

AZ ATOMOK KELETKEZÉSÉNEK RADIÁCIÓS ELMÉLETE

1. Bevezető

Mai ismereteink szerint a teljes periódusos rendszer atomjai igen magas hőmérsékletű csillagokban, „szupernóvákban” keletkeznek könnyű atommagok szintézisével (egyesülésével). Ennek a folyamatnak során hatalmas mennyiségű energia szabadul fel, amely végső soron nyugalmi tömeg nélküli sugárzás révén, fénysebességgel távozik a világűrbe. A sugárzás fajtája ennek megfelelően elektromágneses (főleg gamma és röntgen) sugárzás, illetve neutrínó sugárzás lehet, ugyanis az utóbbi esetben jó okunk van arra, hogy a neutrínók tömegét zérusnak tekintsük. Ha gondolatban egy ilyen szupernóvát zárt dobozba („üregbe”) helyeznénk, egy bizonyos idő múlva kialakulna a termodinamikai egyensúly, stacionárius energiacsere alakulna ki az üregeken belüli hőmérsékleti sugárzás és a szupernóva atomi oszcillátorai között. Az egyensúlyi állapot kialakulásakor jogosan feltehetjük, hogy ekkor már a szupernóva atomjainak fúziója véglegesen befejeződött, a periódusos rendszer összes eleme (izotópja) jelen van. A szupernóva által kisugárzott energia az egyes atomok (atommagok) tömeghiányát (kötési energiáját) biztosítja. A rendkívüli magas hőmérsékleten a Fermi-Dirac statisztikát követő neutrínók a fotontérhez hasonlóan, jó közelítéssel szintén Maxwell-Boltzmann statisztikájú gázt alkotnak, így mindkét sugárzási energia eloszlására alkalmazható Planck sugárzási törvénye. Az egyes atomok tömeghiánya tehát kapcsolatba hozható Planck sugárzási törvényével, amely elvi lehetőséget ad az egyes atomok tömegének kiszámítására. A kísérletekből (*tömegspektrométerek*) ismert atomtömegek elméleti meghatározásának különleges tudományos jelentősége van a magfizikában, tudván azt, hogy a mai napig nincs átfogó, axiomatikus magfizikai elmélet.

Az atomenergia sikeres felszabadítása messzi nem jelenti azt, hogy az atommagot, az erős kölcsönhatást megértettük és pontosan ismerjük. Sok ismeret gyűlt össze az idők folyamán, részben a kísérletek, részben az elméleti kutatások következtében, de még ma is távol vagyunk attól, hogy az atommagot megértsük, komplett fizikai leírását meg tudjuk adni. A fizikusok előtt példaként állnak a sikeres fizikai elméletek: a Newton-i mechanika és gravitációs elmélet, Maxwell elektromágneses elmélete, Einstein relativitáselmélete és nem utolsósorban a kvantummechanika. Ezek mindegyike precíz matematikai alapokon álló axiomatikus elméletek, melyek segítségével az ismert fizikai jelenségek jelentős része pontosan és kielégítően értelmezhető. A hatvanas évek csoportelméleti (matematikai) kutatásai elvezettek a nukleonokat felépítő kvarkok felfedezésére, melyek létezését a nagyenergiájú gyorsítókkal is igazolni lehetett. Kiderült, hogy az atommagokat összetartó erős kölcsönhatásért a kvarkok a felelősek, az erős kölcsönhatás erőtere a *kvantumszíndinamika* elmélete (QCD) szerint a *gluon tér* (ragasztó tér). A QCD, mely a *kvantumelektrodinamika* egyfajta általánosítása, a több évtizedes fejlesztés és a hatalmas anyagi ráfordítás ellenére eddig csak részsikereket tudott felmutatni, jellemzően a mai napig sem sikerült vele egy egyszerű atommag tömegét, illetve gerjesztési energiáit kiszámítani.

Az átütő siker hiánya miatt a fizikusok előre menekültek, ma már a slágertéma a kölcsönhatások egyesítése. Az igazán nagy cél a gravitáció elmélettel történő egyesítés, amivel még Einstein is próbálkozott, érthető módon akkor ez neki sem sikerülhetett. A „nagy” egyesítés céljából kezdetben a húrelméletekkel próbálkoztak, jellemzően a hetvenes években, amelyek rendkívül bonyolult matematikai modellekre vezettek. A másik fő irányt a különböző „mértékelméletek” jelentik, ennek egyik megjósolt eleme a tömegért felelős Higgs részecske, és amelynek megtalálásáért indult el 2008. szeptember 10-én a világ legnagyobb részecskegyorsítója, az LHC (Large Hadron Collider) Svájcban, a CERN laboratóriumában.

Az Interneten külön foglalkozom az atommag kutatás hőskorát jellemző magmodellel, amely az atommagot folyadékseppnek tekinti, az atommag kísérletileg ismert tulajdonságait a folyadéksepp fizikai tulajdonságaival hozza párhuzamba. Az eredeti publikáció:

C. F. von Weizsäcker *Z. Phys.* **96**, p.431, (1935).

Az atommag cseppmodellje, nagy jelentősége ellenére a mai generáció részére már jóformán feledésbe merült. A cseppmodell nagy sikerét, egyszerűsége ellenére, az is jelzi, hogy fontos szerepet játszott a maghasadás, a magenergia felszabadítás gyakorlati megvalósításában. A cseppmodell illesztési paramétereit tartalmaz, amelyek többé-kevésbé pontosan, de inkább pontatlanul szerepelnek a különböző weboldalakon. Ezért döntöttem úgy, hogy a cseppmodell illesztését a legfrissebb kísérleti atomtömegekre (mintegy 2000 izotópra) ismételtelen elvégzem:

<http://www.geocities.com/fhunman/drop.pdf>

Ez a munka egyben alátámasztja a számítástechnika bámulatos fejlődését, hogy egy otthoni személyi számítógépen ma már ilyen, viszonylag nagy tömegű adat feldolgozása, illetve egy bonyolult görbeillesztési feladat minden különösebb nehézség nélkül elvégezhető. Bevallom, hogy a személyi számítógép a kilencvenes évektől kezdve pótolhatatlan mértékben segítette az elméleti fizikai kutatásaimat, otthoni számítógép nélkül ötleteimet sohasem tudtam volna sikeresen megvalósítani.

Mindazonáltal a folyadéksepp modell nem tud választ adni számos fontos kérdésre, melyek az atommag belső felépítésével, a magon belül ható erőkkel kapcsolatosak. Sokáig a magfizika nagy célkitűzése volt annak megértése, hogyan jön létre az atommag szerkezete a nukleonok kölcsönhatása révén. Csak jóval később tisztázódott, hogy a nukleonokat *kvarkok* alkotják, de a nukleáris (erős) kölcsönhatást még eddig nem sikerült visszavezetni a kvarkok fundamentális kölcsönhatására.

A könnyű atommagok mai számítási módszerei elsődlegesen a *nemrelativisztikus kvantummechanikára* épülnek. A világon számos realizisztikus tapasztalati modellt fejlesztettek ki a két és három nukleon kölcsönhatásra, melyeket illesztettek a nukleon-nukleonszórás adatokra, és a 2H , 3H , 4He stb. könnyű magok mérhető tulajdonságaira. A szokásosan használt nemrelativisztikus *Hamilton operátorok* két-test, illetve három-test potenciálokat tartalmaznak. Ma már különböző közelítő módszerek találhatók a szakirodalomban a kevés-test probléma megoldására, de továbbra is szükségesek a kísérleti adatok a számítási paraméterek illesztéséhez. Ha viszont józan paraszti ésszel gondolkozunk, könnyen rájövünk az ilyen jellegű próbálkozások sikertelenségének okára. Ugyanis a magfizikai folyamatokban a nukleonok nyugalmi tömegéhez viszonyítva a kölcsönhatási energiák lényegesen nagyobbak, mint az atom-, illetve molekulafizikai (elektronháj) kölcsönhatásoknál. A magpotenciál nem tekinthető közelítőleg sztatikusnak, mint a héjfizikában, azaz minden egyes atommag alapállapotú, illetve gerjesztett konfigurációnál a nukleonok egyedi potenciálteret alakítanak ki, amelyek *nem csere-kompatibilisek* egymás között. A sikeres héjfizikában hallgatólagosan feltételezik a még Newtonig visszavezethető alapfeltevés teljesülését, és pedig az erőhatások függetlenségi elvét (konkrétan a potenciálok lineáris szuperpozícióját), ami a magfizikai potenciálok esetén valószínűleg nem érvényes.

Az atommag cseppmodelljét az atommagok kötési energiáinak kiszámítására használták a felfedezésének korában, de elméleti szempontból sokkal izgalmasabb, hogyan tudjuk kiszámítani a semleges atomok tömegeit, amiket egyébként kísérletileg tömegspektrométerrel mérnek, bámulatos pontossággal. A fent jelölt munkában az atommag cseppmodelljét a semleges atomok tömegének kiszámítására alkalmaztam. Természetesen a semleges atomok tömegének ismeretében már egyszerű kiszámítani az atommagok kötési energiáit: a semleges atom

tömegéből le kell vonnunk a Z rendszámú elem Z számú elektronjának és protonjának tömegét, valamint az $N = A - Z$ számú neutronjának tömegét.

Az atomok keletkezésének *radiációs modelljét*, ami a jelenlegi dolgozatom tárgya, 2006-ban publikáltam a *Galilean Electrodynamics* (USA) folyóiratban:

http://www.geocities.com/fhunman/galilean_atom.pdf

2. Planck törvényének kiterjesztése

Az atomok (atommagok) kötési energiáit Planck sugárzási törvényét felhasználva akarjuk meghatározni. Az egyes elemek atomjait a magas hőmérsékletű csillagokban fekete test oszcillátoroknak tekintjük, melyek diszkrét frekvenciákon sugároznak. Planck sugárzási törvénye feltételezi, hogy a fekete test oszcillátorok minden frekvencián sugároznak, a sugárzási spektrum folytonos. Planck törvénye a fekete test sugárzási energiasűrűségét adja meg a T abszolút hőmérséklet és a sugárzási frekvencia függvényében:

$$dE(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \frac{\hbar \omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} d\omega. \quad (2.1)$$

amely láthatóan az ω sugárzási frekvencia szerint folytonos. Az atomi oszcillátorok diszkrét frekvenciákon sugároznak, így Planck törvényét módosítanunk kell diszkrét frekvenciákra. A diszkrét frekvenciákon rezgő atomi oszcillátorok által kisugározható, illetve elnyelhető energiáknak kvantummechanikai bizonytalansága („természetes vonalszélessége”) miatt (2.1) integrálása egy keskeny frekvenciasávban elvégezhető. Első közelítésben feltehetjük, hogy a sugárzási frekvencia az atomi tömegek monoton növekvő függvénye. Így az A tömegszámú atom sugárzási energiája a (2.1) törvény integrálásával a szűk $\Delta\omega$ tartományon következőre vezet:

$$E(A) = cst. \times \frac{\omega^4(A)}{e^{\hbar \omega(A) / kT} - 1}. \quad (2.2)$$

Eredményünk lényegét összefoglalva, azt mondhatjuk, hogy az atomok által a magas hőmérsékletű csillagokban kisugározható energiája (ennek negatívja az atom kötési energiája) Planck törvénye szerint arányos a fenti kifejezéssel. Természetesen ugyanezen energia elnyelése az atom szeparációjára vezet (speciálisan protonokra, illetve neutronokra).

Fontos megjegyezni, hogy a (2.2) képlet lényegét tekintve a híres *Stefan-Boltzmann* sugárzási törvénynek felel meg, és pedig diszkrét frekvenciákon értelmezve. A diszkrét frekvenciákra összegezve kapjuk meg a frekvenciától független, csak a hőmérséklettől függő, az eredeti definíciónak megfelelő Stefan-Boltzmann törvényt.

A konkrét számításoknál azonban ismernünk kell, hogyan függ a sugárzási frekvencia az atomok tömegszámától, általában a tömegtől. Erre vonatkozóan részletes tanulmányt írtam a honlapomon, a részletek a következő dolgozatban találhatóak:

<http://www.geocities.com/fhunman/massfreq.pdf>

Számunkra ennek a munkának a végeredménye lényeges, miszerint a tömeg és a frekvencia a fizikai tehetetlenség fogalmán keresztül összekapcsolható, és pedig a tömeg ekvivalens módon kifejezhető a frekvencia négyzetével és viszont. Mivel az atomok tömegei jó közelítésben az A tömegszámukkal arányosak, az atomi frekvenciák négyzetét arányosnak vesszük a tömegszámukkal:

$$\omega^2(A) = cst. \times A. \quad (2.3)$$

3. Atomtömegek számítása a radiációs elmélettel

Az előző pont alapján az A tömegszámú atom tömegét, közelítésben könnyen megkapjuk:

$$M(A) = AM_0 - cst. \times \frac{\omega^4(A)}{e^{\hbar\omega(A)/kT} - 1}. \quad (3.1)$$

ahol M_0 az átlagos szabad nukleontömegnek felel meg. A képletet a kísérletileg mért atomtömeg értékekre illesztjük, ahol M_0 az egyik illesztési paraméter. A képlet illesztéséhez azonban még további két illesztési paramétert kell bevezetnünk. Az ω sugárzási frekvenciát a tömegszámmal fejezzük ki (2.3) szerint:

$$\omega(A) = \sqrt{A}. \quad (3.2)$$

Ez az egyenlőség azért teljesülhet, mivel a (2.3) arányossági tényezője bevonható a (3.1) képlet arányossági tényezőjébe. A (3.2) *tömegfrekvencia definíció* alapján a (3.1) a következő alakban is felírható:

$$M(A) = AM_0 - \frac{1}{2} LA^2 / (\eta^{\sqrt{A}} - 1). \quad (3.3)$$

A három illesztési paraméter: M_0 és L tömeg dimenziójú, η pedig dimenziótlan. Ugyanez a képlet a tömegszámot kiemelve:

$$M(A) = AM_0 \left[1 - \frac{1}{2} \lambda A / (\eta^{\sqrt{A}} - 1) \right], \quad (3.4)$$

ahol itt az L helyett bevezettem a λ dimenziótlan illesztési konstanst.

Összefoglalva, Planck sugárzási törvényét kiterjesztettük diszkrét frekvenciákra. Az atom tömegét arányosnak vettük az atomhoz rendelhető sugárzási frekvencia négyzetével. Ennek alapján egy egyszerű, háromparaméteres formulát kaptunk az atomok tömegére, amely a kísérletileg mért atomtömegekre illeszthető. Ebben az első közelítésben nem vettük figyelembe az atomok Z rendszámfüggését, amit a következőkben még számításba veszünk.

4. Az első illesztések eredményei

A (3.3), illetve az ezzel ekvivalens (3.4) *tömegképletet* személyi számítógéppel illesztettem mintegy közel kétezer atom (izotóp) mért tömegadataira. A tömegadatok a honlapomon megtalálhatók:

<http://www.geocities.com/fhunman/atomdata.txt>

Ezek a kísérleti adatok *G. Audi és A. H. Wapstra* publikációjából származnak:

G.Audi, A.H.Wapstra *Nuclear Physics*, **A595**, vol.4, p.409-480, (1995)

A numerikus számítások során csakhamar kiderült, hogy a λ paraméter pontosan megfelel egy különleges tömegarányoknak:

$$\lambda = m / M = \text{elektron tömeg} / \text{proton tömeg} . \quad (4.1)$$

Ezzel a tömegképlet illesztési paramétereinek száma kettőre csökkent, amely jelentősen felgyorsította az illesztési számításokat.

Amint az előzetesen várható volt, az atommag cseppmodelljéhez hasonlóan a radiációs modell is pontatlannak bizonyult könnyű atommagok esetén. Ezért kézenfekvőnek tűnt a (3.4) tömegképletnek egy olyan egyszerű módosítása, amely könnyű atommagok esetén pontosabb eredményt szolgáltat, egyben megtartva nagy tömegszámok esetén a képlet pontosságát. Ilyenkor nincs más lehetőség, mint apró változtatásokkal megtalálni az optimális alakot. A hosszas próbálkozások a következő módosításra vezetett:

$$M(A) = AM_0 \left[1 - \frac{m}{2M} (A-6) / \left(\eta^{\sqrt{A-2}} - 1 \right) \right]; \quad (A \geq 3) \quad (4.2)$$

ahol tehát m az elektron tömege, M a proton tömege, M_0 és η pedig illesztési paraméterek. A tömegképlet illesztése a nagyszámú (közel 2000) kísérleti atomtömegre a következő paraméterekre vezetett:

$$M_0 = 1.003303846 a.u.; \quad \eta = 1.220126766 . \quad (4.3)$$

A tömege itt az általánosan elfogadott atomi egységekben szerepel (a.u. = *atomic unit*), amely a szénatom 12-es tömegszámú izotóp tömegének 12-ed része.

5. A tömegképlet és a Q-fizika

A *Q-fizika* szerint az alapvető fizikai állandók többsége a $Q = 2 / 9$ racionális szám egész, vagy félegész hatványaival fejezhető ki, mind a dimenziómentes esetekben, illetve speciálisan az *SI fizikai egységrendszerben*. A Q-fizikáról részletes beszámoló olvasható a honlapon:

<http://www.geocities.com/fhunman/qphysics.html>

Az atomok keletkezésének radiációs modelljére kapott (4.2), illetve (4.3) eredmények nagy meglepetést okoztak, hiszen a Q-fizika szerint:

$$m / M \cong Q^5; \quad (Q \cong 2 / 9 = 0.222...), \quad (5.1)$$

valamint az η illesztési paraméter közelítőleg:

$$\eta = 1.220126... \cong 1 + Q = 1 + 0.222... \quad (5.2)$$

Mindezek ismeretében a (4.2) tömegképlet a következő alakban is felírható:

$$M(A) = AM_0 \left[1 - \frac{1}{2} \times \frac{Q^5 (A-6)}{(1+Q)^{\sqrt{A-2}} - 1} \right]; \quad (A \geq 3) \quad (5.3)$$

ahol már az illesztési paraméterek az M_0 tömeg, és a Q dimenziótlan paraméter, mely utóbbiról tudjuk, hogy $2 / 9$ -hez közeli szám. Az (5.3) képletre elvégzett illesztés eredménye:

$$M_0 = 1.003393 \text{ a.u.}; \quad Q = 0.226266. \quad (5.4)$$

A lényegét összefoglalva megállapítható, hogy az atomok keletkezésének radiációs modellje összhangban van az univerzálisnak mondható Q-fizikával, és Planck sugárzási törvényéből következik. Ezen „kompatibilitások” győztek meg arról, hogy a radiációs modell mögött nagy valószínűséggel egzakt fizikai háttér áll.

6. A radiációs modell pontosítása

A modell pontosítására sok időt szántam. Gondot jelentett, hogy a könnyű atomok (atommagok) esetén az (5.3) képlet pontossága elmaradt a cseppmodell pontosságától. A többszöri nekifutás és kemény próbálkozások után rá kellett jönnöm, hogy az (5.3) képlet pontossága már lényegesen nem javítható. Újabb, kiegészítő fizikai feltevésre volt szükség. A vizsgálataim már kezdetben igazolták, hogy a Stefan-Boltzmann törvény általános alakját kell számításba vennem. A fekete test sugárzási teljesítménye általános esetben a következő:

$$P_{\text{sug}} = \sigma (T^4 - T_0^4) \sim \omega^4 - \omega_0^2. \quad (6.1)$$

A képlet megadja a T hőmérsékletű fekete test sugárzási teljesítményét abban az esetben, amikor a sugárzási energiáját egy T_0 hőmérsékletű fekete testnek adja át. Az energiaközlési folyamat addig tart, amíg a két fekete test hőmérséklete azonossá válik, azaz kialakul a termodinamikai egyensúly.

Úgy tűnik, hogy a semleges atomok magas hőmérsékletű szintézisénel ilyen folyamatokkal is számolni kell. A jelenség másképpen is értelmezhető: a már kialakult könnyű atomok „maghőmérséklete” magasabb az abszolút nulla hőmérsékletnél, zérus ponti energiával rendelkeznek.

Az (5.3) atomtömeg képlet az általános Stefan-Boltzmann törvény figyelembe vételével a következő alakba írható:

$$M(A) = AM_0 - \frac{Q^5}{2} \times \frac{\omega^4(A) - \omega_0^4}{(1+Q)^{\omega^*(A)} - 1} \quad (5.3)$$

Bevallom, ezek után tapogatózás folyt a sötétben, a képletben három frekvencia szerepel, a gyors számítógép segített a három frekvencia optimális meghatározásában:

$$\omega^4(A) = (A - S_1)^2; \quad \omega_0^4 = S_0^2; \quad \omega^*(A) = \sqrt{A-1}; \quad (A \geq 2). \quad (5.4)$$

ahol S_1 és S_2 két újabb illesztési paraméter. Továbbá figyelembe kellett venni az atomok Z-N függését is, erre a következő kifejezést találtam:

$$E_C = Q^3 \left(\frac{A-2Z}{A+C} \right)^2; \quad C \cong 4. \quad (5.5)$$

A C az ötödik illesztési paraméter, értéke közel van 4-hez, de a tömegképlet pontossága nagyon érzékeny erre a paraméterre. A képlet a cseppmodellből ismert Coulomb kölcsönhatásra emlékeztet, meglátásom szerint a mageró valójában független a töltéstől, az (5.5) képlet helyesen az $N - Z$ aszimmetriát veszi figyelembe.

7. Számítások

A végleges tömegszámítási modell a fentiek szerint:

$$M(A) = AM_0 - \frac{Q^5}{2} \times \frac{(A - S_1)^2 - S_0^2}{(1 + Q)^{\sqrt{A-1}} - 1} + Q^3 \left(\frac{A - 2Z}{A + C} \right)^2 \quad (6.1)$$

A képlet atomi egységek esetén jó közelítés, amelyben a tömeg egysége a C-12 izotóp 12-ed része. Hogy a képlet tetszőleges egységrendszerben érvényes legyen, a következő alakban kell felírni:

$$M(A) = \lambda \left[A - \frac{Q^5}{2} \times \frac{(A - S_1)^2 - S_0^2}{(1 + Q)^{\sqrt{A-1}} - 1} + Q^3 \left(\frac{A - 2Z}{A + C} \right)^2 \right] \quad (6.2)$$

Illesztési paraméterek:

$$\lambda, S_0, S_1, C, Q \cong 2/9 \quad (6.3)$$

A tömegképletet közel 2000 izotópra illesztettem Monte-Carlo módszerrel. A számítógépes program folyamatosan relatív hibákat számol, és közben véletlenszerűen állítja be az illesztési paramétereket. A program megoldása olyan, hogy biztosítja a konvergenciát az optimális illesztési paraméterek meghatározására. A relatív hiba számításának konvencionális módja a magfizikában:

$$\delta(A, Z) = \frac{M_{\text{számított}} - M_{\text{kísérlet}}}{Z \times M_H + (A - 2Z) \times M_n - M_{\text{kísérlet}}} \quad (6.4)$$

$M_H = a$ hidrogén atom tömege; $M_n = a$ neutron tömege

Az illesztés eredménye:

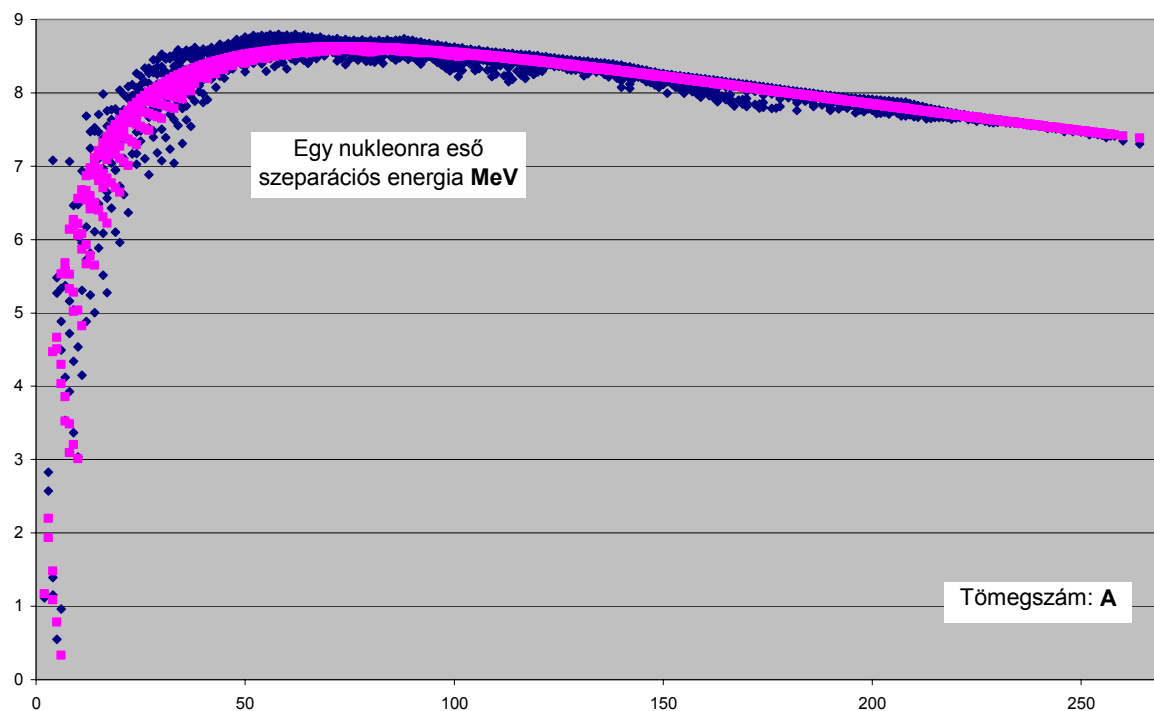
$$\begin{aligned} Q &= .2225309314452568; \lambda = 1.003221688387657 \\ C &= 4.08212037557771; \\ S_1 &= 1.818130436606859; S_0 = 2.481181151433967 \end{aligned} \quad (6.5)$$

A modell pontosságát a relatív hibák szórása jellemzi:

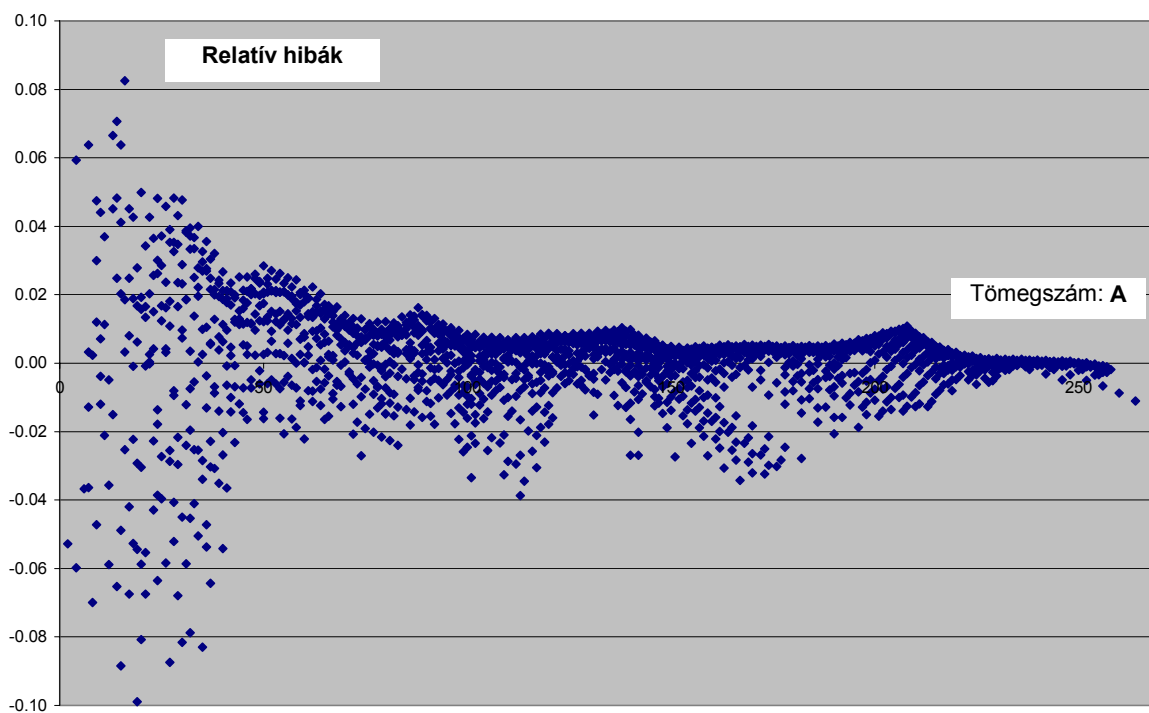
$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum \delta^2(A, Z)}{n + 1}} = 2.89509...10^{-2} \quad (6.6)$$

ahol n az illesztett atomok száma.

Az illesztést jellemző két grafikus ábra:



6.1. ábra: Az egy nukleonra eső szeparációs energia:
sötétkék: mérés, rózsaszín: tömegmodell számítás



6.1. ábra: A számított kötési energiák relatív hibái

A SZÁMÍTÁS POWER BASIC LISTÁJA

REM ATLAGH.BAS SARKADI DEZSO 2009. APRILIS 7

REM POWER BASIC

REM SEMLEGES ATOMTOMEGEK SZAMITASA

REM RADIACIOS MODELL >> ATLAGOS ILLESZTES

A\$ = "===== ATLAGH.BAS ====="

DEFDBL A-Z: DEFINT I, J, K, A, Z, N

DIM A(2000), Z(2000)

DIM MK(2000), MK0(2000), MB0(2000)

DIM RH(2000), RS(2000), SSS(2000)

REM ATOMDATA INPUT: =====

K = 0: OPEN "ATOMDATA.TXT" FOR INPUT AS#1

DO WHILE NOT EOF(1): K = K + 1

INPUT#1, X1\$, X2\$, X3\$, X4\$, X5\$, X6\$

MK(K) = VAL(X1\$): A(K) = VAL(X2\$)

Z(K) = VAL(X3\$): SSS(K) = X5\$

LOOP: CLOSE #1: KS = K

REM INPUT =====

REM ATOM TOMEGEK ATOMI EGYSEGBEN:

AU = 931.5# REM 1 AU = C12 / 12 = 931.5 MeV

MH = 1.007825 REM HIDROGEN ATOM TOMEG

MN = 1.008665 REM NEUTRON TOMEG

REM MAIN =====

KMIN = 3: KMAX = KS

DD = 1E-6#

REM ILLESZTESI PARAMETEREK: =====

Q0 = .2225309314452568

L0 = 1.003221688387657

C0 = 4.08212037557771

S10 = 1.818130436606859

S00 = 2.481181151433967

REM =====

SW = 1: FK = 0: RSM = 1D15

100 IF INKEY\$ = CHR\$(83) THEN SW = -1: GOTO 260

J = 0: HS = 0: DX = DD * RND

RANDOMIZE TIMER: KK = KK + 1

IF KK > 500 THEN KK = 0: PRINT 0;

Q = Q0 * (1 + (RND - .5) * DX)

L = L0 * (1 + (RND - .5) * DX)

C = C0 * (1 + (RND - .5) * DX)

S1 = S10 * (1 + (RND - .5) * DX)

S0 = S00 * (1 + (RND - .5) * DX)

REM =====

FOR I = KMIN TO KMAX

A = A(I): Z = Z(I): N = A - Z

MK = MK(I): M0 = Z * MH + N * MN

MK0 = Z * MH + N * MN - MK

REM =====

MG = (A - S1)^2 - S0^2

FA = SQR(A - 1): B = 1 + Q

```

CS = .5 * Q^5 / (B^FA - 1)
EA = Q * ((N - Z) / (A + C))^2
MB = L * (A - MG * CS + EA)
REM HIBASZAMITAS =====
H = (MB - MK) / MK0: RH(I) = ABS(H)
RS(I) = H: MK0(I) = MK0: MB0(I) = M0 - MB
HS = HS + H^2: J = J + 1
NEXT I
JM = J: RS = SQR(HS / (JM + 1))
IF RS >= RSM THEN 100
Q0 = Q: L0 = L: C0 = C: S10 = S1: S00 = S0
RSM = RS: FK = FK + 1
REM =====
260 HMAX = 0: HMIN = 1E15#
FOR K = KMIN TO KMAX
IF RH(K) > HMAX THEN HMAX = RH(K): KH = K
IF RH(K) < HMIN THEN HMIN = RH(K): KL = K
NEXT K
AH = A(KH): ZH = Z(KH): NH = AH - ZH
AL = A(KL): ZL = Z(KL): NL = AL - ZL
REM =====
CLS: PRINT: PRINT A$: PRINT
PRINT "R.SZORAS =": RSM
PRINT "FRISSITES =": FK
PRINT "R.HIBA MAX =": HMAX
PRINT "A =": AH, "Z =": ZH, "N =": NH
PRINT "R.HIBA MIN =": HMIN
PRINT "A =": AL, "Z =": ZL, "N =": NL
PRINT
PRINT "Q0 =": Q0
PRINT "L0 =": L0
PRINT "C0 =": C0
PRINT "S10 =": S10
PRINT "S00 =": S00
PRINT
PRINT "DD =": DD
PRINT "KMIN =": KMIN, "KMAX =": KMAX
PRINT "SIKER-ADAT JM =": JM
PRINT "OSSZ-ADAT KS =": KS
PRINT "LEALLITAS: SHIFT + S": PRINT
IF SW < 0 THEN 300 ELSE 100
REM =====
300 INPUT"TOVABB? (Yes/No/Adatmentes/Print)":X$
IF UCASE$(X$) = "Y" THEN SW = 1: GOTO 100
IF UCASE$(X$) = "A" THEN 400
IF UCASE$(X$) = "N" THEN 320
IF UCASE$(X$) = "P" THEN 500
320 CLS: PRINT: PRINT "***** END *****": END
REM =====
400 OPEN "ATLAGH.TXT" FOR OUTPUT AS#1
PRINT#1, A$: PRINT #1,

```

```

PRINT#1, "R.SZORAS ="; RSM
PRINT#1, "R.HIBA MAX ="; HMAX
PRINT#1, "A ="; AH, "Z ="; ZH, "N ="; NH
PRINT#1, "R.HIBA MIN ="; HMIN
PRINT#1, "A ="; AL, "Z ="; ZL, "N ="; NL
PRINT#1,
PRINT#1, "Q0 ="; Q0
PRINT#1, "L0 ="; L0
PRINT#1, "C0 ="; C0
PRINT#1, "S10 ="; S10
PRINT#1, "S00 ="; S00
PRINT#1,
PRINT#1, "DD ="; DD
PRINT#1, "KMIN ="; KMIN; "KMAX ="; KMAX
PRINT#1, "SIKER-ADAT JM ="; JM
PRINT#1, "OSSZ-ADAT KS ="; KS
CLOSE#1: GOTO 300
500 OPEN "ATLAGH.PPP" FOR OUTPUT AS#1
FOR K = KMIN TO KMAX
A = A(K): MK0 = AU * MK0(K): MB0 = AU * MB0(K)
PRINT#1, SS$(K), Z(K), A, MK0 / A, MB0 / A, RS(K)
NEXT
CLOSE#1: GOTO 300
□

```

===== ATLAGH.BAS =====

```

R.SZORAS = 2.895094206566326E-2
R.HIBA MAX = .6541242765847927
A = 6      Z = 1      N = 5
R.HIBA MIN = 1.036876773271094E-6
A = 236    Z = 91     N = 145

```

```

Q0 = .2225309314452568
L0 = 1.003221688387657
C0 = 4.08212037557771
S10 = 1.818130436606859
S00 = 2.481181151433967

```

```

DD = .000001
KMIN = 3 KMAX = 1964
SIKER-ADAT JM = 1962
OSSZ-ADAT KS = 1964

```