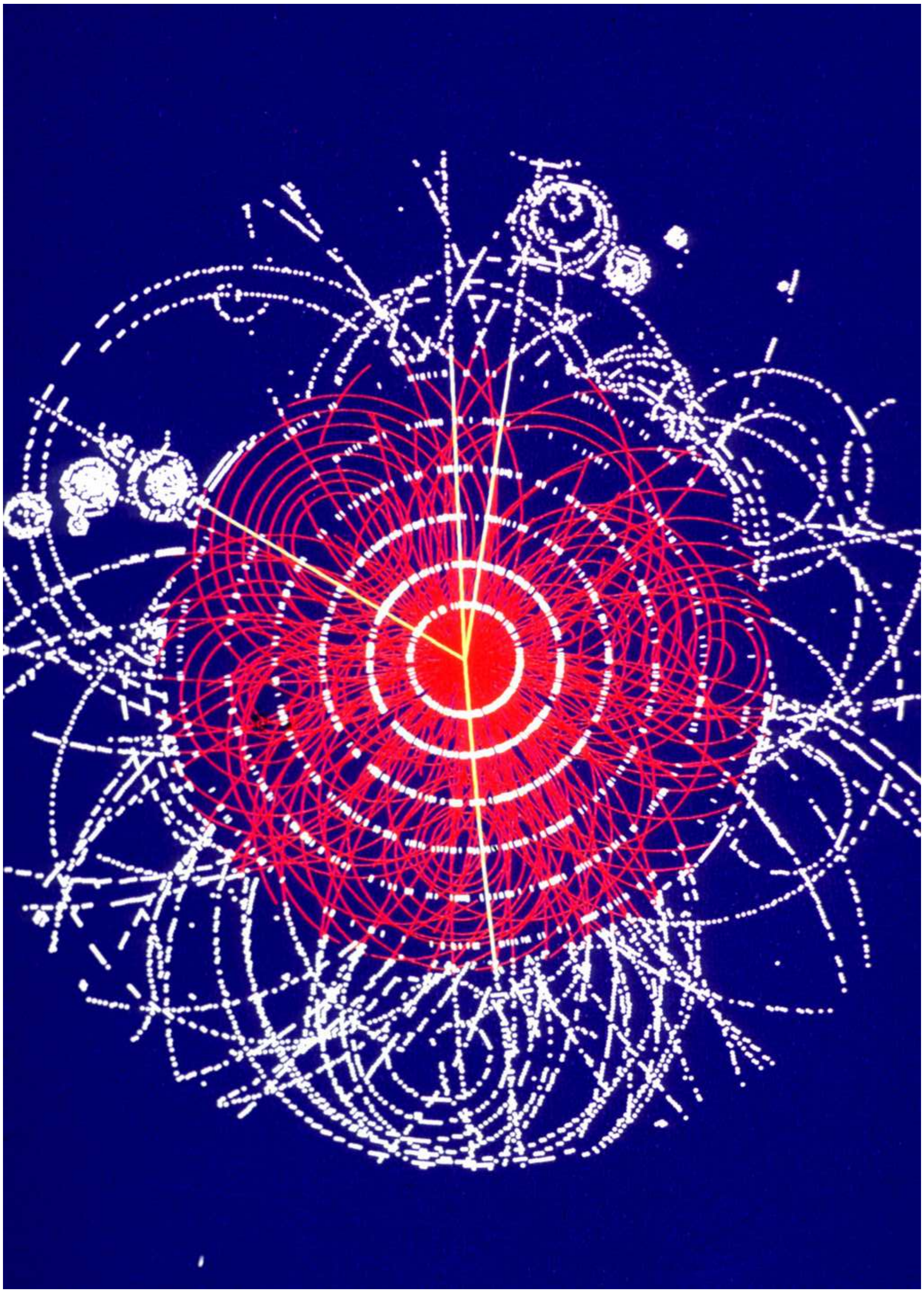
Beispiel: das ATLAS-Experiment am LHC



Higgs-Zerfall im ATLAS Detektor

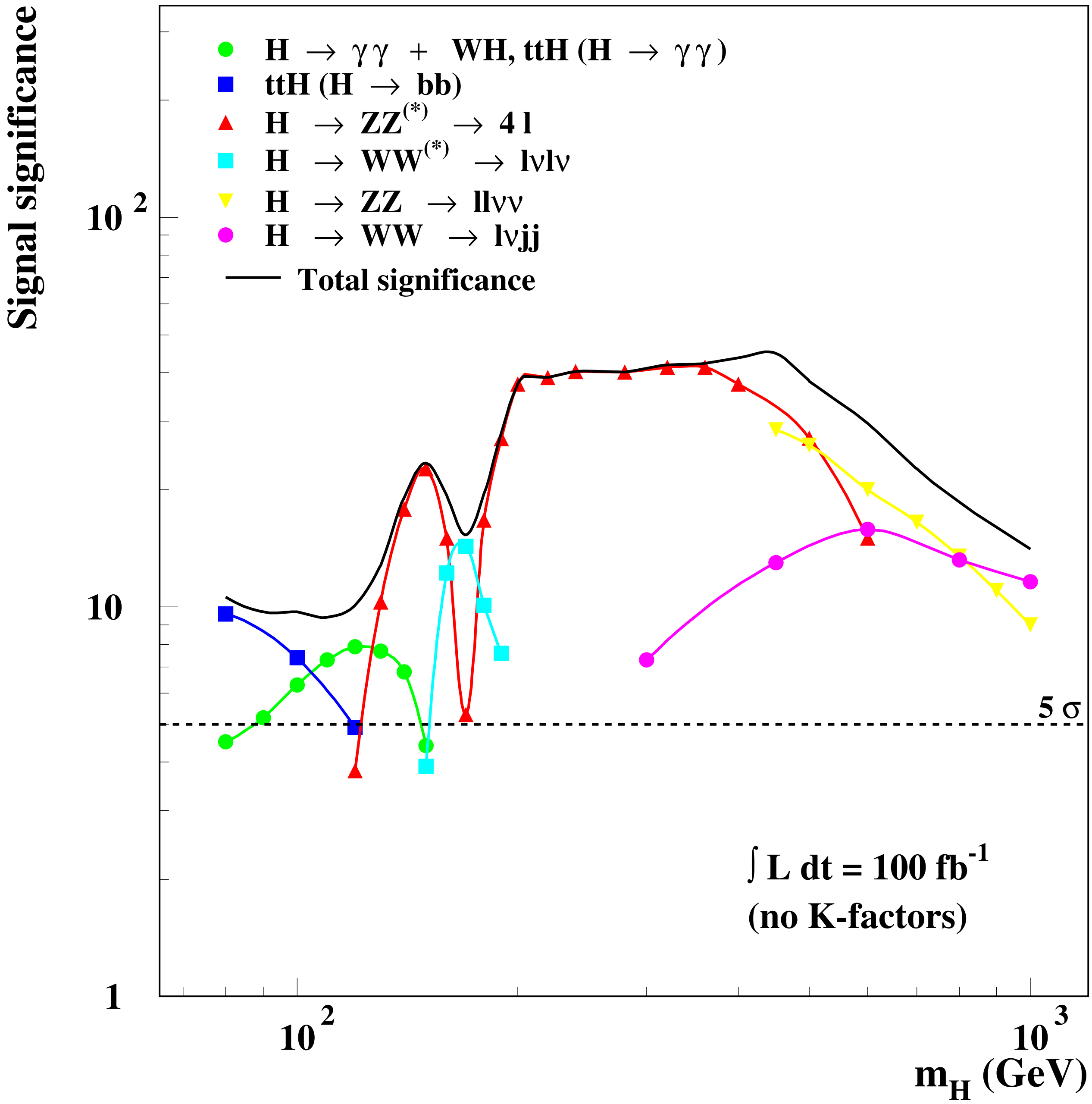
Computersimulation des Zerfalls eines Higgs-Teilchens im ATLAS Detektor:

$$\text{Higgs} \longrightarrow Z^0 Z^0 \longrightarrow (\mu^+\mu^-)(\mu^+\mu^-)$$



Suche nach dem Higgs-Boson am LHC:

Higgs-Signale des ATLAS-Experiments nach ca. 4 Jahren Laufzeit:



Der Massenbereich $120 < M_H < 700$ GeV wird abgedeckt durch den "Goldenen Kanal":

$$H \longrightarrow Z^0 Z^{0(*)} \longrightarrow (e^+e^-)\,(e^+e^-)$$
$$\longrightarrow (\mu^+\mu^-)(\mu^+\mu^-)$$