

Trócsányi Zoltán

Bevezetés a Standard Modellbe

MAFIHE Részecskefizika Iskola
Gyenesdiás, 2008. február 3.

„Indul az LHC”



Az LHC célkitűzése a Higgs-bozon kísérleti kimutatása, új részecskék felfedezése



A célhoz vezető út a SM-en (és az LHC alagúton) át vezet

„Használati utasítás” az előadásokhoz

- Többnyire tényközlés \implies
- az algebra házi feladat
- Akinek valami nem világos, kérdezzen
...szívesen kiszámolok mindent,
 - amit tudok, és
 - amire igény van

Johannes Kepler (1571-1630)



Johannes Kepler

- Tycho de Brahe 2 szögperc pontosságú mérései alapján

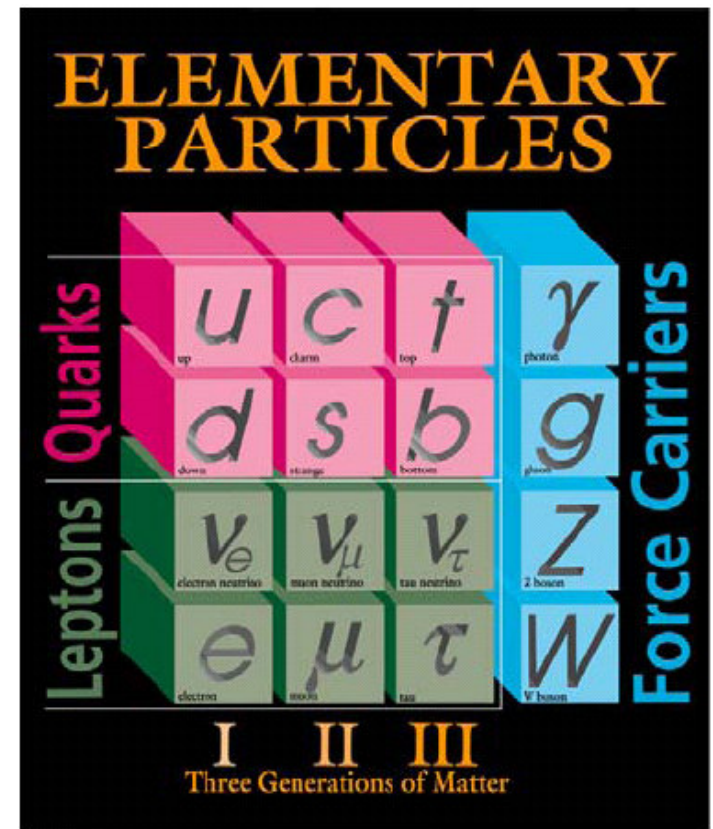
„Nekünk, kiknek az isteni jószág Tycho de Brahe személyében egy mindenkinél pontosabb megfigyelőt ajándékozott, **akinek a megfigyelésein keresztül a ptolemaioszi számítások hibájának 8 szögperc nagyságára is fény derülhetett, úgy illik, hogy Isten eme jótéteményét hálás érzülettel elfogadjuk és felhasználjuk.... Kizárólag ez a 8 perc mutatta meg az utat az egész asztronómia megújulásához.**”

Tartalom

- Amit tudunk: építőkövek, alapelvek
- Higgs-mechanizmus
 - Abeli Higgs-mechanizmus
 - Nem-abeli Higgs-mechanizmus
 - Higgs-mechanizmus a Standard Modellben
- Fermioncsaládok
 - Leptonok a Standard Modellben
 - Kvarkok a Standard Modellben
 - Anomáliák
- Mértékbozonok kölcsönhatásai
- Fermionok tömege
- A hiányzó láncszem

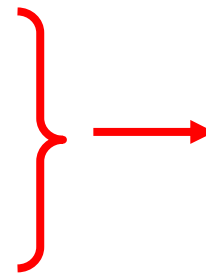
Amit tudunk: építőkövek

- Az építőkövek tömeggel rendelkező fermionok:
 - 3x2 (x3x2) kvark
 - $M_t = 170.9 \pm 1.8 \text{ GeV} \gg M_q$ ($\hbar = c = 1$)
 - 3 (x2) töltött lepton
 - 3 (x?) kistömegű neutrínó
- Miért éppen három család?
- A ragasztók bozonok:
 - a foton és a gluonok nulla tömegűek,
 - a W és Z mértékbozonok tehetetlenek:
 - $M_W = 80.40 \pm 0.03 \text{ GeV}$
 - $M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}$



Amit tudunk: alapelvek

- Tömegvonzás
- Elektromágneses
- Gyenge
- Erős



Standard
Modell

A Standard Modell **mértékelmélet**:
a fizikai mezők bizonyos szabadsági
fokainak értéke a geometriai tér
különböző pontjaiban egymástól
függetlenül, szabadon választhatók

Amit tudunk: alapelvek

Mintapélda a kvantumelektrodinamika:

Az elektronmező (komplex spinormező) fázisa a geometriai tér minden pontjában szabadon választható, ami tetszőleges $U(1)$ csoporttelemmel (komplex fázis) való szorzással fejezhető ki

A Standard Modell szimmetriacsoportja
 $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_y$

Tartalom

- Építőkövek, alapelvek
- Higgs-mechanizmus
 - Abeli Higgs-mechanizmus
 - Nem-abeli Higgs-mechanizmus
 - Higgs-mechanizmus a Standard Modellben
- Fermioncsaládok
 - Leptonok a Standard Modellben
 - Kvarkok a Standard Modellben
 - Anomáliák
- Mértékbozonok kölcsönhatásai
- Fermionok tömege
- A hiányzó láncszem

Miért nulla tömegű a foton?

...és miért tömegesek a W és Z bozonok?

$s=1$ spinű A_μ mező $U(1)$ mértékszimetrikus elmélete:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

A tömegtag,

$$\frac{1}{2} m^2 A_\mu A^\mu$$

sértené a lokális mértékinvarianciát,

$$A_\mu(x) \longrightarrow A_\mu(x) - \partial_\mu \eta(x)$$

\implies értjük, miért nulla tömegű a foton:

A mértékinvariancia vezérelv

Abeli Higgs-modell

- Lehet-e mégis lokálisan $U(1)$ invariáns elméletben tömeges foton?
- **Igen!** ...ha van egy komplex, $-e$ töltésű φ skalármezőnk is,

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + |D_{\mu}\varphi|^2 - V(\varphi),$$

ahol

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - ie A_{\mu}$$

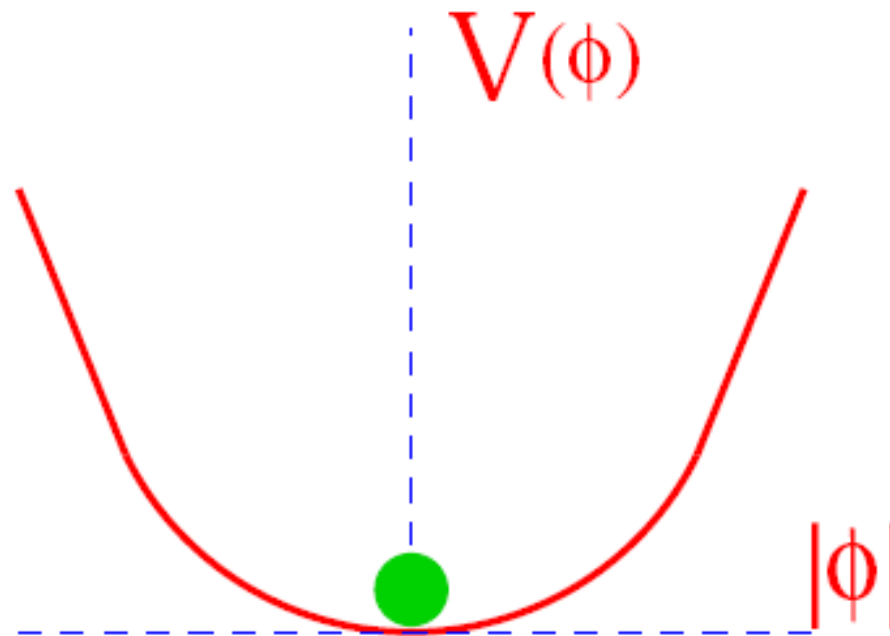
$$V(\varphi) = \mu^2 |\varphi|^2 + \lambda (|\varphi|^2)^2$$

- invariáns lokális $U(1)$ transzformációval szemben:

$$\begin{aligned} A_{\mu}(x) &\longrightarrow A_{\mu}(x) - \partial_{\mu}\eta(x) \\ \varphi(x) &\longrightarrow e^{-ie\eta(x)} \varphi(x) \end{aligned}$$

Abeli Higgs-modell

1. $\mu^2 > 0, \lambda > 0 \implies$ abszolút minimum $\phi = 0$ -nál



Abeli Higgs-modell

1. $\mu^2 > 0, \lambda > 0 \implies$ abszolút minimum $\varphi = 0$ -nál

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + |D_{\mu}\varphi|^2 - V(\varphi),$$

ahol

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - i e A_{\mu}$$

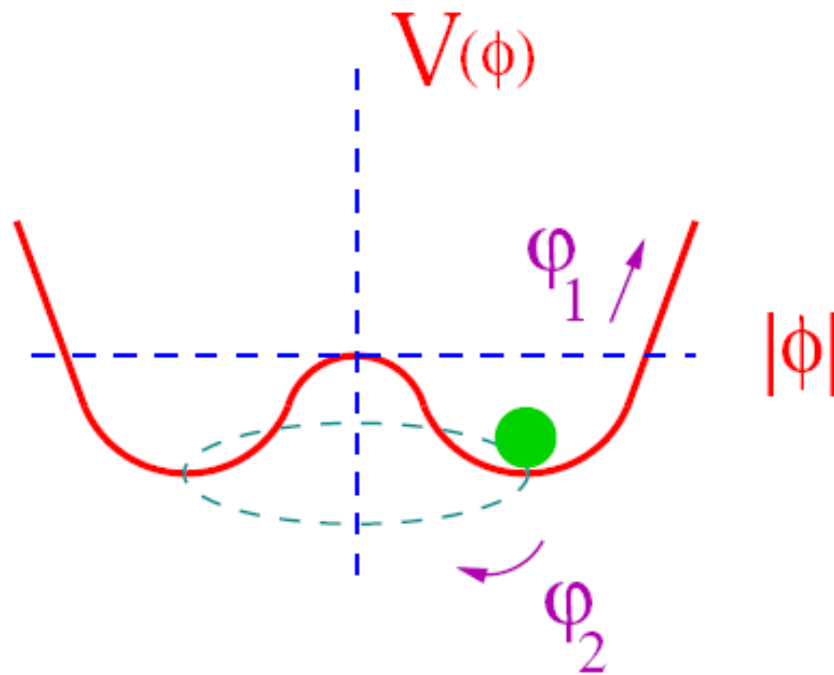
$$V(\varphi) = \mu^2 |\varphi|^2 + \lambda (|\varphi|^2)^2$$

Skalár elektrodinamika nulla tömegű fotonnal
és $m_{\varphi} = \mu$ tömegű önkölcsönható komplex
skalárral

Abeli Higgs-modell

2. $\mu^2 < 0, \lambda > 0 \implies$

minimum $\langle \phi \rangle = \sqrt{(-\mu^2/2\lambda)} \equiv v/\sqrt{2}$ -nél

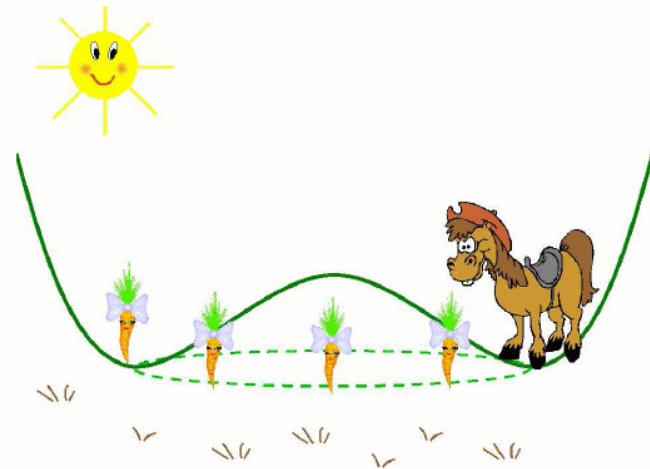
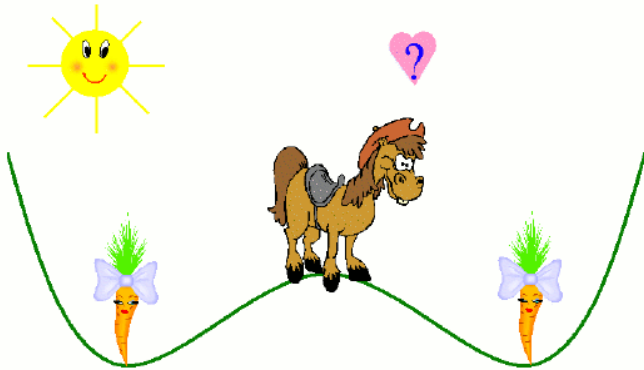


Abeli Higgs-modell

2. $\mu^2 < 0, \lambda > 0 \implies$

minimum $\langle \phi \rangle = \sqrt{(-\mu^2/2\lambda)} \equiv v/\sqrt{2}$ -nél

Spontán szimmetriasértés (SSB):



Reklám helye



Trans-European School of High Energy Physics

Buymerovka, Sumy region, Ukraine
July 3-9, 2008

Tentative
Program

Lectures Topical Seminars
and Students presentations

Registration
and fees

Participants



Location

Practical information
for travel

Poster

Photos gallery

The Trans-European School of High Energy Physics
will be held in Buymerovka in the Sumy region of Ukraine from July 3rd to July 9th, 2008.



	Thursday July 3rd	Friday July 4th	Saturday July 5th	Sunday July 6th	Monday July 7th	Tuesday July 8th	Wednesday July 9th
08h30-09h30	Presentation	SM and beyond	SM and beyond		SM and beyond	Heavy quarks	Heavy quarks
09h30-10h30	SM and beyond	SM and beyond	Heavy quarks		Neutrino physics	Neutrino physics	Neutrino physics
10h30-11h00	Break	Break	Break		Break	Break	Break
11h00-12h00	Detectors for HEP	Detectors for HEP	Detectors for HEP		Practical work	Detectors for HEP	Astroparticle physics
12h00-13h00	Detectors for HEP	Tools for data analysis	Tools for data analysis		Practical work	Astroparticle physics	Astroparticle physics
13h00-14h30	Lunch	Lunch	Lunch		Lunch	Lunch	Lunch
14h30-15h45	Seminar 1	Seminar 6	Seminar 2		Seminar 3	Seminar 9	Students presentations
15h45-17h00	Seminar 7	Seminar 8	Seminar 4		Seminar 5	Students presentations	
17h00-17h15	Break	Break	Break		Break	Break	Break
17h15-18h45	Students work with teachers on presentation	Practical work / Students work with teachers on presentation	Practical work / Students work with teachers on presentation		Students presentations	Students presentations	Conclusions

Topical seminar: warning seminar should last for 1h and 15 minutes for questions

Lectures : warning the lecture should last for 50 min (the remaining time will be taken by questions)

Students presentations (5 minutes presentation + 2 minutes questions)

Abeli Higgs-modell

1. $\mu^2 < 0, \lambda > 0 \implies$

minimum $\langle \varphi \rangle = \sqrt{(-\mu^2/2\lambda)} \equiv v/\sqrt{2}$ -nél

A vákuum sérti az U(1) szimmetriát

A skalármező új parametrizációja: $\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\chi(x)/v} [v + h(x)]$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - ev A_\mu \partial^\mu \chi + \frac{e^2 v^2}{2} A_\mu A^\mu + \frac{1}{2} (\partial_\mu h \partial^\mu h + 2\mu^2 h^2) + \frac{1}{2} \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi + (h, \chi \text{ kölcsönhatások})$$

- Az elmélet tartalmaz
 - $M_A = ev$ tömegű fotont
 - $M_h = \sqrt{-2\mu^2}$ tömegű h skalármezőt (Higgs bozon)
 - Nulla tömegű χ skalármezőt (Goldstone bozon)

Abeli Higgs-modell

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \boxed{ev A_\mu \partial^\mu \chi} + \frac{e^2 v^2}{2} A_\mu A^\mu + \frac{1}{2} (\partial_\mu h \partial^\mu h + 2\mu^2 h^2) \\ + \frac{1}{2} \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi + (\text{h, } \chi \text{ interactions})$$

- A χ -A propagátor eltüntethető mérték-transzformációval:
(unitér mérték) $A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{ev} \partial_\mu \chi$
- A χ mező eltűnik, helyette a fotonnak van longitudinális komponense \implies tömege
- Unitér mértékben csak fizikai részecskék vannak:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{e^2 v^2}{2} A'_\mu A'^\mu + \frac{1}{2} (\partial_\mu h \partial^\mu h) - V(h)$$

A Higgs-mechanizmus

A természeti törvények szimmetriáját a megfigyelhető jelenségek nem feltétlenül tükrözik:

pl. a kölcsönhatásokat leíró törvények szimmetriáját az alapállapot (vákuum) sérti

Lokális mértékelmélet spontán sérül, ha egy komplex skalármezőnek véges vákuum várható-értéke (VEV) van. Ennek eredményeként egy Goldstone bozon szabadsági fok a tömeges mértékmező longitudinális szabadsági fokává válik

R_ξ mérték

- Unitér mértékben a foton propagátor nem tart nullához a nagyenergiás határesetben:

$$\Delta_{\mu\nu}(k) = -\frac{i}{k^2 - M_A^2} \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{M_A^2} \right)$$

- Az R_ξ mértékválasztás kényelmesebb:

$$\mathcal{L}_{\text{GF}} = \frac{1}{2\xi} (\partial_\mu A^\mu + \xi e v \chi)^2$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{2} A_\mu \left[-g^{\mu\nu} \partial^2 + \left(1 - \frac{1}{\xi} \right) \partial^\mu \partial^\nu - e^2 v^2 \right] A_\nu + \frac{1}{2} (\partial_\mu h \partial^\mu h + 2\mu^2 h^2) \\ & + \frac{1}{2} \partial_\mu \xi \partial^\mu \xi - \frac{\xi}{2} e^2 v^2 \chi^2 \end{aligned}$$

R_ξ mérték

- Mezőtartalom:

- mértékmező, $A(x)$ $\Delta_{\mu\nu}(k) = -\frac{i}{k^2 - M_A^2} \left(g_{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2 - \xi M_A^2} \right)$

- Higgs-mező, $h(x)$

$$\Delta_h = \frac{i}{k^2 - M_h^2}$$

- Goldstone-mező, $\chi(x)$
(F-P szellemmező)

$$\Delta_\chi = \frac{i}{k^2 - \xi M_A^2}$$

- A mértékmező és a szellemmező tömege függ a mértékválasztástól

- $\xi=1$: Feynman-mérték
- $\xi=1$: Landau-mérték
- $\xi \rightarrow \infty$: Unitér-mérték

Tartalom

- Építőkövek, alapelvek
- Higgs-mechanizmus
 - Abeli Higgs-mechanizmus
 - Nem-abeli Higgs-mechanizmus
 - Higgs-mechanizmus a Standard Modellben
- Fermioncsaládok
 - Leptonok a Standard Modellben
 - Kvarkok a Standard Modellben
 - Anomáliák
- Mértékbozonok kölcsönhatásai
- Fermionok tömege
- A hiányzó láncszem

Nem-ábeli Higgs-mechanizmus

- A vektormező $A^a_\mu(x)$ és a skalármező $\varphi_i(x)$ $SU(N)$ szabadsági fokkal is rendelkezik
- A Lagrange-függvény,

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - V(\Phi)$$

$$D_\mu \varphi_i = (\partial_\mu - ig T_{ij}^a A_\mu^a) \varphi_j \quad V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

nem-ábeli transzformációkkal szemben invariáns

$$\varphi_i(x) \rightarrow \left(e^{-ien^a(x)T^a} \right)_{ij} \varphi_j(x)$$

↑
N db generátor

Nem-ábeli Higgs-mechanizmus

- Az ábeli esethez hasonlóan a Φ kovariáns derivált φ -A kölcsönhatást tartalmaz, amelyből SSB után A-ban négyzetes tag jelenik meg

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi &= \dots g^2 (T_{ij}^a A_\mu^a) \varphi_j^* (T_{kl}^b A^{b\mu}) \varphi_l \dots \\ &\rightarrow \dots g^2 (T_{ij}^a A_\mu^a) \varphi_{0j}^* (T_{kl}^b A^{b\mu}) \varphi_{0l} \dots \end{aligned}$$

- **SSB előtt $T^a \varphi_0 = 0$:**
nulla tömegű mértékbozon + tömeges skalárbozon
- **SSB után $T^a \varphi_0 \neq 0$:**
tömeges mértékbozon + Goldstone bozon

Nem-ábeli Higgs-mechanizmus

Pauli mátrix

• Példa: $SU(2)$

• A kovariáns derivált:

$$D_\mu \Phi = \left(\partial_\mu - ig \frac{\tau}{2} A_\mu \right) \Phi$$

• Skalármező VEV:

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

• Mértékbozon tömegtag:

$$\begin{aligned} |D_\mu \langle \Phi \rangle| &= \frac{1}{8} g^2 (0 \quad v) \underbrace{\tau^a \tau^b}_{\{\tau^a, \tau^b\}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} A_\mu^a A^{b\mu} \\ &= \frac{1}{8} g^2 v^2 A_\mu^a A^{a\mu} \end{aligned}$$

$$\{\tau^a, \tau^b\} = 2\delta^{ab}$$

Szünet!



SM alapelvek összefoglalása

Mértékcsoport: $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_y$

QCD elektromgyenge

Mértékmezők:

- SU(3): G_μ^a , $a=1, \dots, 8$
- SU(2): W_μ^a , $a=1, 2, 3$
- U(1): B_μ

...és csatolásaik: g_s, g, g'

Skalármezők:

- SU(2): φ_i , $i=1, 2$, komplex

Az elektroyenge szimmetria nem tapasztalható

Tömeggel rendelkező részecskéket leíró elmélet nem lehet $SU(2)_L \times U(1)_Y$ szimmetrikus



Az összes fermion, a mértékterek elemi gerjesztései közül három tömeges

Csak az erős és EM kölcsönhatás közvetítőinek nulla a nyugalmi tömege \Rightarrow
A tapasztalt szimmetria $SU(3)_C \times U(1)_{EM}$

A mai részecskefizika legfontosabb nyitott kérdése

- Hogyan marad rejtve az elektroyenge szimmetria?
- Mi az $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \longrightarrow SU(3)_C \times U(1)_{EM}$ szimmetriasérülés oka?
- Honnan nyerik az **elemi** részecskék tömegüket?

SM válasz: a Higgs-mechanizmus

Tartalom

- Építőkövek, alapelvek
- Higgs-mechanizmus
 - Abeli Higgs-mechanizmus
 - Nem-abeli Higgs-mechanizmus
 - Higgs-mechanizmus a Standard Modellben
- Fermioncsaládok
 - Leptonok a Standard Modellben
 - Kvarkok a Standard Modellben
 - Anomáliák
- Mértékbozonok kölcsönhatásai
- Fermionok tömege
- A hiányzó láncszem

Higgs-mechanizmus a SM-ben

$SU(2)$ dublett, komplex skalártér
($c=1, L=2, Y=1/2$ kvantumszámokkal): $\Phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$

$$\mathcal{L}_\Phi = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - V(\Phi)$$

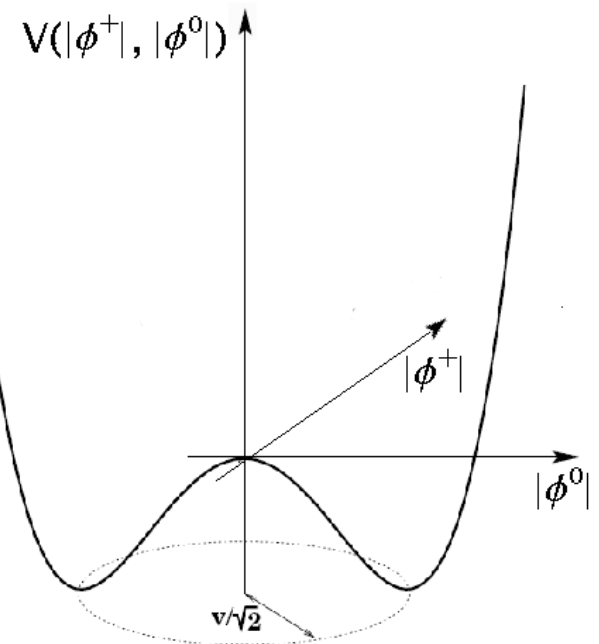
$$D_\mu = \left(\partial_\mu - ig T_{ij}^a W_\mu^a - ig' y_\Phi B_\mu \right)$$

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

SSB: $\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$

miért?

$y_\Phi = \frac{1}{2}$



Higgs-mechanizmus a SM-ben

A mértékmező tömegtagja SSB után:

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi &= \dots + \frac{1}{8} (0 \quad v) (g \tau^a W_\mu^a - g' B_\mu) (g \tau^b W_\mu^b - g' B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} + \dots \\ &= \dots + \frac{v^2}{8} \left(g^2 (W_\mu^1)^2 + g^2 (W_\mu^2)^2 + (-g W_\mu^3 + g' B_\mu)^2 \right) + \dots \end{aligned}$$

Tömeges mértékbozonok:

$$M_W = \frac{v}{2} g, \quad M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2}$$

Nulla tömegű foton:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2)$$

$$Z_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g W_\mu^3 - g' B_\mu)$$

$$A_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g W_\mu^3 + g' B_\mu)$$

Higgs-mechanizmus a SM-ben

A mértékmező tömegtagja SSB után:

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi &= \dots + \frac{1}{8} (0 \quad v) (g \tau^a W_\mu^a - g' B_\mu) (g \tau^b W_\mu^b - g' B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} + \dots \\ &= \dots + \frac{v^2}{8} \left(g^2 (W_\mu^1)^2 + g^2 (W_\mu^2)^2 + (-g W_\mu^3 + g' B_\mu)^2 \right) + \dots \end{aligned}$$

Tömeges mértékbozonok:

$$M_W = M_Z \cos \theta_W, \quad \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2)$$

$$Z_\mu^0 = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu$$

Nulla tömegű foton:

$$A_\mu^0 = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu$$

Higgs-mechanizmus a SM-ben

- A Higgs szektor lehet bonyolultabb, az $SU(2)$ Higgs dublett a legegyszerűbb
- A többi ugyanúgy mint korábban:
 - Goldstone-bozonok unitér mérték választással a mértékmezők longitudinális komponenseivé válnak
- SSB előtt:
 - Nulla tömegű W^i , B , komplex skalár Φ
- SSB után:
 - Tömeges W^+ , W^- , Z^0 , nulla tömegű foton, skalár Higgs-mező h

$$W_{\mu}^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{\mu}^1 \mp iW_{\mu}^2)$$

A Higgs VEV megőrzi az elektromos töltést

$$U = e^{iaG} \quad U\Phi_0 = \Phi_0 \quad \Rightarrow \quad G\Phi_0 = 0$$

$$\tau^1\Phi_0 \propto \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \neq \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \tau^2\Phi_0 \propto \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \neq \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\tau^3\Phi_0 \propto \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \neq \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{1}\Phi_0 \propto \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \neq \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\frac{1}{2}(\tau^3 + \mathbf{1})\Phi_0 \propto \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

\Rightarrow A vákuum az eredeti $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_y$ szimmetriát $SU(3)_c \times U(1)_{EM}$ -re sérti

Tartalom

- Építőkövek, alapelvek
- Higgs-mechanizmus
 - Abeli Higgs-mechanizmus
 - Nem-abeli Higgs-mechanizmus
 - Higgs-mechanizmus a Standard Modellben
- Fermioncsaládok
 - Leptonok a Standard Modellben
 - Kvarkok a Standard Modellben
 - Anomáliák
- Mértékbozonok kölcsönhatásai
- Fermionok tömege
- A hiányzó láncszem

Fermi-modell

- Alacsony energiás részecskefolyamatok sikeres négy-fermion modellje

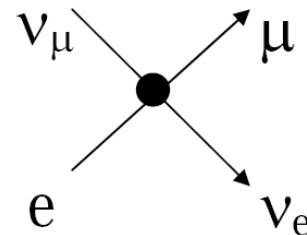
$$\mathcal{L}_{\text{FERMI}} = -2\sqrt{2}G_F J_a^+ J^a \quad G_F = 1.16637 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$$

- Csak balkezes fermionok vesznek részt a töltött gyenge kölcsönhatásban, pl. csak leptonokra:

$$J_a^{\text{lept}} = \bar{\nu}_e \gamma_a \frac{1-\gamma_5}{2} e + \bar{\nu}_\mu \gamma_a \frac{1-\gamma_5}{2} \mu + \text{h.c.}$$

- Pl. müon-bomlásra $\sigma \approx G_F^2 s$

sérti az unitaritást



Fermionok QED-ben

- A Lagrange-függvény globális U(1) invariáns

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = -\bar{\psi}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) \psi_f \quad \psi \rightarrow e^{iQ_f e n} \psi$$

- A szimmetria lokális U(1) invariancia lesz, ha kovariáns deriváltat használunk

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + iQ_f e A_\mu(x)$$

Fermionok az elektroyenge elméletben

- A kovariáns derivált

$$D_\mu = \partial_\mu - igT^a W_\mu^a - ig'YB_\mu(x)$$

- fizikai mezőkkel:

$$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g}{\sqrt{2}}(T^+W_\mu^+ + T^-W_\mu^-) - i\frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(g^2T^3 - g'^2Y)Z_\mu - i\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(T^3 + Y)A_\mu$$

- új csatolásokkal:

$$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g}{\sqrt{2}}(T^+W_\mu^+ + T^-W_\mu^-) - i\frac{g}{\cos\theta_W}(T^3 - Q_{EM}\sin^2\theta_W)Z_\mu - ieQ_{EM}A_\mu$$

$$e = g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad Q_{EM} = Y + T^3$$

Leptonok az elektroyenge elméletben

- Leptonok legegyszerűbb beillesztése:
SU(2) balkezes dublett

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\nu \\ e_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)e \end{pmatrix}$$

- ...és **jobbkezes szinglett elektron**

- jobbkezes neutrínó nincs
de éppen lehetne is (**steril**)

$$e_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e$$

- a **gyenge hipertöltés** kvantumszámokat úgy adjuk meg, hogy az elektromágneses töltés ($Q_{EM} = T^3 + Y$) helyesen adódjék
- $[T^3, Y] = 0$

$$Y_L^e = -\frac{1}{2}$$

$$Y_R^e = -1$$

Reklám helye

2008 CTEQ - MCnet Summer School on QCD Phenomenology and Monte Carlo Event Generators

The fifteenth school of the Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD (CTEQ) and the second school of the MCnet Marie Curie Research Training Network



August 7-17 2008, Debrecen, Hungary

Lectures:

- Jet Physics
- Heavy Quarks
- Standard Model
- Event Generators
- Introduction to QCD
- Event Generators In Use
- Deep Inelastic Scattering
- Underlying Event Physics
- Parton Distribution Functions
- Hands-On Computer Sessions
- Vector Boson/Higgs Production
- Monte Carlo in Medical Research
- Matrix Element Matching Methods

A combination of broad lectures on QCD theory, phenomenology and analysis and a practical approach to event generator physics and techniques, with hands-on sessions and talks on using them in real analyses

Bursaries are available for participants from Less Favoured Regions and New Member States of the EU and others in financial need. Applications are particularly encouraged from women and other under-represented sections of the community.

Local Organizer: Zoltán Trócsányi

Sponsored by:

University of Debrecen
US National Science Foundation
Deutsches Elektronen-Synchrotron
Hungarian National Science Foundation
EU Marie Curie Actions: Human Resources and Mobility



Website:

www.cteq-mcnet.org

Leptonok az elektromgyenge elméletben

- A mértékmezőkhöz való csatolásuk **SU(2)** ábrázolásuk szerint

$$\mathcal{L}_{lepton} = \bar{e}_R i\gamma^\mu (\partial_\mu - ig' Y B_\mu) e_R + \bar{\psi}_L i\gamma^\mu (\partial_\mu - ig' Y B_\mu - ig' T^a W_\mu^a) \psi_L$$

- ...ami töltött és semleges áramok alakjában:

$$\mathcal{L}_{lepton} = \dots + g(W_\mu^+ J^{+\mu} + h.c.) + e(Z_\mu^0 J_Z^\mu + A_\mu J_{EM}^\mu)$$

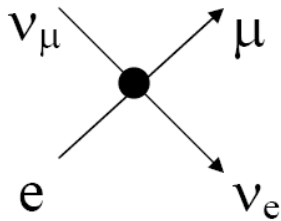
$$J^{+\mu} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \bar{\nu} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e, \quad J_{EM}^\mu = -Q_{EM} \bar{e} \gamma^\mu e$$

$$J_Z^\mu = -\frac{1}{4\sin\theta_W \cos\theta_W} [\bar{\nu} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu - \bar{e} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e - 4\sin^2\theta_W J_{EM}^\mu]$$

$$= -\frac{1}{2\sin\theta_W \cos\theta_W} \sum_\ell \bar{\ell} \gamma^\mu T^3 (1 - 4|Q_{EM}|\sin^2\theta_W + \gamma^5) \ell$$

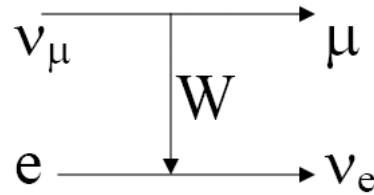
Müon-bomlás

Fermi elmélet:



$$-i2\sqrt{2}G_F g_{\mu\nu} \bar{u}_\mu \gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right) u_{\nu_\mu} \bar{u}_{\nu_e} \gamma^\nu \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right) u_e$$

Elektrogyenge elmélet:



$$\frac{ig^2}{2} \frac{1}{k^2 - M_W^2} g_{\mu\nu} \bar{u}_\mu \gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right) u_{\nu_\mu} \bar{u}_{\nu_e} \gamma^\nu \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right) u_e$$

Ha $|k| \ll M_W \Rightarrow 2\sqrt{2} G_F = g^2 / (2M_W^2)$

A Higgs-szektor paramétere

- G_F -t müon bomlásból pontosan ismerjük

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{1}{2v^2} \Rightarrow v^2 = (\sqrt{2}G_F)^{-1} = (246 \text{ GeV})^2$$

- A Higgs-potenciál két szabad paraméterét kicseréljük a v -re és a M_h -ra:

$$M_h^2 = 2v^2\lambda, \quad v^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda}$$

$$V = \mu^2\Phi^+\Phi + \lambda(\Phi^+\Phi)^2 = \frac{M_h^2}{2}h^2 + \frac{M_h^2}{2v}h^3 + \frac{M_h^2}{8v^2}h^4$$

- M_h elvileg teljesen szabad paraméter

Az $SU(2) \times U(1)$ szektor paramétereit

- g, g', v, M_h helyett
 - $\alpha = e^2/(4\pi) = 1/137.03599911(46)$
kvantumozott Hall-hatás, ill. $(g-2)_e$ -ből
 - $G_F = 1.16637(1) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ müon
életidejének méréséből
 - $M_Z = 91.1875(21) \text{ GeV}$ LEP mérésekből
 - $\sin^2 \theta_W = 0.23122(15)$ LEP mérésekből
- Fermionok tömegei

Tartalom

- Építőkövek, alapelvek
- Higgs-mechanizmus
 - Abeli Higgs-mechanizmus
 - Nem-abeli Higgs-mechanizmus
 - Higgs-mechanizmus a Standard Modellben
- **Fermioncsaládok**
 - Leptonok a Standard Modellben
 - **Kvarkok a Standard Modellben**
 - Anomáliák
- Mértékbozonok kölcsönhatásai
- Fermionok tömege
- A hiányzó láncszem

Kvarkok az elektroyenge elméletben

- Kvarkok beillesztése: $SU(2)_L$ balkezes dublett
($SU(3)_c$ triplett, színindex elnyomva) $\psi_L = \begin{pmatrix} u_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)u \\ d_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)d \end{pmatrix}$
- ...és jobbkezes szinglett ($SU(3)_c$ triplett)

$$q_R = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)q, \quad q = u, d$$

- W és Z csatolások:

$$\mathcal{L}_{Wqq} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} (\bar{u} \gamma^\mu (1-\gamma^5) d W_\mu^+ + \text{h.c.})$$

$$\mathcal{L}_{Zqq} = -\frac{1}{2\sin\theta_W \cos\theta_W} \bar{q} \gamma^\mu T_q^3 [(1-4Q_{EM} \sin^2\theta_W) - \gamma^5] q$$

Fermionok NC csatolásai a Standard Modellben

$$\mathcal{L}_{Zff} = -\frac{1}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} \bar{f} \gamma^\mu (v_f - a_f \gamma^5) f$$

	u	d	ν_e	e
v_f	$1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	1	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$
a_f	1	-1	1	-1

Fermionok és ábrázolásaik dimenziója, ill. kvantumszámaik a Standard Modellben

1. család	2. család	3. család	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	Q
$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	3	2	1/6	$\begin{matrix} 2/3 \\ -1/3 \end{matrix}$
u_R	c_R	t_R	3	1	2/3	2/3
d_R	s_R	b_R	3	1	-1/3	-1/3
$\begin{pmatrix} \nu_L^{(e)} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_L^{(\mu)} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_L^{(\tau)} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	1	2	-1/2	$\begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix}$
e_R	μ_R	τ_R	1	1	-1	-1
$\begin{pmatrix} \nu_R^{(e)} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_R^{(\mu)} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_R^{(\tau)} \end{pmatrix}$	1	1	0	0

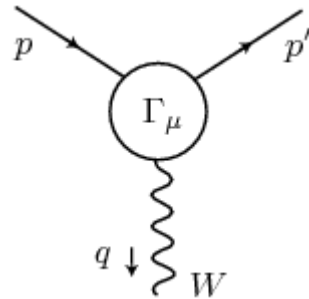
Tartalom

- Építőkövek, alapelvek
- Higgs-mechanizmus
 - Abeli Higgs-mechanizmus
 - Nem-abeli Higgs-mechanizmus
 - Higgs-mechanizmus a Standard Modellben
- **Fermioncsaládok**
 - Leptonok a Standard Modellben
 - Kvarkok a Standard Modellben
 - **Anomáliák**
- Mértékbozonok kölcsönhatásai
- Fermionok tömege
- A hiányzó láncszem

Anomáliák

- Mértékelmélet axiálvektor csatolással, pl. SM

• A



folyamat amplitudója arányos $W_\mu \Gamma^\mu$ -vel,

$$\Gamma^\mu = \langle p' | J^\mu | p \rangle, \quad J^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$$

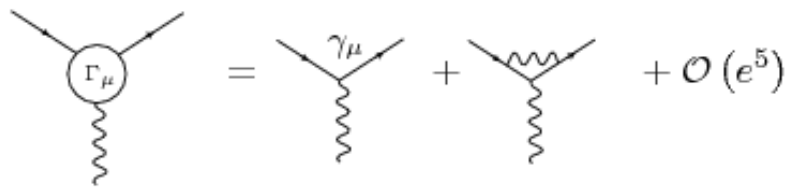
J^μ klasszikusan megmaradó áram \implies
vektor Ward azonosság

$$0 = \langle p' | \partial_\mu J^\mu | p \rangle = \langle p' | (p' - p)_\mu J^\mu | p \rangle = \langle p' | q_\mu J^\mu | p \rangle \implies q_\mu J^\mu = 0$$

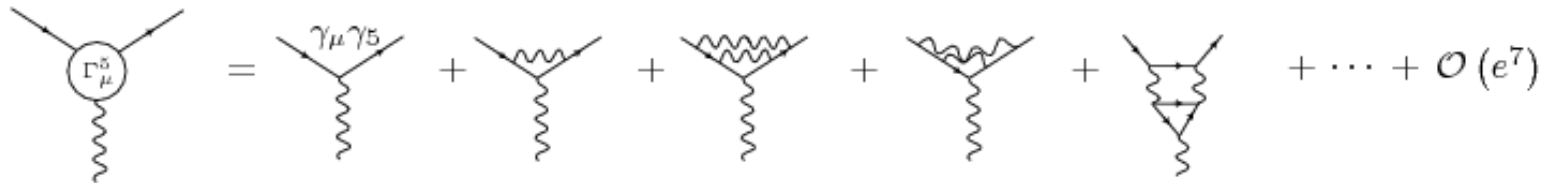
Anomáliák

- Hasonlóan, **axiálvektor Ward azonosság:**

$$J_5^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \psi, \quad \partial_\mu J_5^\mu = 2mJ_5 \Rightarrow q_\mu J_5^\mu = 0, \quad \text{ha } m=0$$



$$\Gamma_\mu = \gamma_\mu + \text{loop} + \mathcal{O}(e^5)$$



$$\Gamma_\mu^5 = \gamma_\mu \gamma_5 + \text{loop}_1 + \text{loop}_2 + \text{loop}_3 + \text{loop}_4 + \dots + \mathcal{O}(e^7)$$

- Az utolsó gráf sérti az axiálvektor Ward azonosságot

Anomáliák

- A háromszög gráf,

$$S_{\kappa\lambda\mu}(p_1, p_2) = \text{Diagram}$$

The diagram shows a triangle loop with three vertices. The top-left vertex is labeled γ_κ and has an incoming wavy line from the left labeled p_1 . The top-right vertex is labeled γ_λ and has an incoming wavy line from the right labeled p_2 . The bottom vertex is labeled $\gamma_\mu \gamma_5$ and has an outgoing wavy line from the bottom labeled $q = p_1 + p_2$. The top edge of the triangle is a straight line with a leftward-pointing arrow labeled l . The left edge is a straight line with a downward-pointing arrow labeled $l - p_1$. The right edge is a straight line with an upward-pointing arrow labeled $l + p_2$.

lineárisan divergens, $\propto \int -\frac{d^d l}{(2\pi)^d} \frac{1}{l^3}$

Értelmezni kell, ami nem lehetséges úgy, hogy mind a vektor, mind az axiálvektor Ward azonosság egyszerre érvényben maradjon

Anomáliák

- Az axiális anomália fizikai:
 - A $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ folyamatot a királis szimmetria klasszikusan tiltja,
 - ...azonban kísérletileg megfigyelték:
 $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (7.7 \pm 0.6)eV$
 - a háromszög-gráf alapján számolt elméleti becslés:

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \left(\frac{N_c}{3}\right)^2 \frac{\alpha^2 m_\pi^2}{64\pi^3 f_\pi} = 7.73eV$$

Anomáliák

Az anomália letöri az elmélet renormálhatóságát

⇒ nem lehet az elektromgyenge elméletben

- A két gráf összege arányos

$$\text{Tr}(T^{a_1} T^{a_2} T^c) + \text{Tr}(T^{a_2} T^{a_1} T^c) = \text{Tr}(\{T^{a_1}, T^{a_2}\} T^c)$$

- $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_y$ -ben kiesik: $T_a = \frac{\tau_a}{2}$ ^{-vel} vagy y_a

$$\{\tau_i, \tau_j\} = 2\delta_{ij} \quad \{y_i, y_j\} = 2y_i y_j$$

$$\text{Tr}(\{T^{a_1}, T^{a_2}\} \tau_c) \propto \text{Tr}(\tau_c) = 0$$

$$\text{Tr}(\{T^{a_1}, T^{a_2}\} y_c) \propto Q_c \quad (\text{Tr}(y_c) = \text{Tr}(Q_c) \propto Q_c)$$

Anomáliák

Egy részecskecsaládban az anomália arányos az összes elektromágneses töltéssel:

$$Q_e + Q_\nu + N_c(Q_u + Q_d) = -1 + 0 + 3\left(\frac{2}{3} - \frac{1}{3}\right) = 0$$

Szünet!



Tartalom

- Építőkövek, alapelvek
- Higgs-mechanizmus
 - Abeli Higgs-mechanizmus
 - Nem-abeli Higgs-mechanizmus
 - Higgs-mechanizmus a Standard Modellben
- Fermioncsaládok
 - Leptonok a Standard Modellben
 - Kvarkok a Standard Modellben
 - Anomáliák
- Mértékbozonok kölcsönhatásai
- Fermionok tömege
- A hiányzó láncszem

Mértékbozonok kölcsönhatásai

- A mértékmezőkre Yang-Mills elmélet

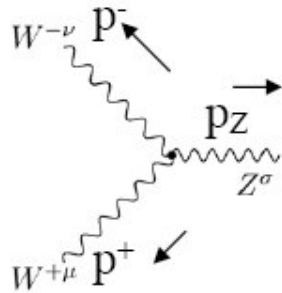
$$\mathcal{L}_{\text{YM}} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

- Ugyanez fizikai mezőkkel

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} \left| \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ie(W_\nu^+ W_\mu^- - W_\mu^+ W_\nu^-) \right|^2 \\ & - \frac{1}{4} \left| \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu + ie \frac{c_W}{s_W} (W_\nu^+ W_\mu^- - W_\mu^+ W_\nu^-) \right|^2 \\ & - \frac{1}{2} \left| \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu + ie(W_\nu^+ A_\mu - W_\mu^+ A_\nu) - ie \frac{c_W}{s_W} (W_\nu^+ Z_\mu - W_\mu^+ Z_\nu) \right|^2 \end{aligned}$$

- A hármas- és négyes- mértékbozon-kölcsönhatások nem függetlenek (SM jóslat)

Mértékbozonok kölcsönhatásainak Feynman szabályai

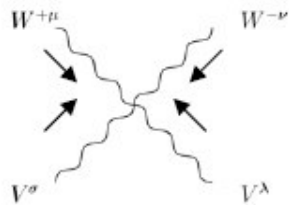


$$ig_{WWW} V^{\mu\nu\sigma}(p^+, p^-, p_Z)$$

$$g_{WW\gamma} = e$$

$$g_{WWZ} = e \cot \theta_W$$

$$V^{\mu\nu\sigma}(p^+, p^-, p_Z) = (p^+ - p^-)^\sigma g^{\mu\nu} + (p^- - p_Z)^\mu g^{\sigma\nu} + (p_Z - p^+)^\nu g^{\mu\sigma}$$

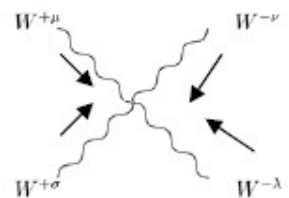


$$ig_{WWVV} (2g^{\sigma\lambda} g^{\mu\nu} - g^{\sigma\mu} g^{\lambda\nu} - g^{\lambda\mu} g^{\sigma\nu})$$

$$g_{WW\gamma\gamma} = e^2$$

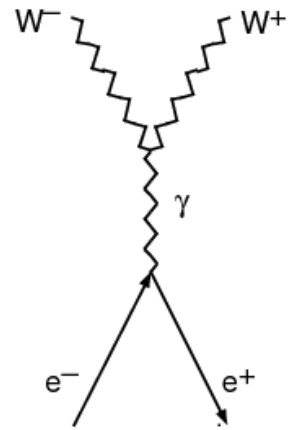
$$g_{WW\gamma Z} = e^2 \cot \theta_W$$

$$g_{WWZZ} = e^2 \cot^2 \theta_W$$

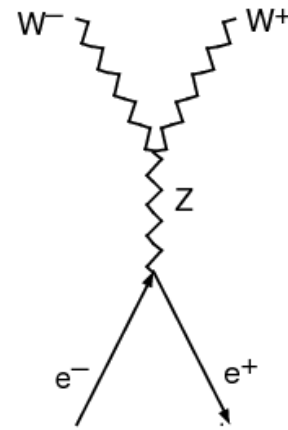


$$ig^2 (2g^{\sigma\mu} g^{\lambda\nu} - g^{\mu\nu} g^{\lambda\sigma} - g^{\lambda\mu} g^{\sigma\nu})$$

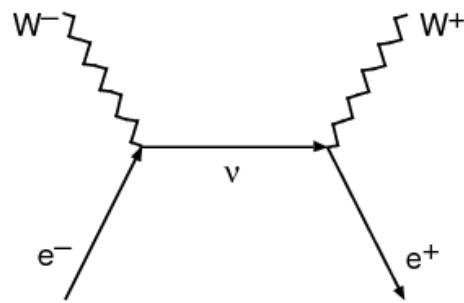
Mértékbozonok kölcsönhatásai



(a)

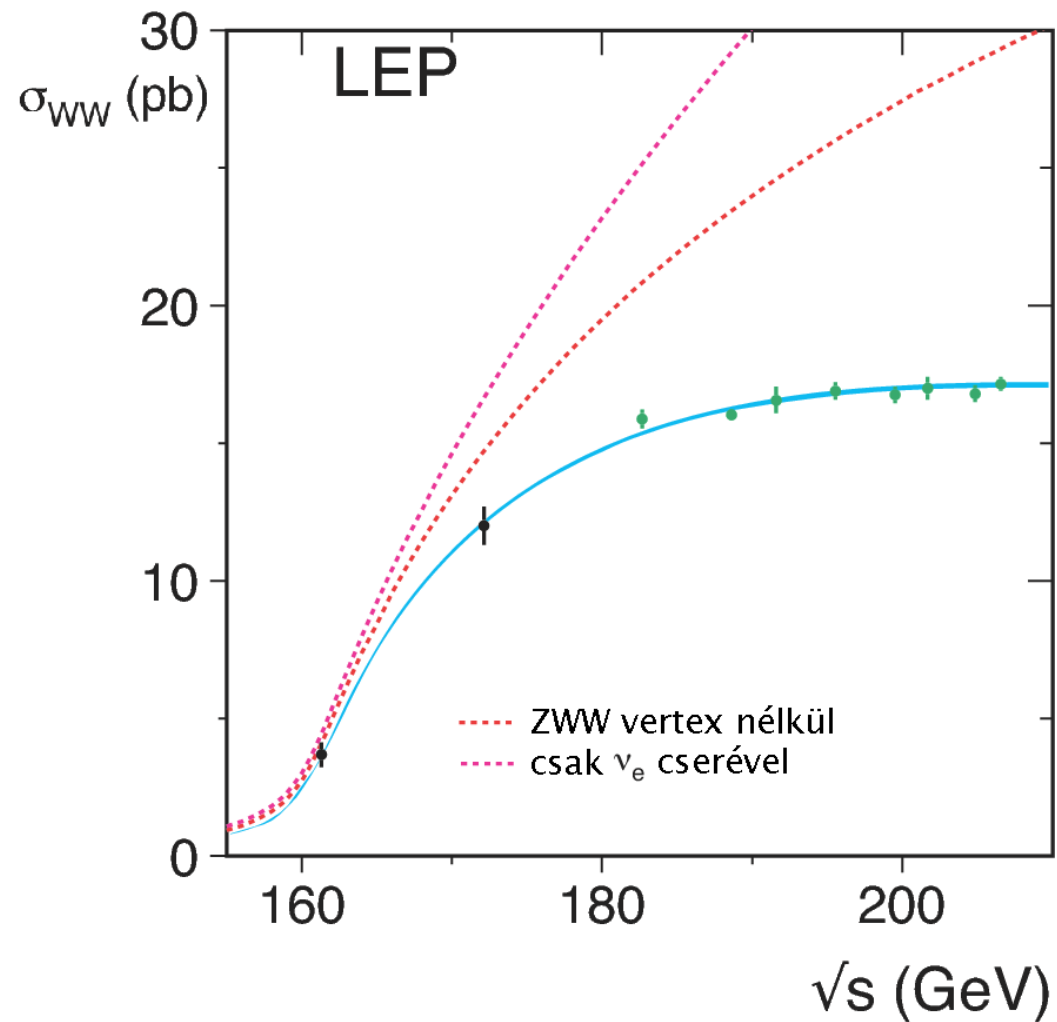


(b)

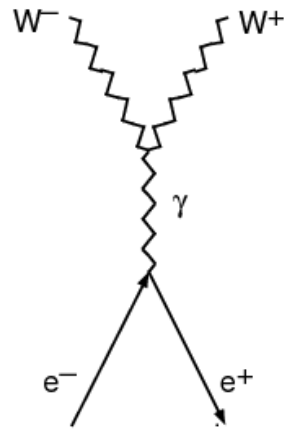


(c)

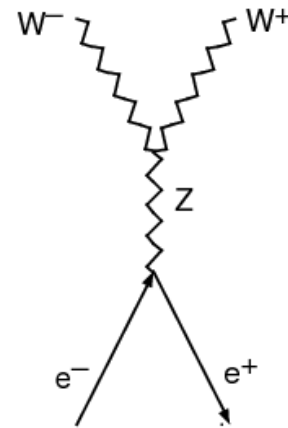
Mértékbozonok kölcsönhatásai



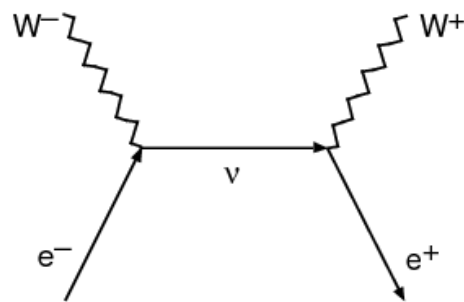
Mértékbozonok kölcsönhatásai



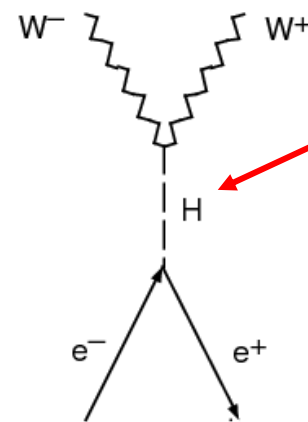
(a)



(b)



(c)



(d)

Vajon
létezik-e?

SM jóslatok és kísérleti eredmények

$$\Gamma(V \rightarrow f\bar{f}) = \frac{1}{2M_V} |A|^2 \frac{1}{8\pi}$$

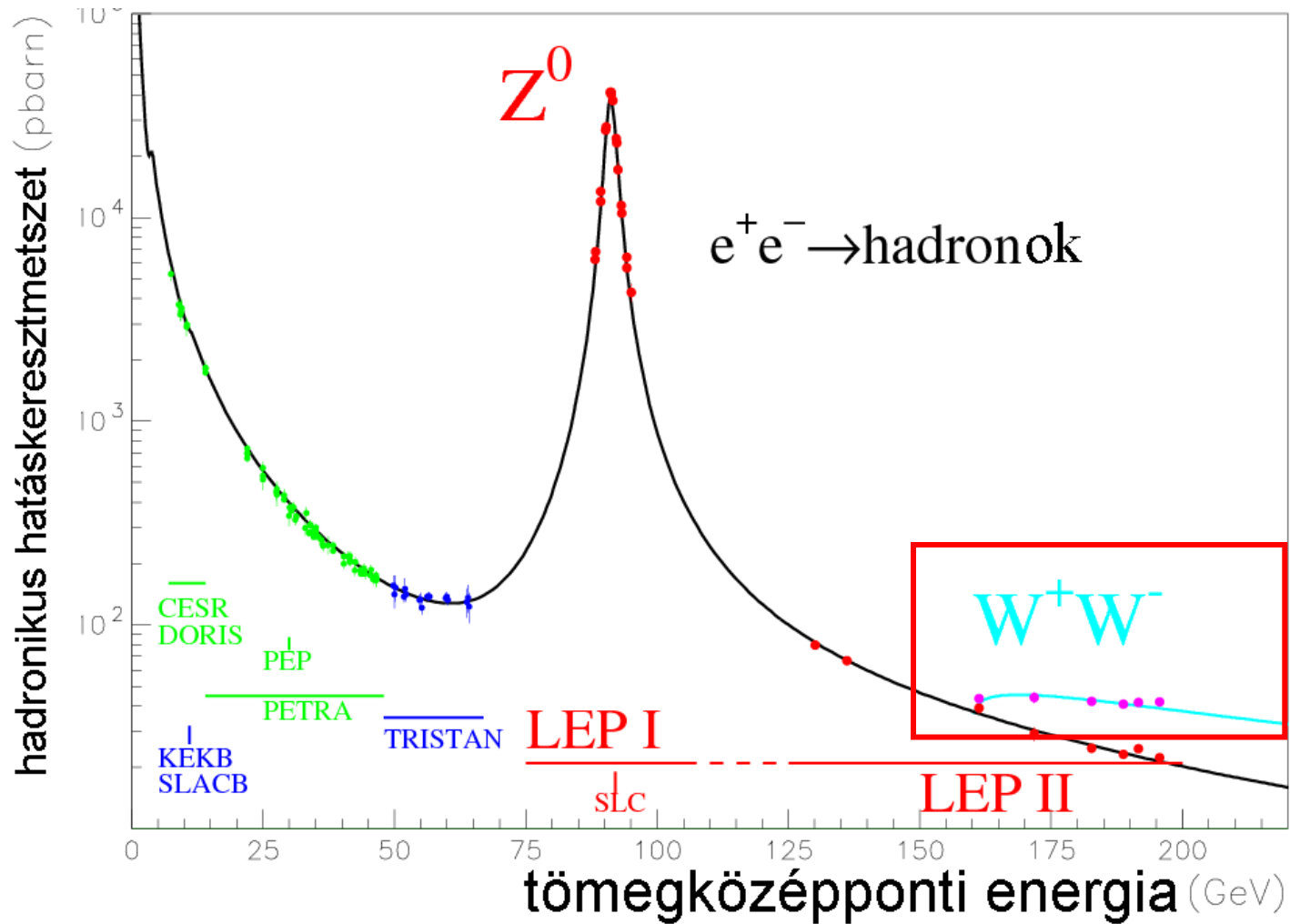


$$\Gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}) = \frac{G_F M_Z^3}{12\pi\sqrt{2}}$$

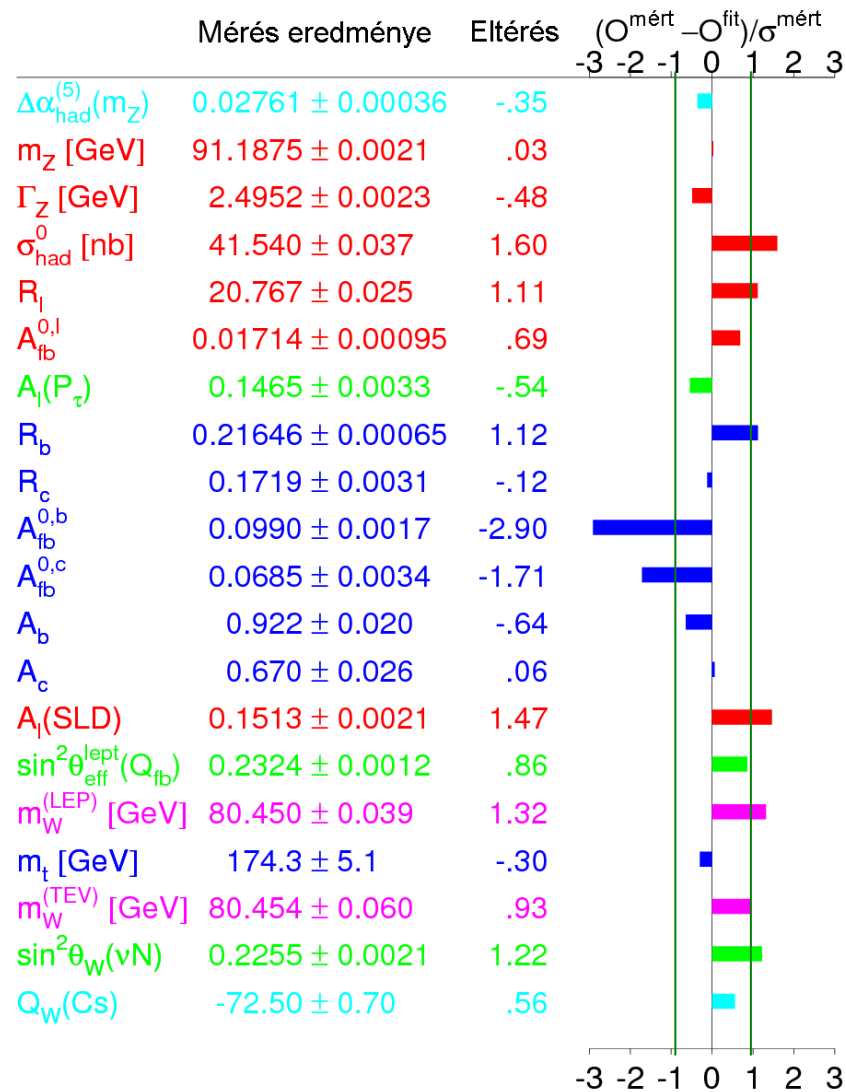
$$\Gamma(Z \rightarrow e^+e^-) = \frac{G_F M_Z^3}{12\pi\sqrt{2}} (R_e^2 + L_e^2)$$

	e	μ	τ	l
$\text{Br}(W^- \rightarrow \bar{\nu}_l l^-)$ (%)	10.65 ± 0.17	10.59 ± 0.15	11.44 ± 0.22	10.84 ± 0.09
$\Gamma(Z \rightarrow l^+ l^-)$ (MeV)	83.92 ± 0.12	83.99 ± 0.18	84.08 ± 0.22	83.985 ± 0.086

SM jóslatok és kísérleti eredmények



SM jóslatok és kísérleti eredmények



Tartalom

- Építőkövek, alapelvek
- Higgs-mechanizmus
 - Abeli Higgs-mechanizmus
 - Nem-abeli Higgs-mechanizmus
 - Higgs-mechanizmus a Standard Modellben
- Fermioncsaládok
 - Leptonok a Standard Modellben
 - Kvarkok a Standard Modellben
 - Anomáliák
- Mértékbozonok kölcsönhatásai
- Fermionok tömege
- A hiányzó láncszem

Fermionok tömege

- Az $SU(2)_L \times U(1)_Y$ szimmetriát sérti a fermionok tömegtagja:

$$\mathcal{L} = m\bar{\Psi}\Psi = m(\bar{\Psi}_L\Psi_R + \bar{\Psi}_R\Psi_L)$$

- A balkezes fermionok $SU(2)$ dublettek: $Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$
- Invariáns (skalár) fermion-Higgs csatolás:

$$\mathcal{L}_d = -c_d \bar{Q}_L \Phi d_R + \text{h.c.}$$

- SSB után:

$$\mathcal{L}_d = \dots - c_d \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} d_R \Rightarrow c_d = -\frac{M_d \sqrt{2}}{v}$$

Fermionok tömege

• M_u $\Phi_c = i\tau^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \bar{\varphi}^0 \\ -\varphi^- \end{pmatrix}$ -vel:

$$\mathcal{L}_u = -c_u \bar{Q}_L \Phi_c u_R + \text{h.c.} \quad c_u = -\frac{M_u \sqrt{2}}{v}$$

• 3 családra:

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{v+h}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha,\beta} \left(c_u^{\alpha\beta} \bar{u}_L^\alpha u_R^\beta + c_d^{\alpha\beta} \bar{d}_L^\alpha d_R^\beta \right) + \text{h.c.}$$

Tartalom

- Építőkövek, alapelvek
- Higgs-mechanizmus
 - Abeli Higgs-mechanizmus
 - Nem-abeli Higgs-mechanizmus
 - Higgs-mechanizmus a Standard Modellben
- Fermioncsaládok
 - Leptonok a Standard Modellben
 - Kvarkok a Standard Modellben
 - Anomáliák
- Mértékbozonok kölcsönhatásai
- Fermionok tömege
- **A hiányzó láncszem**

Reklám helye

Részecskefizika PhD Debrecenben:

- Új fizika (részecskék) keresése a CMS detektorral
- LHC fenomenológia

<http://dragon.unideb.hu/~physphd/index.html>

Z.Trocsanyi@atomki.hu

A hiányzó láncszem

Az alapállapot körül $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$ -ként

parametrizáljuk a teret \Rightarrow

a modell tartalmaz egy nulla spinű, semleges skalármezőt, a $H(x)$ Higgs-mezőt, amelynek elemi gerjesztése a Higgs-bozon

- A Higgs-bozon a részecskékhez tömegükkel csatolódik (\Rightarrow nem csatolódik a nulla tömegű fotonhoz és gluonhoz)
- A Higgs-bozon tömege ismeretlen szabad paraméter

A Higgs-bozon tömegéről

- Elméleti felső korlát:

Vektorbozonok szórásában az unitaritás nagyenergián sérül, ha a Higgs túl nehéz

$$\Rightarrow M_H < 1\text{TeV}$$

- Elméleti alsó és (erősebb) felső korlát a csatolások futásának elemzéséből

$$\Rightarrow M_{\min}(\Lambda) < M_H < M_{\max}(\Lambda)$$

- Alsó és felső korlát a kísérleti adatok modellfüggő értelmezéséből

$$\Rightarrow M_H = 76^{+33}_{-24}\text{GeV}$$

- Kísérleti alsó korlát észlelés hiányából

$$\Rightarrow M_H > 114\text{GeV}$$

A Higgs-bozon tömegéről

• Legalább 55 elméleti jóslat különböző modellekből:

- | | | |
|--------------------------------|----------------------------|---------------------------------|
| • $115.3 \pm 0.1 \text{ GeV}$ | • $131 \pm 10 \text{ GeV}$ | • $154 \pm 6 \text{ GeV}$ |
| • $117 \pm 4 \text{ GeV}$ | • $134 \pm 9 \text{ GeV}$ | • $155 \pm 8 \text{ GeV}$ |
| • $120 \pm 6 \text{ GeV}$ | • $135 \pm 6 \text{ GeV}$ | • $160 \pm 8 \text{ GeV}$ |
| • $121 \pm 6 \text{ GeV}$ | • $135 \pm 15 \text{ GeV}$ | • $160.9 \pm 0.1 \text{ GeV}$ |
| • $121.8 \pm 11 \text{ GeV}$ | • $137 \pm 23 \text{ GeV}$ | • 161.803399 GeV |
| • $122 \pm 10 \text{ GeV}$ | • $143 \pm 37 \text{ GeV}$ | • $170 \pm 10 \text{ GeV}$ |
| • $124 \pm 21 \text{ GeV}$ | • $144 \pm 4 \text{ GeV}$ | • $182 \pm 4 \text{ GeV}$ |
| • $124.2 \pm 13.2 \text{ GeV}$ | • $146 \pm 8 \text{ GeV}$ | • $185 \pm 5 \text{ GeV}$ |
| • $125 \pm 4 \text{ GeV}$ | • $146 \pm 19 \text{ GeV}$ | • $185.7 \pm 0.1 \text{ GeV}$ |
| • 129.6 GeV | • $148 \pm 34 \text{ GeV}$ | • $186 \pm 8 \text{ GeV}$ |
| • $130 \pm 6 \text{ GeV}$ | • $150 \pm 20 \text{ GeV}$ | • $197.2 \pm 124.8 \text{ GeV}$ |
| • $131 \pm 10 \text{ GeV}$ | • $153 \pm 3 \text{ GeV}$ | • ... |

A csatolások futása

- Egyhurok renormcsoport egyenlet a Higgs-csatolásra:

$$\frac{d\lambda(\mu)}{d\log\mu^2} = \frac{1}{16\pi^2} \left[12\lambda^2 + \frac{3}{8}g^4 + \frac{3}{16}(g^2 + g'^2)^2 - 3h_t^4 - 3\lambda g^2 - \frac{3}{2}\lambda(g^2 + g'^2) + 6\lambda h_t^2 \right]$$

- Csatolt diff. egyenlet a többi csatolásra vonatkozó egyenlettel ($M_t = h_t v / \sqrt{2}$, $M_H = 2\lambda v^2$)

$$\frac{dg(\mu)}{d\log\mu^2} = \frac{1}{32\pi^2} \left(-\frac{19}{6}g^3 \right)$$

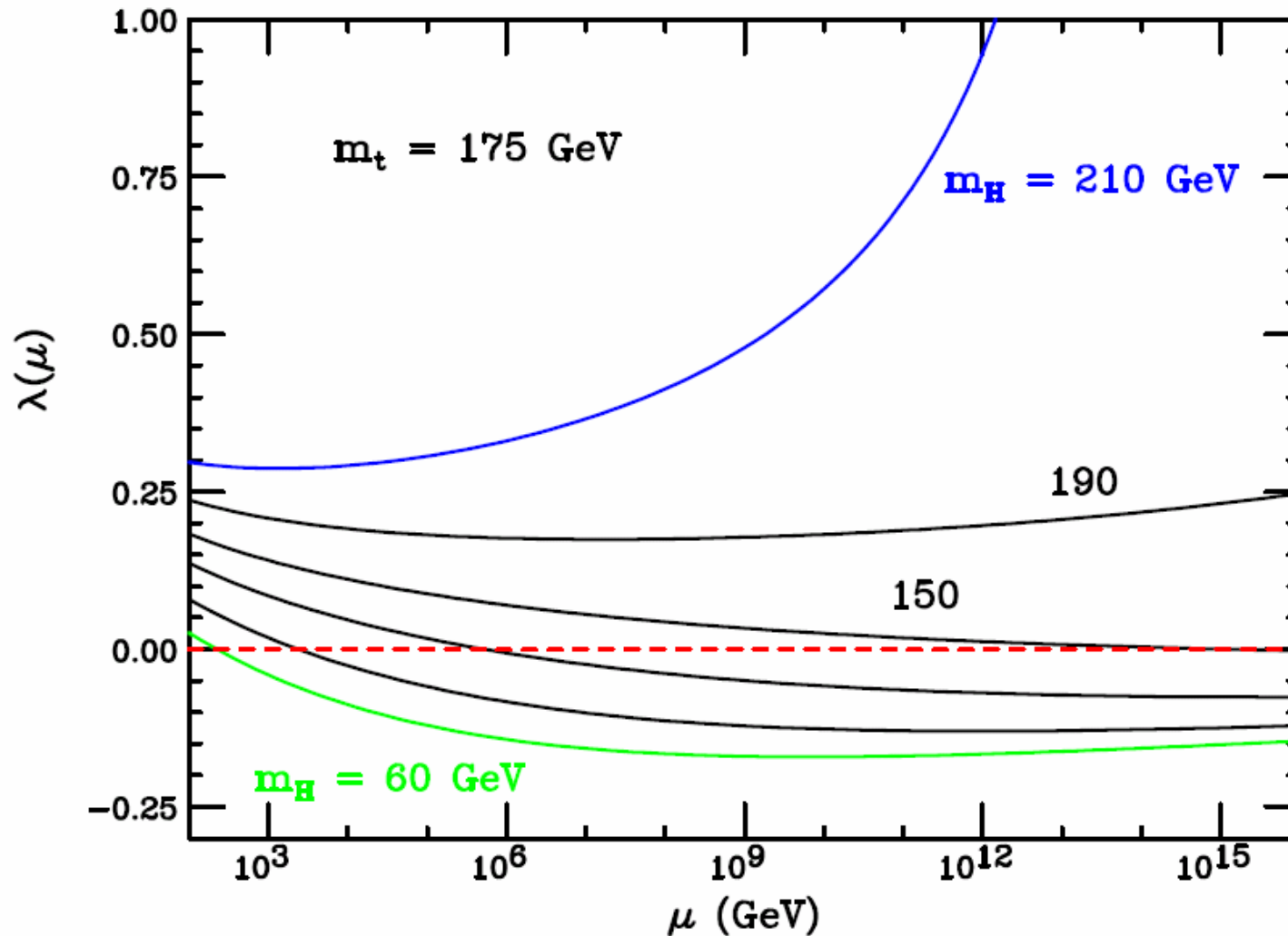
$$\frac{dg'(\mu)}{d\log\mu^2} = \frac{1}{32\pi^2} \frac{41}{6}g'^3$$

$$\frac{dg_s(\mu)}{d\log\mu^2} = \frac{1}{32\pi^2} (-7g_s^3) = \frac{1}{32\pi^2} \left(-(11 - \frac{2}{3}n_f)g_s^3 \right)$$

$$\frac{dh_t(\mu)}{d\log\mu^2} = \frac{1}{32\pi^2} \left[\frac{9}{2}h_t^3 - \left(8g_s^2 + \frac{9}{4}g^2 + \frac{17}{12}g'^2 \right) h_t \right]$$

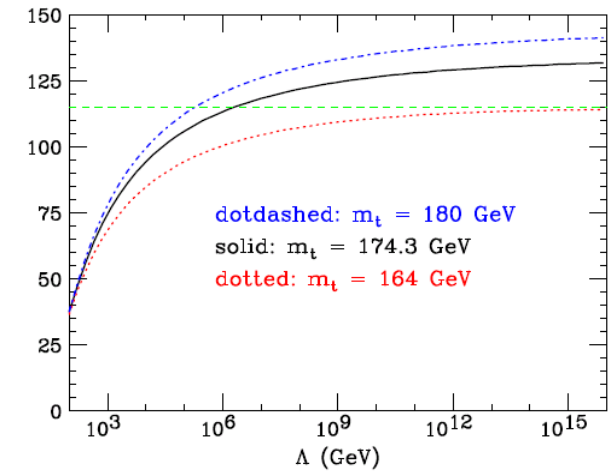
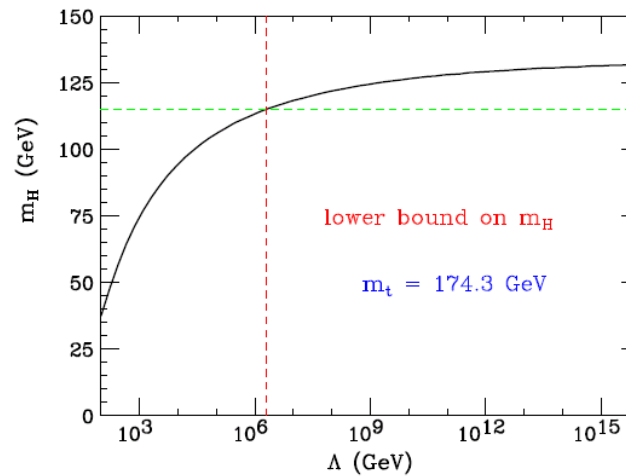
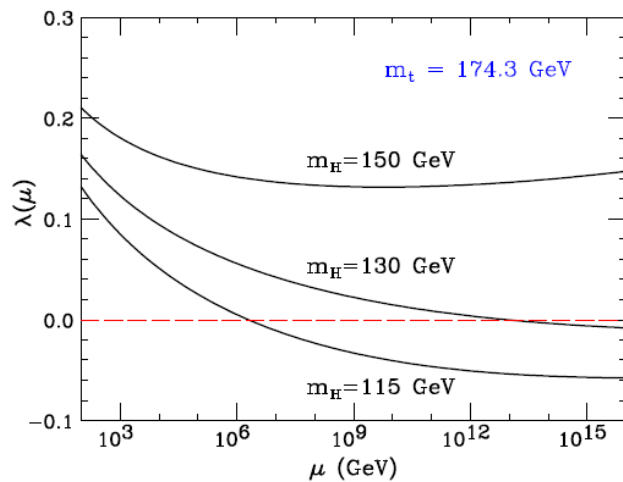
A Higgs-csatolás futása

- Kezdeti feltétel: $\lambda(M_H) = M_H^2 / (2v^2)$



Alsó korlát a Higgs-csatolás futásából

- A Higgs vákuum stabilitása megköveteli: $\lambda(\mu) > 0$

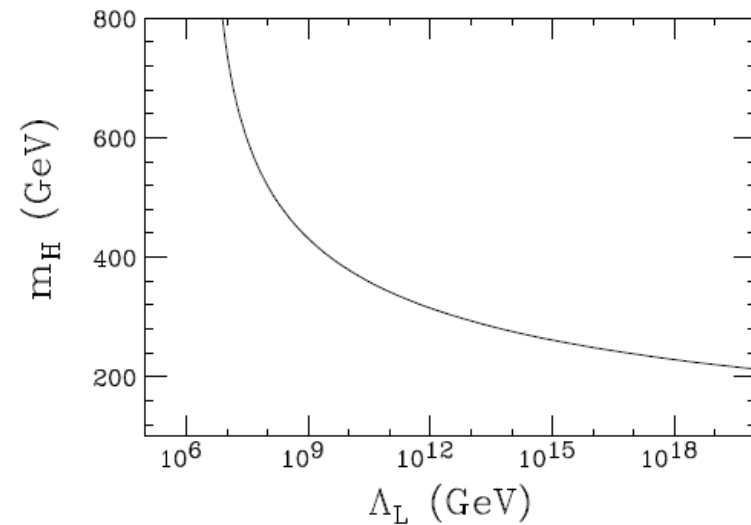
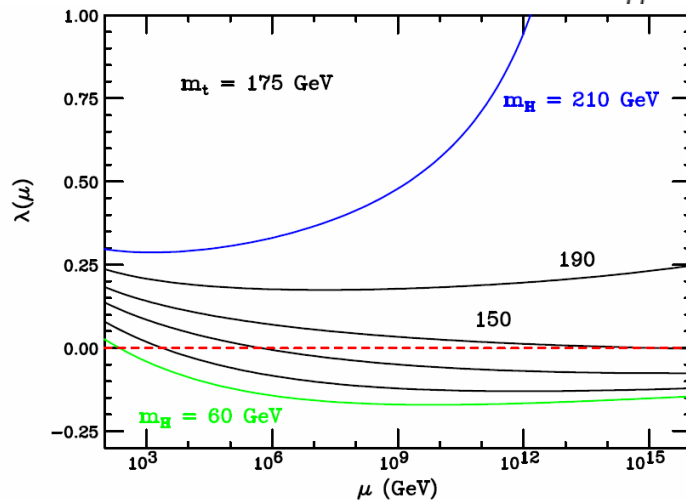


- Erősen függ a t-kvark tömegétől:
Kisebb M_t -hez alacsonyabb alsó korlát tartozik.

Felső korlát a Higgs-csatolás futásából

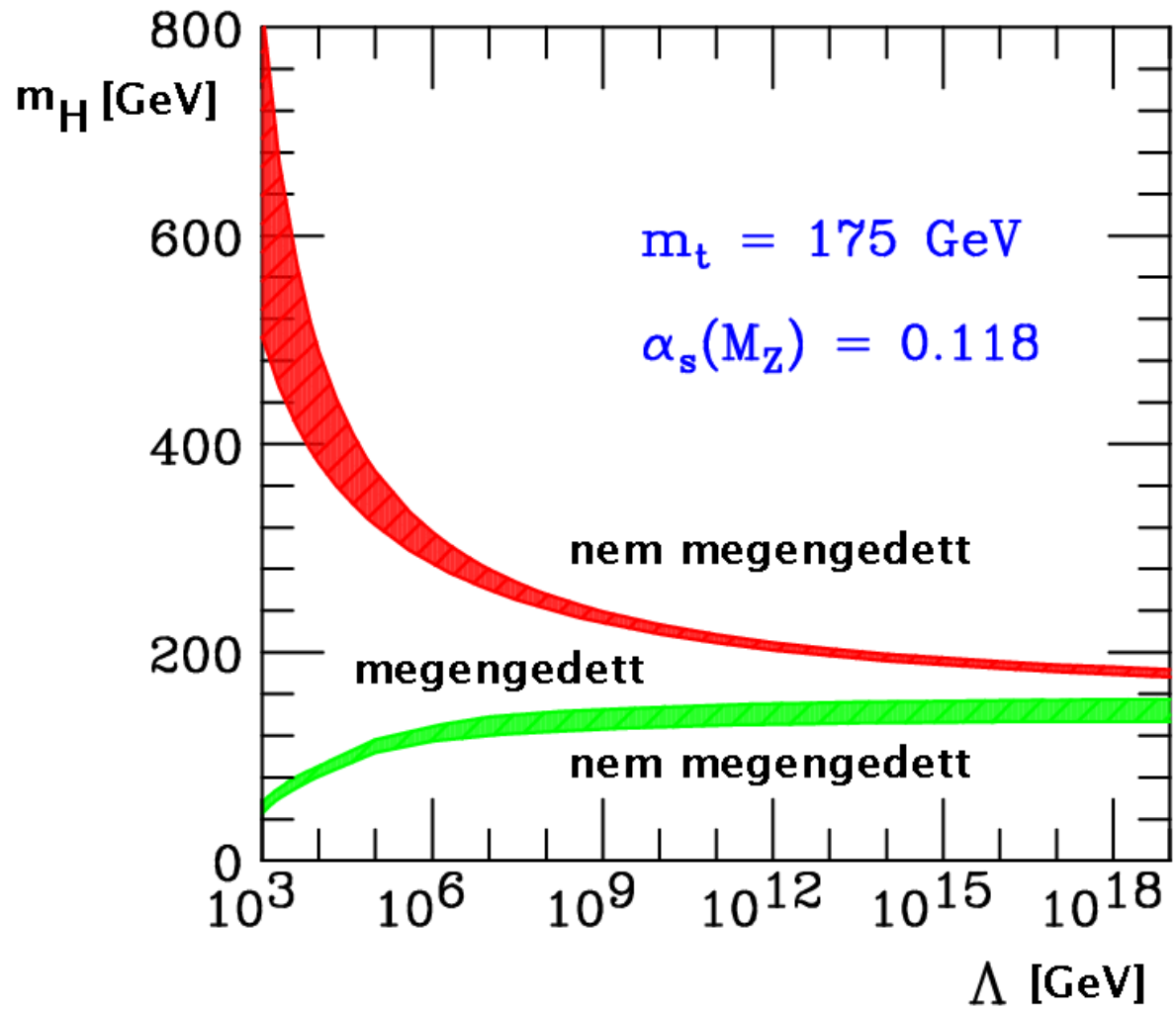
- Perturbációszámítás akkor érvényes, ha $\lambda(\mu) \leq 1$

$$\lambda(\mu^2) = \frac{\lambda(m_H^2)}{1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(m_H^2) \log \frac{\mu^2}{m_H^2}} \rightarrow \infty, \text{ ha } \mu^2 \approx \Lambda_L^2 \equiv m_H^2 \exp \left[\frac{4\pi^2}{3\lambda(m_H^2)} \right]$$



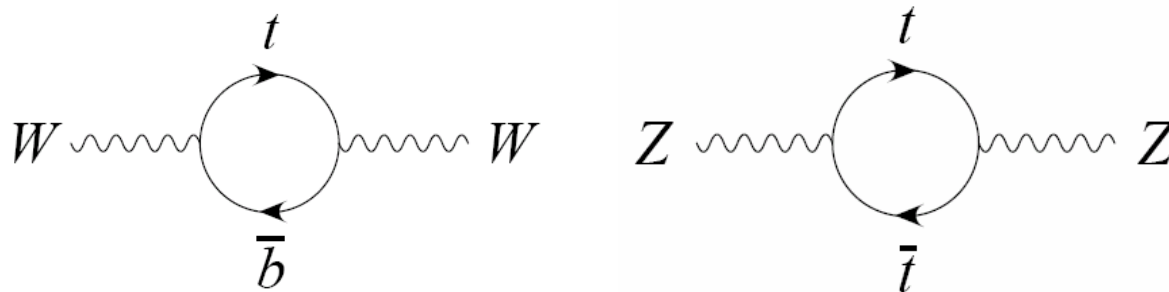
- Minden M_H -hez tartozik az elmélet érvényességének legnagyobb skálája
- $\Lambda \rightarrow \infty$ esetén csak $\lambda(\mu)=0$ értelmes (perturbatív trivialitás)

A SM stabilitástartománya a Higgs-tömeeggel kifejezve



Modellfüggő megszorítás mérési adatokból

- Az elektromgyenge mérési adatok érzékenyek a t-kvark tömegére, amelyet így meg lehetett jósolni anélkül, hogy közvetlenül előállították volna a LEP-en



- A sugárzási korrekciók megváltoztatják a mértékboszonok tömege közötti összefüggést
- A változás erősen függ a t-kvark tömegétől:

$$M_W^2 = \frac{1}{(1 - \Delta\rho)\sin^2\theta_W} \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F} \quad \Delta\rho_{\dagger} \approx -\frac{3G_F}{8\pi^2\sqrt{2}} \frac{1}{\tan^2\theta_W} M_{\dagger}^2$$

- SM fit: 172.3 GeV
- TeVatron mérés: 170.9 GeV

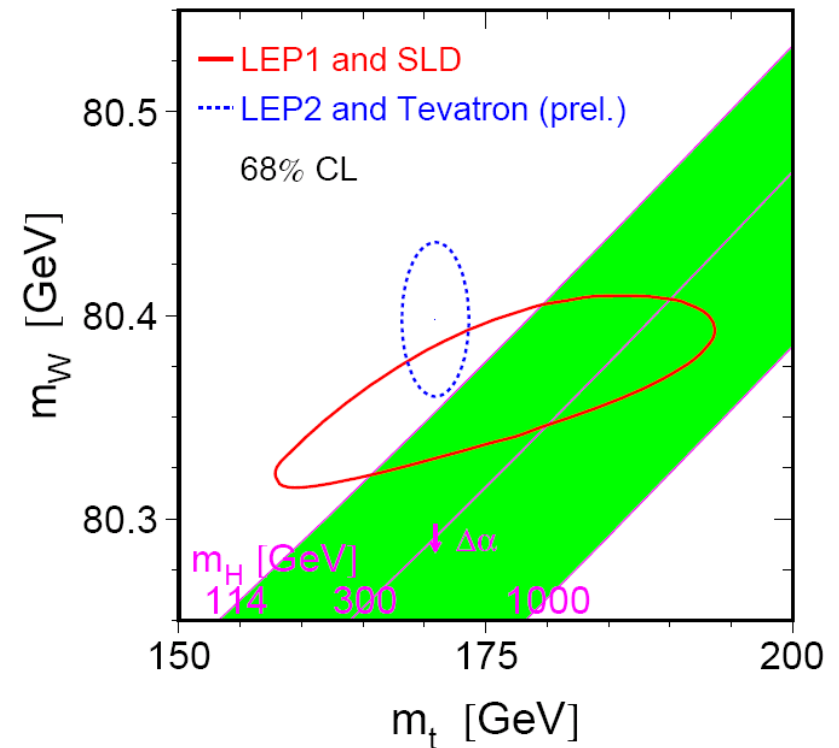
Modellfüggő megszorítás mérési adatokból

- A sugárzási korrekciók gyengén függenek M_H -től



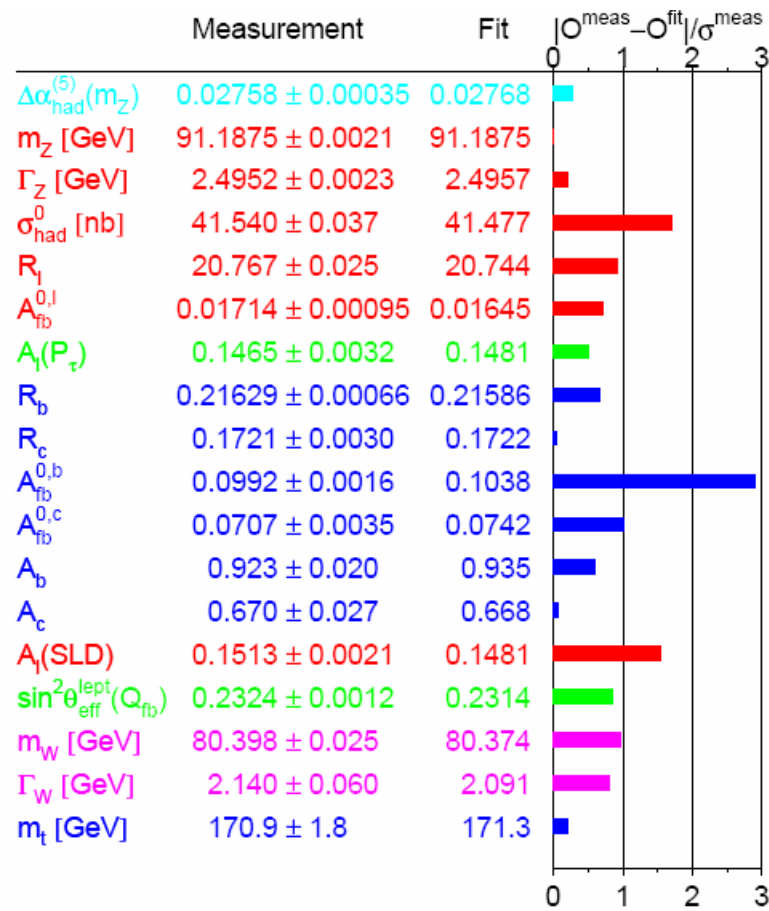
$$\Delta\rho_H = \frac{11G_F M_Z^2 \cos^2\theta_W}{24\pi^2 \sqrt{2}} \log\left(\frac{M_H^2}{M_W^2}\right)$$

- M_Z -t pontosan ismerjük
- **Folytonos:**
jóslat sugárzási korrekciókból és mérésből
- Pontozott:
 M_W és M_+ méréséből
- A két eredmény jól egyezik és kis tömegű Higgs-et jósol



Modellfüggő megszorítás mérési adatokból

- Jobb becslést kapunk, ha minden LEP adatot M_H -függését figyelembe vesszük (helyzet 2007 elején)



Modellfüggő megszorítás mérési adatokból

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

- Az elméleti bizonytalanság figyelembevételével

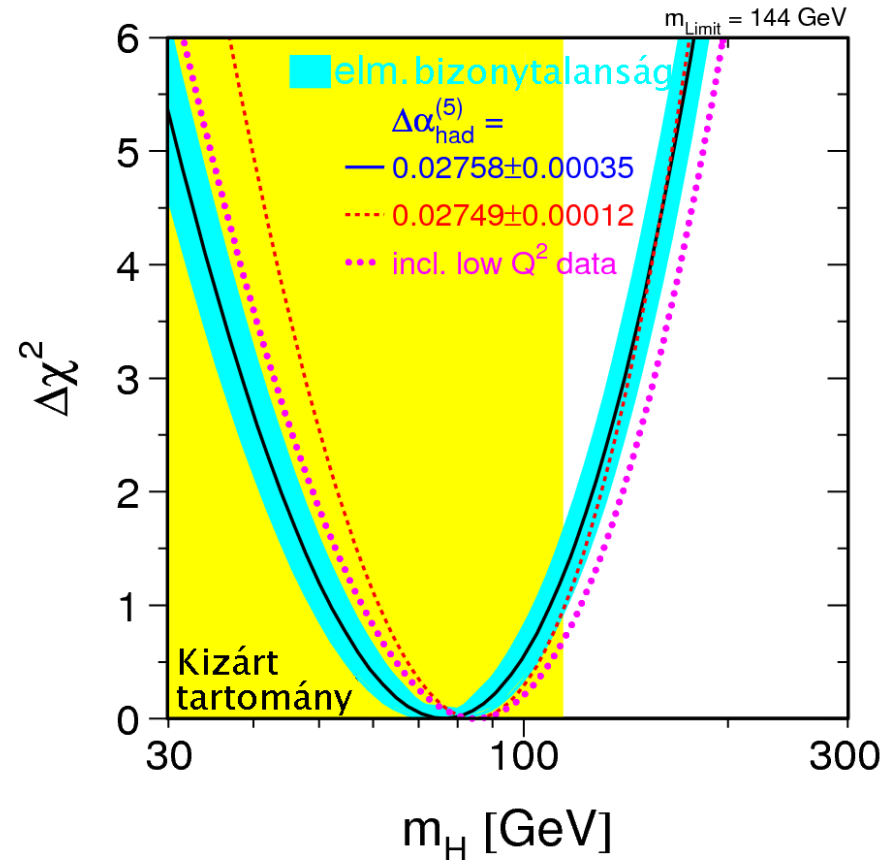
$$M_H < 144 \text{ GeV}$$

- LEP2 keresés eredménytelensége:

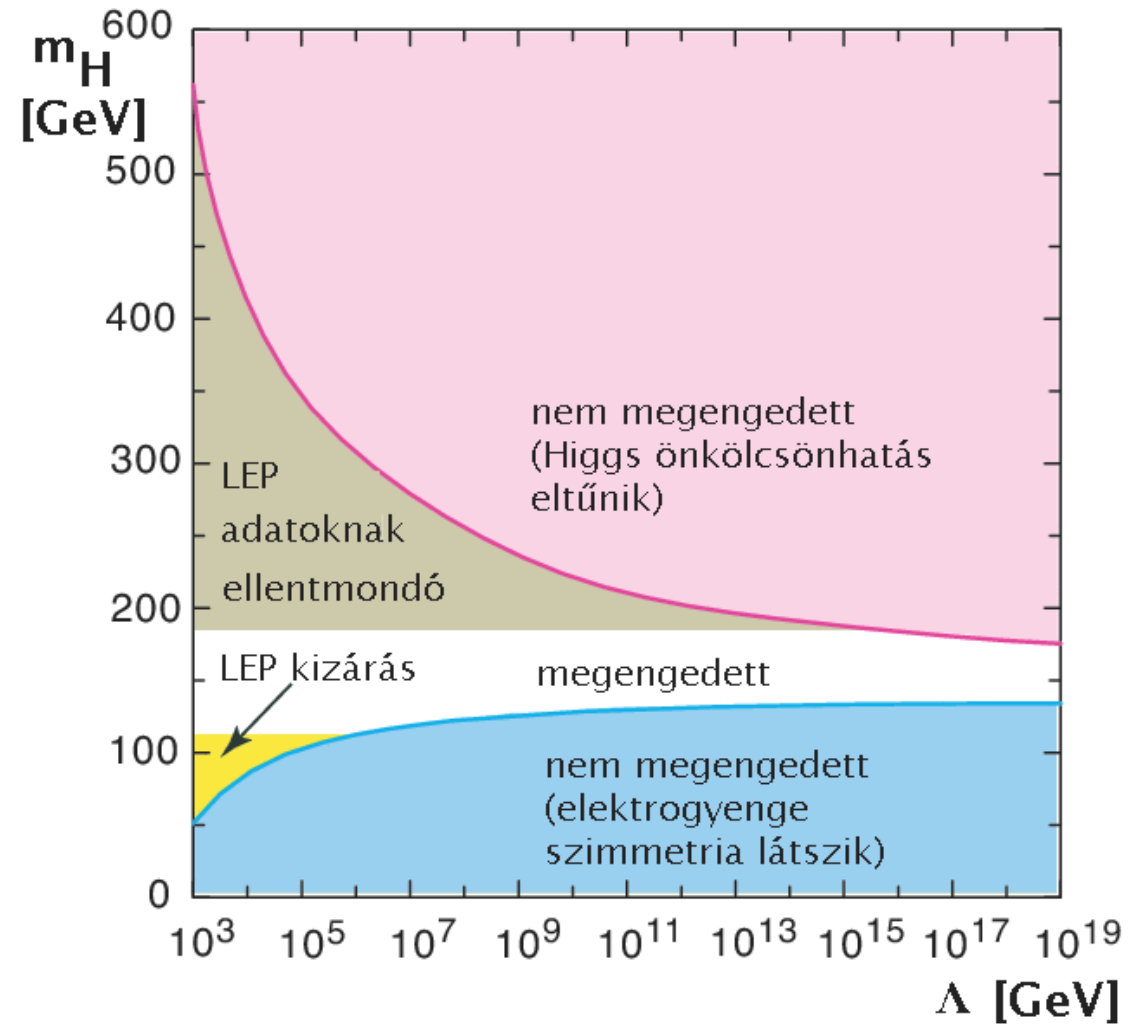
$$M_H > 114 \text{ GeV}$$

- Ennek figyelembevételével, a valószínűség normalálása után

$$M_H < 182 \text{ GeV}$$



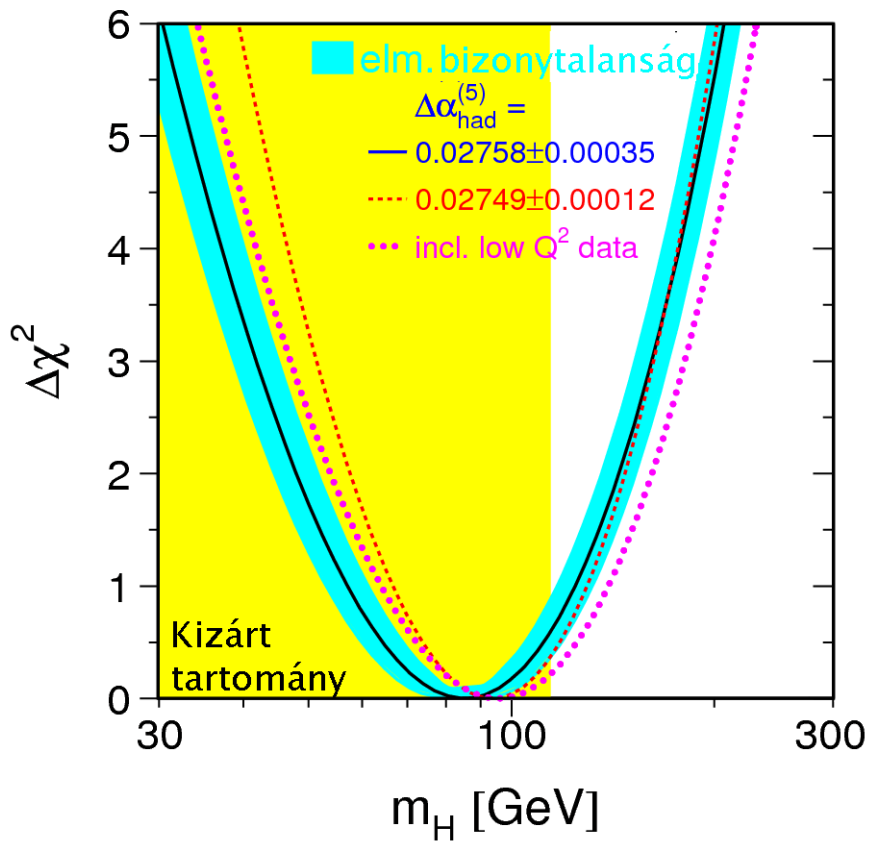
A SM stabilitástartománya a Higgs-tömeeggel kifejezve



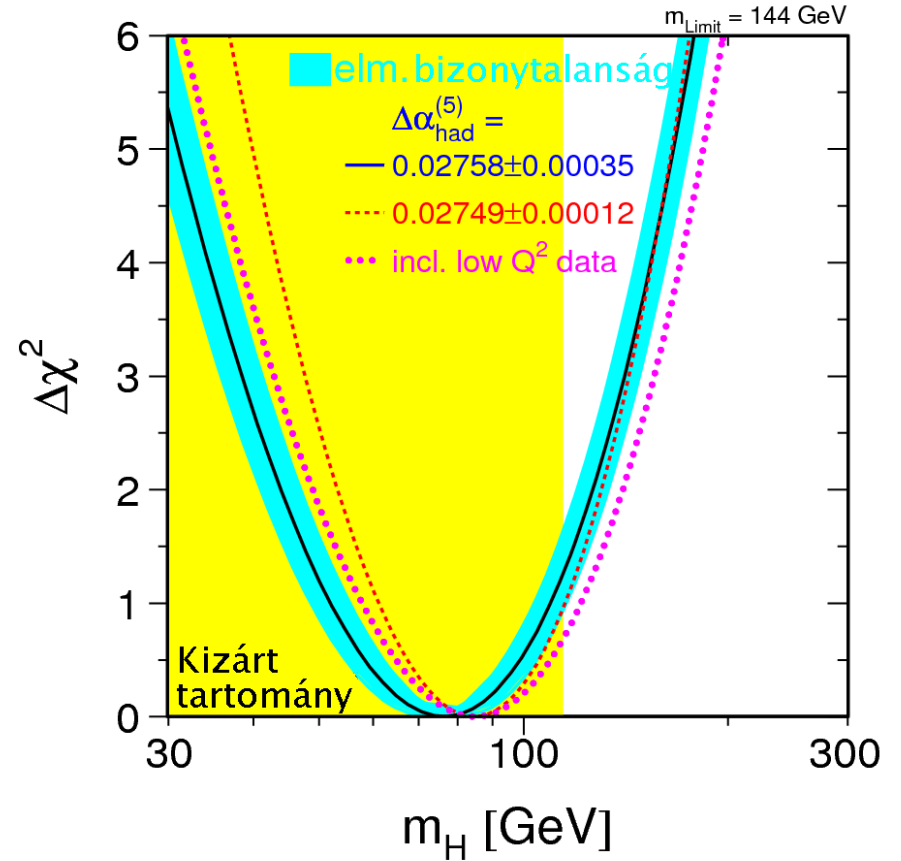
Köszönöm a figyelmet!



Kék-sáv ábra



2006



2007