

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Matematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította
A Matematikai és Fizikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

LVII. évfolyam

8. szám

2007. augusztus

A STANDARD MODELL HIGGS-BOZONJA NYOMÁBAN AZ LHC-NÁL

Trócsányi Zoltán
Debreceni Egyetem és
MTA Atommagkutató Intézete, Debrecen

Négy alapvető kölcsönhatást ismerünk: a tömegvonzást, az elektromágneses, a gyenge és az erős kölcsönhatásokat. Az elemi részecskék általunk eddig vizsgált világában az utóbbi háromnak van lényeges szerepe. Ezek egységes elméleti keretbe foglalhatók: az elemi részek Standard Modellje a részecskék mindhárom kölcsönhatását leírja. A Standard Modell olyan kvantumtérelméletekre alapul, amelyben a fizikai terek bizonyos szabadsági fokainak értéke a geometriai tér különböző pontjaiban egymástól függetlenül, szabadon választható meg. Az ilyen elméleteket mértékelméleteknek nevezzük, a választási szabadságból fakadó szimmetriát mértékszimmetriának. A mértékszimmetrikus elméletek legegyszerűbb példája a kvantum-elektrodinamika (QED), amelyben az elektrontér, azaz egy komplex spinortér fázisa választható szabadon, annak értékétől fizikailag mérhető mennyiségek nem függenek. A szabad fázisválasztás leírható a térnek egy $U(1)$ csoportelemmel (egydimenziós unitér mátrix, azaz egy komplex fázis) való szorzásaként.

A Standard Modell kiinduló szimmetriája a

$$G = SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$$

csoportelemek szerinti transzformációkkal szembeni szimmetria. Az $SU(3)_c$ mértékszimmetria következménye a kvarkok közötti erős kölcsönhatás. A szimmetria a kvarkok három, az egyszerűbb szóhasználat kedvéért színnek (colour) nevezett, c szabadsági fokának a szabadon választhatóságát jelenti. Az

$$SU(2)_L \times U(1)_Y$$

szimmetria egyesíti az elektromágneses és gyenge kölcsönhatásokat az elektrogyenge elméletbe. Az L

szabadsági fok két értéket vehet fel, ezért a fermionok spinjének mintájára gyenge izospinnek nevezik. Az L arra utal, hogy csak a balkezes (left) fermionok, amelyeknél a lendületvektor és a spin ellentétes irányúak, rendelkeznek gyenge izospinnel. A jobbkezesek az $SU(2)$ transzformáció esetén nem változnak. Az $U(1)_Y$ szimmetria a fermionok szabad fázisválasztását jelenti. Az elektromágneses $U(1)_{EM}$ szimmetriától csak annyiban különbözik, hogy a szimmetria következményeként nem az elektromos töltés, hanem az Y gyenge hipertöltés marad meg (a Standard Modellben a gyenge izospin harmadik komponense sajátértékének és a hipertöltésnek az összege az elektromos töltés $Q = T^3 + Y$).

A modellben három fermioncsalád van, mindegyikben 15 fermionnal – három leptonnal és 12 kvarkkal. Az első családban találjuk az $SU(2)$ dubletet alkotó balkezes elektront és a neutrínóját, a jobbkezes elektront,¹ valamint bal- és jobbkezes u és d kvarkokat, az utóbbiakat egyenként három szín szabadsági fokkal. A másik két család az elsőnek pontos mása, csak a részecskék tömege nagyobb. A bennük található fermionokat és azok $SU(N)$ ábrázolásának dimenzióit és kvantumszámait az 1. táblázat tartalmazza.

Az elmélet kialakulásához vezető úton az első lépést Fermi tette meg, aki az 1930-as években a gyenge kölcsönhatás négy-fermion modelljét tisztán fenomenologikus úton megalkotta az akkor kialakuló QED mintájára. A továbblépéshez már elméleti megfontolások vezettek. Kiderült, hogy a Fermi-elméletben nem lehet következetesen számítani a magasabbrendű perturbatív járulékokat (sugárzási korrekció-

Elhangzott 2007. augusztus 24-én az ELFT Fizikus Vándorgyűlésén.

¹ Egyes szerzők a családok 16. tagjaként a jobbkezes neutrínókat is beszámítják. Minthogy a Standard Modellben azok egyik részecskével sem hatnak kölcsön, ezért kísérleti kimutatásuk részecskéük közöttük nem lehetséges.

kat), továbbá nagyenergiájú elektron–neutrínó szórásban sérül az unitaritás (az ütköző részecskék energiájának növelésével a folyamat valószínűsége egynél nagyobbá válik). Az elméleti problémák megoldása a mértékszimmétriá, mint alapelv segítségével vált lehetővé.

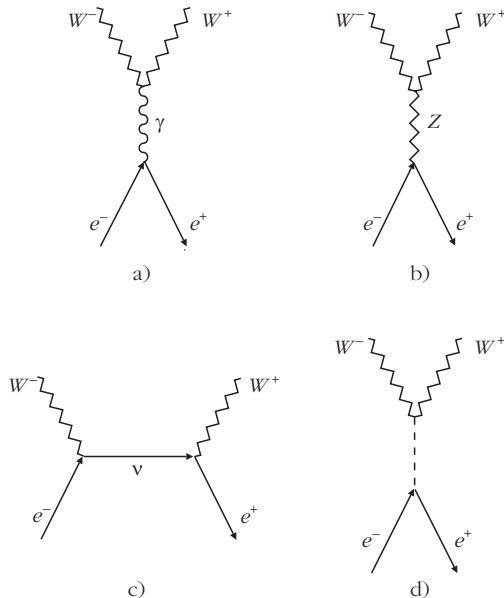
A G mértékcsoportra alapuló Standard Modell szép, gazdaságos és a mérési adatok nagy pontosságú leírását szolgáltatja. Az elektron–pozitron ütközésekben mérhető mennyiségeknek a Standard Modellel számolt, valamint a Nagy Elektron–Pozitron gyorsítónál (LEP) mért értékei közötti egyezés rendkívül meggyőző, ami a Standard Modell fizikai helyességét sugallja.

A LEP-gyorsítón közvetlenül lehetett ellenőrizni az elektrogenge mértékszimmétriát az $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ folyamat végállapotában található longitudinálisan polarizált mértékbozonok keletkezési hatáskeresztmetszetének tanulmányozásával. A $J = 1$ parciális hullámban a perturbációszámítás vezető rendjében az 1.a–c ábrák Feynman-gráfjai által mutatott folyamatok járulnak hozzá a szórási amplitúdóhoz.

A gráfok alapján számolt, sugárzási korrekciókkal javított hatáskeresztmetszetnek a LEP-nél mért értékekkel való összehasonlítását mutatja a 2. ábra. Ugyanott megtaláljuk a ZWW -kölsönhatás elhagyásával kapott számítás, valamint a gyenge mértékbozonok közötti összes kölsönhatás elhagyásával kapott számítás eredményét. A mérési eredmények világosan a teljes elektrogenge modellel kapott számításat támasztják alá.

A $J = 0$ parciális hullám esetén azonban az 1.a–c ábrák gráfjaiból számolt W -párkeltési valószínűség növekvő tömegközépponti energia esetén növekszik, és egynél nagyobbá is válhat, amit úgy mondunk, hogy sérül az unitaritás. Ezt a képtelenséget feloldhat-

1. ábra. Az $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ folyamat legalacsonyabb rendű Feynman-gráfjai.



1. táblázat

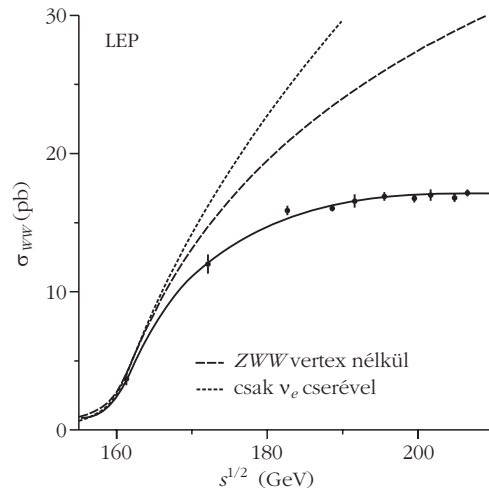
Fermionok szín ($SU(3)_c$) és gyenge izospin ábrázolásának dimenziói, valamint gyenge hipertöltés kvantumszáma a Standard Modellben. Az utolsó oszlop mutatja a részecskék elektromos töltését elemi töltés egységeiben.

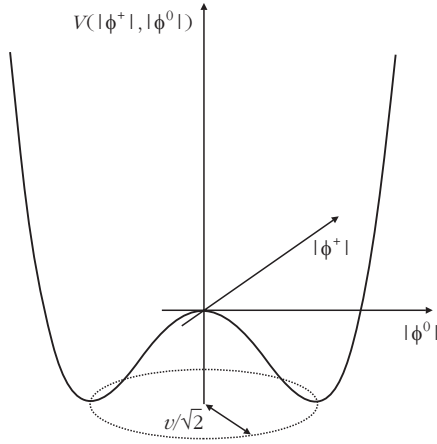
1. család	2. család	3. család	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	Q
$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	3	2	1/6	2/3 -1/3
u_R	c_R	t_R	3	1	2/3	2/3
d_R	s_R	b_R	3	1	-1/3	-1/3
$\begin{pmatrix} \nu_L^{(e)} \\ e_L \end{pmatrix}$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

juk, ha feltesszük egy H skalár részecske létezését, amely mind a leptonokkal, mind a mértékbozonokkal kölsönhat. Az 1.d ábrán mutatott folyamat járuléka megszünteti az unitaritás sérülését. De vajon létezik-e a H részecske a természetben?

A Standard Modell szimmétriája közvetlenül nem tapasztalható a valóságban. Tömeeggel rendelkező részecskéket leíró elmélet ugyanis nem lehet $SU(2)_L \times U(1)_Y$ szimmérikus, a tapasztalat szerint azonban az összes fermion, továbbá a mértékterek elemi gerjesztései közül három tömeggel rendelkezik. A valóságban csak az erős kölsönhatást közvetítő gluon-ter elemi gerjesztései és a foton nem rendelkeznek nyugalmi tömeggel, azaz csak $SU(3)_c \times U(1)_{EM}$ szimmétriát észlelünk. A mai részecskefizika legfontosabb válasszra váró kérdése, hogy hogyan marad rejtve az elektrogenge szimmétriá, mi az $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow$

2. ábra. Az $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ folyamat LEP-kísérletek által mért hatáskeresztmetszetének elméleti számításával való összehasonlítása. Folytonos vonal: teljes elektrogenge számítás. Szaggatott vonalak: számítás (Z, γ) WW kölsönhatások (legfelső vonal), illetve ZWW kölsönhatás (középső vonal) nélkül.





3. ábra. A skalártér potenciálja. A pontozott kör mutatja a minimumhelyeket.

$SU(3)_c \times U(1)_{EM}$ szimmetriasérülés oka, amit úgy is szoktak fogalmazni, „Honnan nyerik az elemi részecskék tömegüket?”²

A modell szép megoldást kínál erre a kérdésre is. A szupravezetés Ginzburg–Landau-elméletének relativisztikus általánosításával néhányan egymástól függetlenül javasolták azt a modellt, amely végül Higgs-mechanizmusként rögzült a részecskefizikában. A modell lényege, hogy a természeti törvények szimmetriája nem jelenti azt, hogy a szimmetriát a megfigyelhető jelenségeknek is tükrözni kell. Például a Lagrange-függvény szintjén meglévő szimmetriát a rendszer alapállapota (részecskefizika esetén ez a vákuum) sérti. Ez a jelenség a spontán szimmetriasértés. Az elektroyenge elméletben ezt úgy valósítjuk meg, hogy bevezetünk egy $SU(2)$ -dublett, komplex skalárteret,

$$\phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \text{-t,} \quad (1)$$

(1,2,1/2) szín-, gyenge izospin- és hipertöltés kvantumszámokkal. A $Q = T^3 + Y$ összefüggés alapján a skalártér felső komponense +1 elemi töltéssel rendelkezik, míg az alsó komponens semleges. A skalártér

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

(μ, λ valósak, $\lambda > 0$) potenciáljának végtelen sok minimuma van a 3. ábrán mutatott helyeken. Alapállapotban a rendszer ezek közül véletlenszerűen egyet kiválaszt, amely a mértékszimmetria felhasználásával megszorítás nélkül

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \text{-nek} \quad (3)$$

választható. A vákuum invariáns a \mathcal{G} generátorhoz

² A bennünket felépítő anyag tömegét nagyrészt az atommagokban található protonok és neutronok egyesített tömege adja, amelyek pedig tömegük jelentős részét az azokat felépítő *kvarkok és gluonok kötésének* köszönhetik.

(Pauli-mátrixok, illetve a 2×2 -es egységmátrix) tartozó $U = \exp(i\alpha \mathcal{G}) \in G$ transzformációval szemben, ha $U\phi_0 = \phi_0$, ahonnan $\mathcal{G}\phi_0 = 0$ következik. Gyors számítás mutatja, hogy ez egyik csoportgenerátorral sem teljesül, de az elektromos töltésre igen, tehát a vákuum az eredeti $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ szimmetriát $SU(3)_c \times U(1)_{EM}$ szimmetriára sérti.

Természetesen a skalárteret tartalmazó elméletnek is G -invariánsnak kell lennie, amelynek következményeként a kölcsönhatást közvetítő mértékbozonok a fermionokon kívül a skalártérrel is kölcsönhatnak. A szimmetriasérülés eredményeként a skalártér alapállapotával, a vákuummal való kölcsönhatás a gyenge mértékbozonoknak a v vákuum várhatóértékkel arányos tömeget ad. A ϕ_0 alapállapot körül

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \text{-ként} \quad (4)$$

parametrizálva a teret, a modell tartalmaz egy nulla spinű semleges skalárteret, a $H(x)$ Higgs-teret, amelynek elemi gerjesztése, a Higgs-bozon, kölcsönhat a gyenge kölcsönhatást közvetítő mértékbozonokkal. A *kölcsönhatás erőssége arányos a mértékbozonok tömegének négyzetével*. A Higgs-mechanizmus szépsége, hogy a mértékszimmetria fenntartásával a fermionoknak is lehet tömegtagokat generálni. A *fermionok szintén kölcsönhatnak a Higgs-bozonnal, a kölcsönhatás erőssége a fermionok tömegével arányos*.

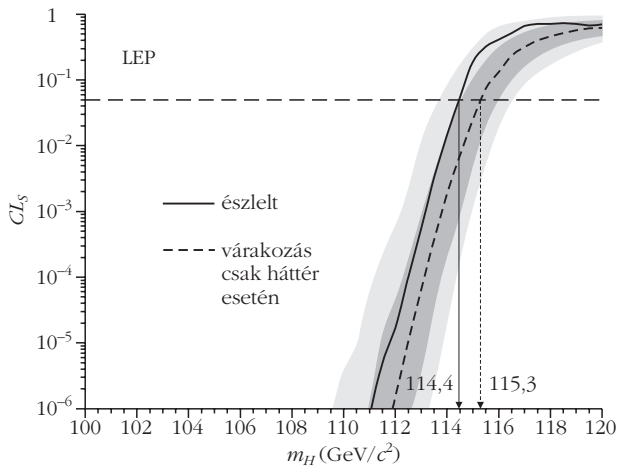
A Standard Modell fenomenológiai sikere azt sugallja, hogy az elektroyenge szimmetriasértés egy a Fermi-skálán működő újfajta alapvető kölcsönhatásnak köszönhető. Egyelőre azonban fogalmunk sincs arról, miféle erő ez. A Nagy Hadronütköztető (LHC) építésének elsődleges célja az új erő felderítése.

A leggazdaságosabb lehetőség, hogy az elektroyenge szimmetriasértésért egy komplex skalártér felelős. Láttuk, hogy ekkor az elmélet megjósolja egy semleges skalártér elemi gerjesztésének, a Higgs-bozonnak a létét, azonban nem tud becslést adni a Higgs-bozon tömegére, valamint a fermionokkal való csatolásának erősségére. A részecskefizika előtt álló legfontosabb feladat tehát választ keresni a következő kérdésekre:

- Létezik-e valóban a Higgs-bozon? Ha igen, hány fajtaiban?
- Melyek a kvantumszámjai?
- Valóban egyszerre ad tömeget a Higgs-tér a vektorbozonoknak és a fermionoknak?
- Hogyan hat a Higgs-tér önmagával kölcsön?

Ezek a kérdések már érett középkorba léptek, ezért részletes eljárásokat dolgoztak ki, hogy az LHC-nál választ kapjunk rájuk. Az írás további részében csak az elsővel foglalkozunk: áttekintjük, hogyan lehet a Higgs-bozont nagyenergiájú elemirész-ütközésekben észlelni. A Higgs-részecske keresése ahhoz hasonlítható, mintha olyan tűt keresnénk a szénakazalban, amelynek az alakjáról is csak feltevéseink vannak.

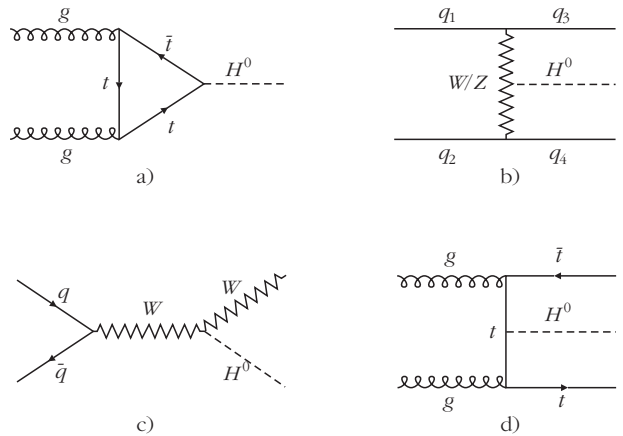
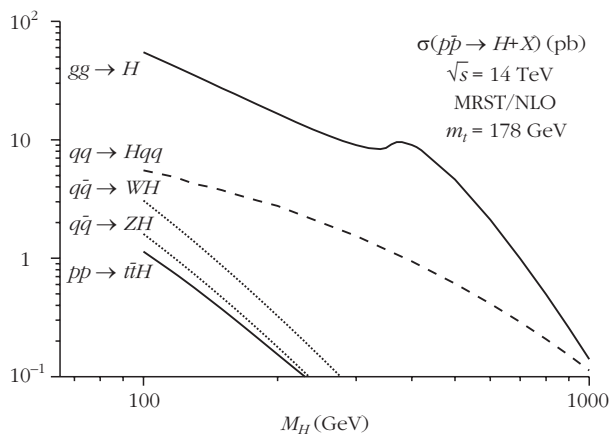
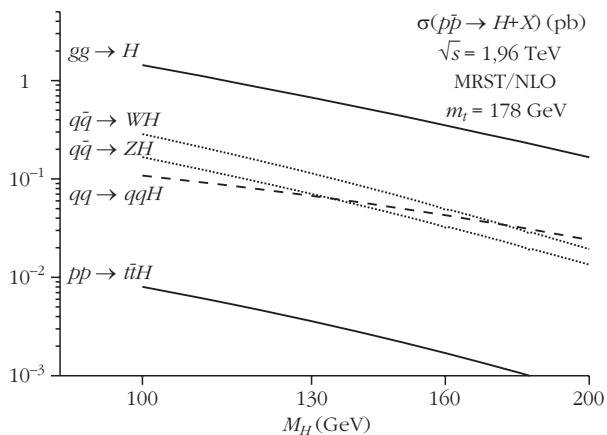
Az új részecske felfedezéséhez először a részecskét elő kell állítani, ami *Einstein* $E = mc^2$ egyenlete alapján lehetséges. Ha egy részecske tömegének megfele-



4. ábra. A LEP-kísérletek egyesített eredménye. A szaggatott vonal mutatja a kísérleti adatok várt jel+háttér hipotézis konfidenciaszintjét a Higgs-tömeg függvényében Higgs-bozonra utaló események nélkül (csak háttér). Néhány Higgs-gyanús esemény észlése miatt a jel+háttér hipotézis konfidenciaszintje (folytonos vonal) nagyobb a jel nélkül várt becslésnél. A folytonos és a vízszintes vonal metszéspontja jelöli ki a 95%-os konfidenciaszintű alsó határt a Higgs-bozon tömegére.

lő energiánál nagyobb energiát kis térrészre koncentrálnunk, akkor a részecske keletkezhet a rendelkezésre álló energiából. A nagy energiakonzentráció tárológűrűs részecskeütköztetőben történik. A LEP-gyor-

6. ábra. A proton-(anti)proton ütközésben való Higgs-keletkezés legvalószínűbb csatornáihoz tartozó keltési hatáskeresztmetszetek.



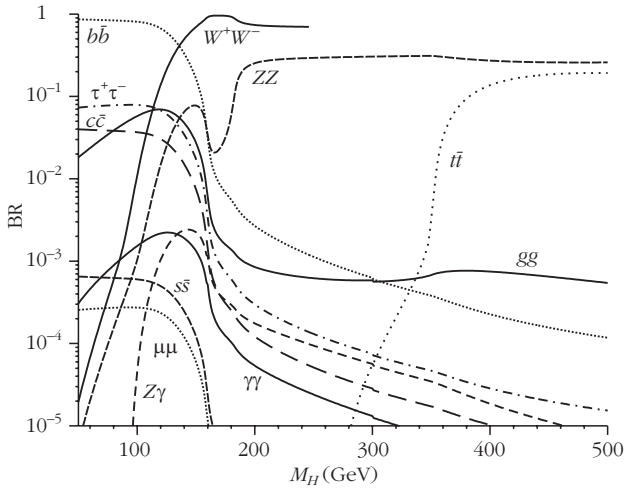
5. ábra. Hadrongyorsítón való Higgs-keletkezés legvalószínűbb csatornáit.

sítóban elektron–pozitron ütközéseket hoztak létre 91–209 GeV tömegközépponti energián. A jelenleg is működő Tevatronban 2 TeV energián proton–antiproton ütközéseket hoznak létre. A 2008 májusában beinduló LHC 14 TeV energián működő, proton–proton ütközéseket létrehozó hadrongyorsító lesz. Említettük, hogy a Higgs-bozonnak a fermionokkal való kölcsönhatása a fermionok tömegével arányos. Az elektron tömege nagyon kicsi, ezért az $e^+e^- \rightarrow H$ folyamat valószínűsége is nagyon kicsi. A LEP-gyorsítón a Higgs-bozon előállításának legvalószínűbb módja a nagyenergiájú Z bozonról való kisugárzás, a $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH \rightarrow 4$ fermion folyamat. A LEP-kísérletek nem találtak Higgs-részecskét, ezért annak létezését majdnem a kinematikai határig, pontosan 114,4 GeV/c²-ig kizárták (4. ábra).

A hadrongyorsítókon az elemi ütközések könnyű kvarkok (u és d) valamint gluonok között történnek. A Higgs keletkezésének legvalószínűbb módja az 5.a ábrán mutatott gluon–gluon fúzió kvarkhurokba, és a Higgs a nehéz kvarkról sugárzik. További három lényeges keltési mód az 5.b ábrán látható gyenge mértékbozon-fúziós (WBF) keltés, az 5.c ábra kvark–antikvark szétsugárzása gyors, Higgs-részecskét sugárzó gyenge mértékbozonba, valamint a 5.d ábrán mutatott ttH együttes keltés.

A 6. ábra mutatja a Tevatron- és LHC-energiákon számolt keltési hatáskeresztmetszeteket a Higgs-tömeg függvényében. Az LHC-n a 100 GeV-es energiatartományba eső részecskék keltésében a gluonütközések fognak lényeges szerepet játszani, így a Higgs-keltés fő folyamata a gluonfúzió.

A Higgs-bozon a Standard Modell többi részecskéjénél nehezebb (a LEP kizárási határ szerint csak a top kvark lehet nehezebb nála) ezért a keletkezett Higgs rögtön el is bomlik elsősorban nehéz részecskék párjaiba. A Higgs tömegétől függ, hogy melyek a lényeges bomlási csatornák, hiszen nemcsak a csatolás erőssége, hanem a kinematikai küszöb is lényegesen befolyásolja részecskepár keletkezésének valószínűségét. A 7. ábra mutatja a Higgs-bozon elágazási arányait (a parciális bomlási szélesség aránya a teljes bomlási szélességhez, $\Gamma_i/\Gamma_{\text{tot}}$) tömegének függvényé-



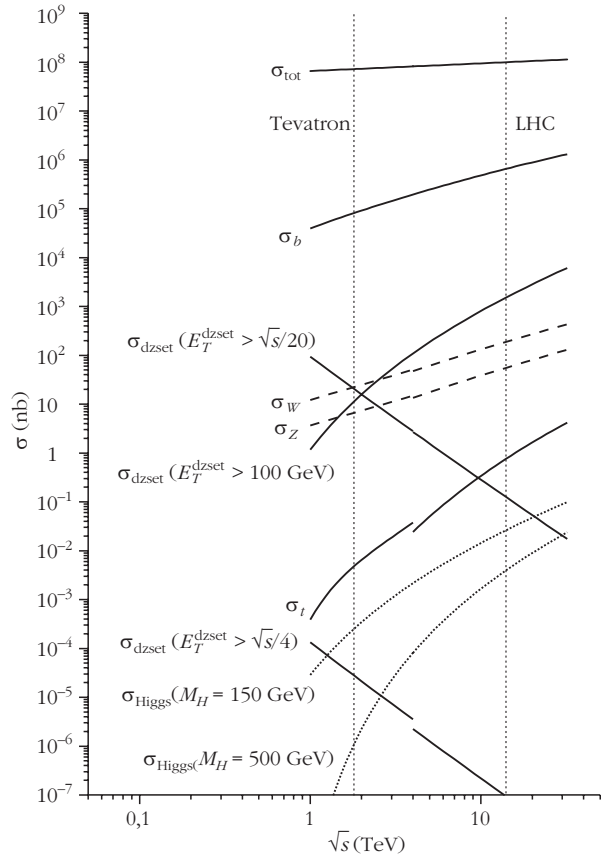
7. ábra. A Higgs-bozon elágazási arányai tömegének függvényében.

ben. Látjuk, hogy a kis tömegek tartományától eltekintve – ahol a $b\bar{b}$ párba való bomlás a legvalószínűbb –, a gyenge vektorbozonok uralják a Higgs-bomlás végállapotát. Vegyük észre, hogy kis valószínűséggel ugyan, de nulla tömegű részecskék is lehetnek a végállapotban: gg , $Z\gamma$, valamint $\gamma\gamma$, aminek a továbbiakban lényeges szerepe lesz. A fontos következtetés az, hogy a Higgs-részecske a tömegétől függően más-más részecskékbe szeret elbomlani. Ebből következik, hogy a felfedezéshez vezető keresési csatornák is függenek a Higgs-tömegtől.

A Higgs-bozon nehéz a többi részecskéhez képest, ezért az ütközési kísérletekben viszonylag ritkán keletkezik. Más végállapotok valószínűsége sokkal nagyobb. A 8. ábrán a proton–(anti)proton ütközésekben megjelenő végállapotok hatáskeresztmetszetét látjuk a tömegközépponti energia függvényében. Alacsonyabb energiákon $p\bar{p}$ (Tevatron), magasabb energiákon pp (LHC) ütközések hatáskeresztmetszetei láthatók (a 4 TeV-nél látható szakadás mutatja a váltást). Azt látjuk, hogy a Higgs-bozon keletkezésének valószínűsége nagyságrendekkel kisebb más Standard Modell-beli folyamatok valószínűségénél. A Higgs bomlástermékei ugyanazok a részecskék, amelyek ezekben a más folyamatokban is keletkeznek, ezért a Higgs-keletkezésre utaló jelet mindig nagy háttér felett kell megtalálni.

A Higgs-keresés esetén a jel (S) és háttér (B) viszonya kétféle lehet: (i) a Higgs-bomlás eredményeként keletkező részecskepár invariáns tömegeloszlásában a Higgs-keletkezéshez tartozó rezonancia egy sima háttéren ül, (ii) a Higgs-keletkezés jele és a háttér alakja hasonló. Az első esetben a keresés tisztán kísérleti úton sikeres lehet. A háttér jól meghatározható a rezonancia két oldalán található eloszlásból, annak levonásával a rezonanciacsúcs egyértelművé válik. A siker feltétele, hogy a jel *szignifikanciája*, ami nagyjából az $S \cdot B^{-1/2}$ viszony, elegendően nagy legyen. Az ötnél nagyobb érték a biztos felfedezés (99,999%-os biztonságu) elfogadott szintje.

Tekintsük először a kis Higgs-tömegek tartományát! Legkézenfekvőbbnek tűnhet a jel leggyakoribb végállapotát ($H \rightarrow b\bar{b}$) választani keresési csatorna-



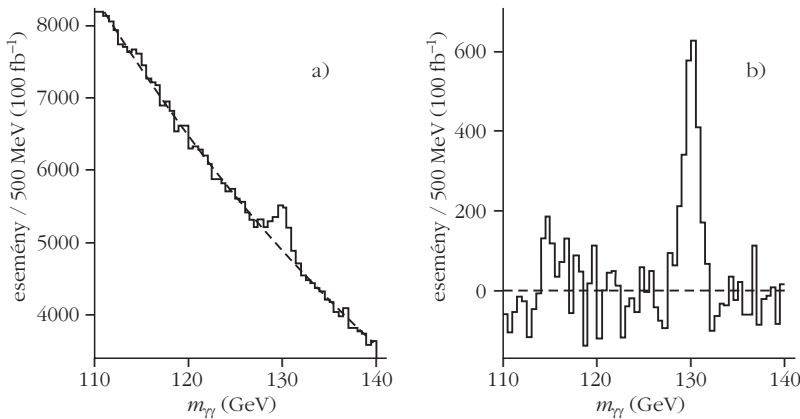
8. ábra. A proton–(anti)proton ütközésekben megjelenő végállapotok hatáskeresztmetszete.

ként, azonban ez esetben a jel elvesz a hatalmas háttérben. Minthogy hadronütköztetőn a hadronikus végállapotok óriási túlsúlyban vannak, ezért az általános ökölszabály szerint olyan végállapotokra érdemes figyelni, amelyekben legalább egy nagy energiájú lepton van a végállapotban. Ilyen esetekben a háttér lényegesen kisebb, vagy megfelelő vágásokkal kisebbé tehető. Az egyes keresési csatornák részletes vizsgálata azt mutatja, hogy 30 fb^{-1} integrált luminositás³ esetén a következő csatornák egyesített eredményei a Standard Modell-beli Higgs-bozonnak a CMS detektoron való biztos felfedezéséhez vezet az $m_H = 100\text{--}600 \text{ GeV}/c^2$ tömegtartományban:

1. $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$
2. $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$
3. $gg \rightarrow H \rightarrow W^+ W^- \rightarrow 2\ell 2\nu$

Érdekes módon a kis Higgs-tömeg tartományban ($m_H \leq 130 \text{ GeV}/c^2$; a LEP-adatok szerint a legvalószínűbb eset) az első a legígéretesebb folyamat. Bár az elágazási arány kicsi, mintegy 2 ezrelék, az LHC-n a $gg \rightarrow H$ keltési csatorna hatáskeresztmetszete elegendően nagy ahhoz, hogy bőséges számban találjunk jelet $\gamma\gamma$ végállapottal. Kérdés azonban, hogy milyen a háttér. Szerencsére az összes lehetséges háttér a $\gamma\gamma$

³ A luminositás és a hatáskeresztmetszet szorzata közvetlenül az eseményszámot adja.

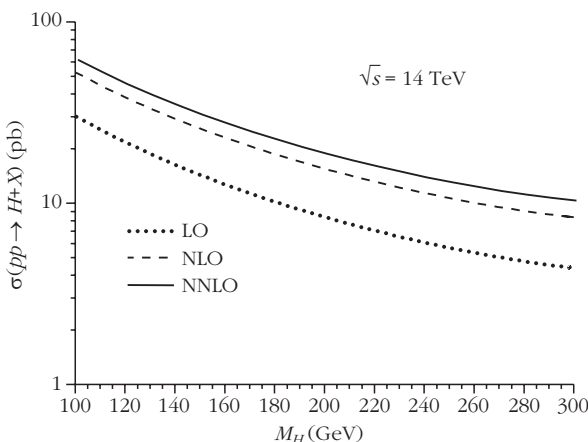


9. ábra. a) A $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ folyamat invariáns tömegeloszlásának szimulációja az LHC CMS detektorán. b) Az jelhez tartozó tömegeloszlás az oldalsávokból becsült háttér levonása után.

pár invariáns tömegével fordított arányban csökken, ezért a jel-háttér viszony első esete áll fenn. A 9.a ábra mutatja a sima háttéren a Higgs-rezonanciát, az ábra b) része pedig a rezonanciát az oldalakra illesztett háttér levonása után.

A Higgs-bozon nem csatolódik közvetlenül a fotonokhoz, hanem W - és t -kvark hurokhoz, amelyekről a két foton kisugárzódik (lásd az 5.a ábrát jobbról balra olvasva, a gluonokat fotonra cserélve, a hurokban W -vel vagy t -vel). A kétfajta hurok járuléka egymást nagyrészt kioltja. Két közel azonos szám kis különbségében felerősödve jelenik meg valamelyik változása. Ezért ha az új fizika akár a csatolásokat változtatja kis mértékben, akár új hurokjáráulékként jelenik meg, jelentősen befolyásolhatja a $\gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)$ parciális bomlási szélességet, amely így igen érzékeny az Standard Modellbe nem illeszthető fizikára. A helyzetet tovább bonyolítja, hogy a fő Higgs-keltési folyamat, a gluon-gluon fúzió hatáskeresztmetszete jelentősen nő a sugárzási korrekciók figyelembevételével (10. ábra). Ha tehát a két-foton invariáns tömegének spektrumában sikerül is részecskerezonanciát találni, még további hosszas tanulmányokat igényel (ebben és a többi csatornában) annak eldöntése, hogy milyen részecskét is sikerült felfedezni.

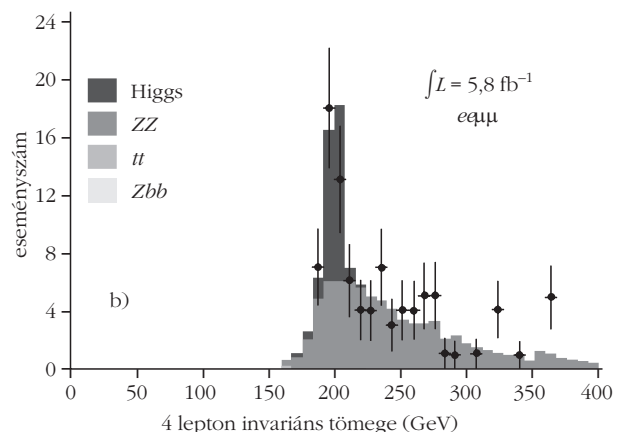
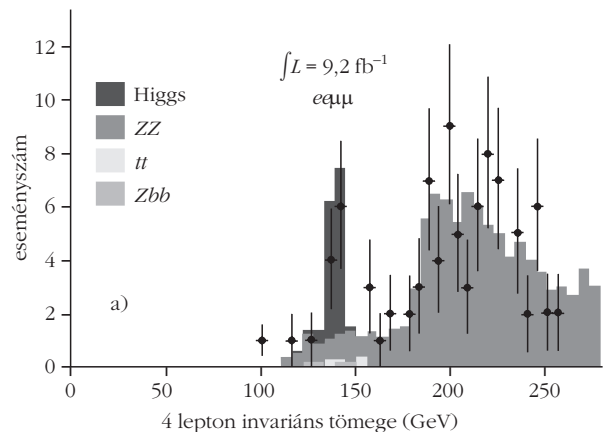
10. ábra. A $gg \rightarrow H$ folyamat hatáskeresztmetszete vezető rendben (LO), továbbá az első (NLO), illetve a második (NNLO) sugárzási korrekciók figyelembevételével LHC-energián.

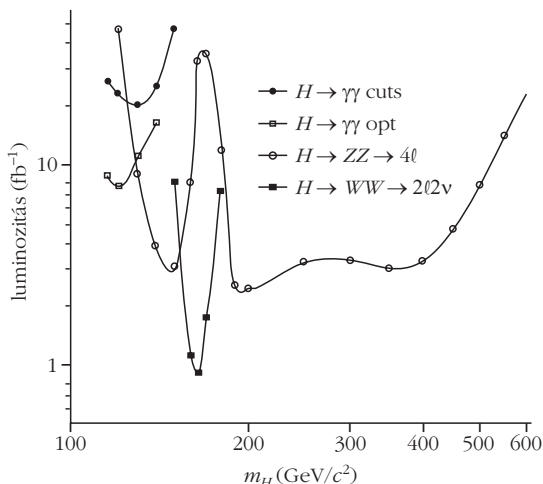


Az LHC-n a $180 \text{ GeV}/c^2$ -nél nagyobb tömegű Higgs keresése viszonylag könnyű a $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ folyamatban. Ebben a csatornában a Higgs-keltési hatáskeresztmetszet nagy, néhány-szor tíz pikobarn (10. ábra), a Higgs-elágazási arány is jelentős (20–30%, 7.a ábra), és a Z bozon töltött leptonokba való bomlásának valószínűsége mintegy 10% (LEP-adat). Ezek az értékek önmagukban már 1 fb^{-1} integrált luminozitás esetén elegendő eseményszámot biztosítanak, azonban figyelembe kell vennünk a lehetséges háttér is. Szerencsére háttér lényegében csak a jól értett $pp \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ folyamatok jelentenek. Kisebb Higgs-tömeg ese-

tén ugyanebben a csatornában csak az egyik Z bozon valódi, a másik virtuális. A részletes tanulmányok szerint a $130 \text{ GeV}/c^2 \leq m_H \leq 160 \text{ GeV}/c^2$ ablakban ez a csatorna szintén biztos felfedezéshez vezet. A 11. ábra tanúsága szerint négy töltött lepton invariáns tömegének eloszlásában a Higgs-rezonancia a háttérből jól kiemelkedik már viszonylag kevés integrált luminozitás esetén is. A $160 \text{ GeV}/c^2 \leq m_H \leq 180 \text{ GeV}/c^2$ ablakban a $pp \rightarrow H \rightarrow W^+ W^- \rightarrow 2\ell 2\nu$ csatorna

11. ábra. Eseményszámok a felfedezéshez szükséges integrált luminozitás esetén az LHC CMS detektorán. a) $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$, $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+ e^- \mu^+ \mu^-$ folyamat. b) $m_H = 200 \text{ GeV}/c^2$, $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow e^+ e^- \mu^+ \mu^-$ folyamat.



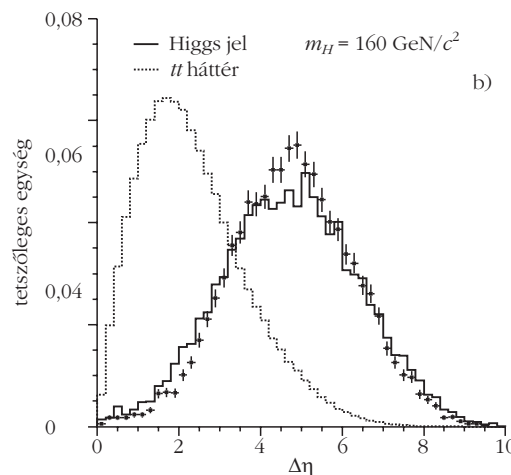
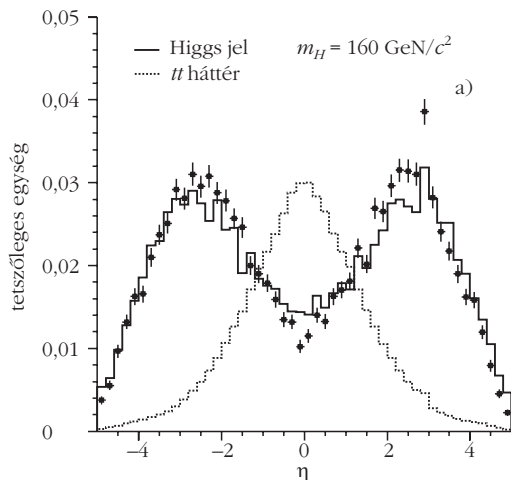
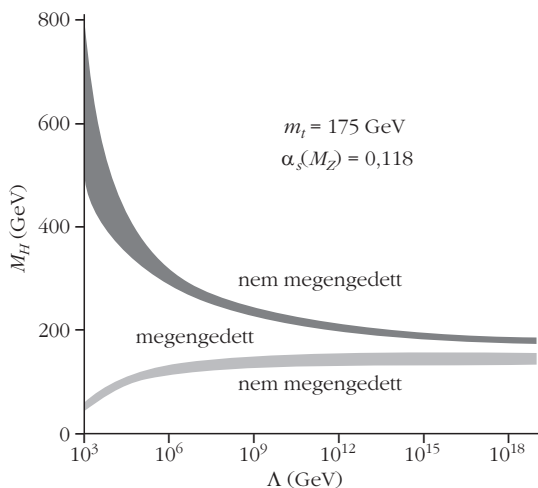


12. ábra. A Standard Modellbeli Higgs-bozon felfedezéséhez szükséges integrált luminozitás a gluonfúziós csatornáknál az LHC CMS detektorán.

siet segítségünkre. A CMS tanulmánya szerint (12. ábra) $m_H \approx 165 \text{ GeV}/c^2$ tömeg esetén már 1 fb^{-1} integrált luminozitás elegendő a felfedezéshez!

A 12. ábráról kitűnik, hogy a gluonfúzióban keletkező Higgs-bozon az LHC rövid működése során is nagy biztonsággal észrevehető a végállapotú részecskék invariáns tömegeloszlásában. Mégis lényeges és érdekes más csatornák felderítése is. Az egyes csatornáknál kapott eredmények összehasonlításával ellenőrizhetjük eredményeinket. Továbbá a felfedezés csak az első lépés. Fontos és sokkal nehezebb feladat a felfedezett részecske tulajdonságainak meghatározása, amihez minél több adatra van szükség. Tanulságos például felderíteni az 5.b ábrán mutatott WBF Higgs-keletkezés kimutatásának lehetőségét is. Bár a keltési ráta mintegy tizede a gluon–gluon fúzióban való keletkezésnek, a végállapot különleges kinematikai szerkezete lehetővé teszi a háttér elnyomását. A végállapotban megjelenő kvarkok előre-hátra szóródnak és a detektor véglezáróiban hadronzáróként jelennek meg (ezeket hívják *jelző dzseteknek*).

14. ábra. A Standard Modell stabilitástartományja (m_H értékével kifejezve) a modell érvényessége felső energiakorlátjának függvényében.



13. ábra. A jelző dzsetek pszeudorapiditás-eloszlása a) és a pszeudorapiditáskülönbség-eloszlása b) WBF Higgs-keltéses eseményekben. A szaggatott vonal jelzi a QCD-háttér ($t\bar{t}$ keletkezés) pszeudorapiditás-eloszlását.

A Higgs-részecske bomlástermékei ellenben főként a detektor oldalai (hordó) irányába távoznak. Az azonos végállapotú, de Higgs nélküli háttéresemények hadronikus aktivitása sokkal inkább a hordó felé irányul, ezért a dzsetek pszeudorapiditása [$\eta = -\ln \tan(\theta/2)$, θ a dzset lendületvektora és a nyaláb-tengely által bezárt szög] szerinti vágással a háttér elnyomható (13. ábra).

Összefoglalásként azt mondhatjuk, hogy a Standard Modell Higgs-bozonja biztonsággal felfedezhető az LHC-nál, ha tömege nagyobb a LEP kizárási határnál, de kisebb $600\text{--}700 \text{ GeV}/c^2$ -nél. Az olvasóban joggal merül fel a kérdés, mi van, ha $m_H \geq 700 \text{ GeV}/c^2$. Itt nem részletezendő elméleti megfontolásokból kiderül, hogy a Standard Modell csak akkor ellentmondásmentes elmélet valamely λ energiáig, ha a Higgs-bozon tömege λ -tól függő jól meghatározott tartományba esik (14. ábra). Ha tehát az LHC detektorai nem mutatnak a Standard Modell Higgs-bozonjára utaló jelet, akkor mindenképpen új fizikát kell találni az LHC-nál. Véleményem szerint valószínűbb, hogy a kísérletek találnak majd valamit, ami a Higgs-rezonanciára hasonlít. Hogy megtudjuk, mit is sikerült valójában felfedezni, meg kell mérni a rezonan-

cia elektromos és színtöltését [mindkettő semleges], tömegét [mértékadó szabad paraméter], spinjét [0], CP kvantumszámát [páros], csatolását a mértékbozonokhoz [$SU(2)_L$ jelleg] és a fermionokhoz [m_f/v], önkölcsönhatásait (a Higgs-potenciált) [m_H rögzíti] – szög-

letes zárójelben a Standard Modell-beli Higgs-bozon jellemzőit találjuk. Az írás elején vázolt Standard Modell kísérleti bizonyításához a lista legutolsó és egyben legnehezebben kivitelezhető eleme elengedhetetlen.

A MARS KÖZETEI A MARS METEORITOK ALAPJÁN

Bérczi Szaniszló
ELTE TTK Anyagfizikai Tanszék

Három fő kőzettípust különít el a kőzettan a Földön: a magmás, az üledékes és a metamorf kőzeteket. A *magmás kőzetek* szilikátolvadékokból keletkeznek lehűléskori kristályosodással. Az *üledékes kőzetek* a felszíni mállás során keletkező üledékekből, a *metamorf* (átalakult) *kőzetek* nagy nyomás és/vagy hőmérséklet hatására történő átkristályosodással jönnek létre. Ezek közül a magmás kőzetek azok, amelyeknek előfordulására leginkább számítani lehet a Föld típusú, szilárd anyagú kőbolygótestek felszínén. A Merkúr, a Vénusz, a Föld, a Hold és a Mars szilárd anyagának jelentős részét, e bolygótestek köpenyét és kérgét főleg ilyen szilikátos anyagok alkotják. A megszilárdult láva főleg a Fe, Mg, Ca, Al, Na, K, Ti, Cr, Mn szilikátjaiból, valamint számos oxid- és szulfidásványból épül föl. A magmás kőzetek rendszerét az elmúlt három évszázad során megalkották. Először e rendszer magját mutatjuk be, azzal a céllal, hogy benne elhelyezhessük a marsi magmás kőzeteket, melyek meteoritokként érkeztek a Földre.

Az égitest felszínére ömlő láva jelentős része olvadt állapotban van, de benne már megkezdődött a kristályosodás. A magmás kristályosodás során létrejövő ásványgyűttes (ásványtársulás) a fő kőzetalkotó ásványokból az 1. ábra szerinti arányban tartalmaz színes és színtelen szilikátokat. A színes szilikátok az olivin, a piroxén, az amfibol és a csillámok, a színtelenek a plagioklász és a kálicsillámok, a kálicsillámok és a kvarc. Bowen egy évszázaddal ezelőtti fontos megfigyelése volt az, hogy a magmás kristályosodás során a színes és a színtelen szilikátok gyakran együtt kristályosodnak, egymással párhuzamosan haladó folyamatként, de az ásványsorokon belül meghatározott sorrendet követve (1. ábra).

Később, olvasztási kísérletei nyomán, Bowen a magmás kristályosodás során keletkező fázisok viszonyait anyagterképen foglalta össze. Ez a híres Bowen-diagram három fő ásványkomponens (olivin, plagioklász földpát és kvarc) segítségével le tudta vezetni a magmás kristályosodás fizikai-kémiai menetét.

A 21. század elejére a magmás kőzettan az interplanetáris mérési eredmények alapján a planetológia részét is képező tudományággá vált. Egyrészt azért, mert a legtöbb Föld típusú bolygótest felszínén az űrszondák kimutatták a bazaltot és más magmás kőzetek jelenlétét. Másrészt azért, mert a geokémia ku-

tatói fölismerék, hogy a bazaltok „háttérben” egy kondritos, tehát peridotitos összetételű köpeny áll, melynek parciális olvadékai a bazaltok. Ezért a magmás kőzetek olyan differenciálódási sorozatokba rendezhetők, melyek egyik pólusán a peridotitos köpeny anyagai, a másik oldalán pedig a belőle leszármaztatható különféle magmás kőzetek állnak. E sokszínű folyamatcsoportra példaként mutatunk be olyan eseteket, amelyeket a marsi meteoritok szolgáltattak.

1. ábra. Bowen tapasztalati diagramja a magmás kristályosodásról (felül) és a kimért kvarc–forszterit–anortit diagram (alul).

